

УДК 539.3, 621.384.3

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ В ЖЕЛЕЗЕ

О. А. Плехов, О. Б. Наймарк

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013 Пермь
E-mails: roa@icmm.ru, naimark@icmm.ru

Проведено исследование локализации пластической деформации с использованием высокочувствительной инфракрасной камеры. Показано, что локализация пластической деформации в железе сопровождается зарождением и распространением на поверхности образца тепловых волн. Получены определяющие соотношения, описывающие баланс энергии в материале при пластическом деформировании, проведен анализ пластического течения железа. Результаты исследования сравниваются с данными инфракрасного сканирования. Показано соответствие предложенной модели локализации деформации в форме солитоноподобных волн (фазовых волн переключения) кинетике температурных волн, характеризующих диссипацию при развитии пластической деформации.

Ключевые слова: термодинамика и мезомеханика дефектов, диссипация энергии, инфракрасная термография.

ВВЕДЕНИЕ

Результаты исследований эволюции структуры металлических материалов при пластическом деформировании, которые проводятся на протяжении последних десятилетий, показывают, что важнейшим признаком пластического течения является локализация пластической деформации. Большая часть работ по данной теме посвящена изучению механики этого процесса, сопровождающегося изменением свойств системы в результате “переподчинения” ее поведения динамике областей локализованного сдвига [1].

В последнее время интерес к данной проблеме возрос, что обусловлено возможностью экспериментальной проверки развиваемых теоретических моделей. Применение современной техники инфракрасного сканирования при исследовании баланса и перераспределения в материале энергии, затрачиваемой на деформирование представительного объема образца, позволяет получить более полное представление о механизмах локализации пластической деформации.

Впервые связь пластической деформации с кинетикой фазовых волн переключения, обусловленных диссипативными эффектами в областях локализации деформации, установлена в работе [2] (на примере стали марки S355MC). Показано, что скорость распространения тепловых волн зависит от скорости деформации, а их амплитуда может достигать 3–4°. Исследование механизмов распространения волн локализации деформации в

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 07-08-96001, 07-01-91100).

монокристаллах металлов с ГЦК-решеткой (медь, никель) проведено в [3]. В [4] предложена математическая модель распространения волн локализованной пластичности в кристаллах, основанная на механизме двойного поперечного скольжения винтовых участков дислокаций.

При разработке физических моделей, описывающих особенности диссипативных процессов, обусловленных коллективными свойствами ансамблей мезодефектов и их влиянием на природу структурной релаксации, пересматривается ряд предположений о механизмах пластической деформации, основанных на идеях работы [5].

Использование развитого в [6, 7] подхода к описанию поведения сред с мезодефектами, основанного на обобщении методов статистической термодинамики для неравновесных систем, позволило установить связь механизмов структурной релаксации с нелинейными закономерностями пластической деформации и переходами от дисперсного накопления повреждений к их локализации и разрушению.

Феноменология данного подхода основана на формулировке неравновесного мезоскопического потенциала — неравновесной свободной энергии, учитывающей типы нелинейности, характерные для материала с мезодефектами. Форма мезоскопического потенциала основана на статистическом описании поведения ансамбля мезодефектов и представляет собой обобщение потенциала Гинзбурга — Ландау для установленного нового класса критических явлений — структурно-скейлинговых переходов, характерных для твердых неравновесных систем с мезодефектами. Особенностью потенциала является его зависимость от дополнительного параметра порядка — параметра структурного скейлинга, учитывающего многомасштабные взаимодействия в ансамбле мезодефектов. Использование представлений о структурно-скейлинговых переходах при исследовании широкого класса мезоскопических систем с дефектами позволило провести анализ волновых эффектов и диссипативных механизмов, сопровождающих процессы структурной релаксации и локализации пластического течения [7].

При проверке модели важной проблемой является определение констант, характеризующих кинетику развития мезодефектов и эффекты нелокальности, которые необходимо учитывать при описании поведения ансамблей мезодефектов. В настоящей работе показано, что инфракрасное сканирование волновых процессов, обусловленных локализацией деформации, позволяет провести проверку разрабатываемой теоретической модели, описывающей баланс энергии в материале при пластическом деформировании, и выполнить оценку материальных параметров модели.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН ДИССИПАЦИИ В ЖЕЛЕЗЕ

1.1. Условия эксперимента. Эксперимент проводился на термически обработанных образцах армко-железа в условиях изотермического деформирования. Образцы имели следующий химический состав: С — 0,004 %, Mn — 0,04 %, Si — 0,05 %, S — 0,005 %, P — 0,005 %, Ni — 0,06 %, Cr — 0,038 %, Mo — 0,01 %, Fe — более 99 %.

Геометрия образцов показана на рис. 1. После механической обработки образцы подвергались отжигу в бескислородной атмосфере при температуре 800 °С в течение 8 ч. Для мониторинга диссипации энергии поверхность образцов механически полировалась в несколько этапов (на последнем этапе использовалась алмазная суспензия с включениями, характерный размер которых составлял 3 мкм) и покрывалась матовой черной краской. Образцы нагружались в режиме одноосного растяжения со скоростью деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Для записи эволюции поля температур использовалась инфракрасная камера “CEDIP Jade III”. Спектральный диапазон камеры составляет 3–5 мкм. Максимальный размер кадра 320 × 240 точек, минимальный пространственный размер “тепловой” точки 10^{-4} м ,

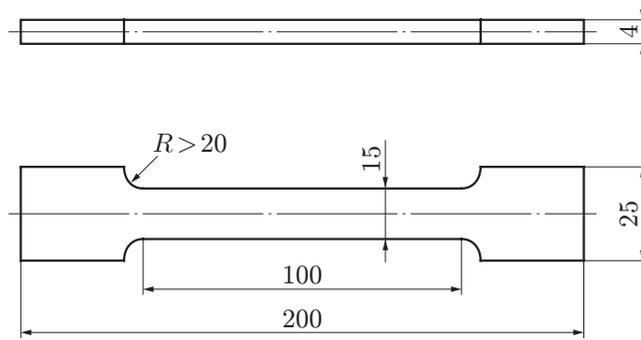


Рис. 1. Форма и геометрические размеры образцов

минимальная погрешность измерения температуры 25 мК при температуре образца 300 К, максимальная скорость съемки 500 Гц. Поверхность исследовалась с помощью оптического интерферометра-профилометра “New View 5000”, позволяющего получать трехмерное изображение рельефа с горизонтальным разрешением до 0,5 мкм и вертикальным разрешением до 1 нм.

1.2. Результаты экспериментов. Ниже изложена методика экспериментов и представлены их результаты.

Алгоритм расчета размеров и положения источников тепла. При расчете положения источников тепла использовался алгоритм, аналогичный предложенному в [8]. Система координат выбиралась таким образом, чтобы направление растяжения совпадало с осью x , а ось y была расположена в плоскости образца. По толщине образца (в направлении оси z) поле температур предполагалось однородным.

Уравнение, определяющее мощность источников тепла, следует из уравнения теплопроводности

$$r(x, y, t) = \rho c \dot{T}(x, y, t) - k \Delta T(x, y, t),$$

где ρ — плотность; k — теплопроводность; c — теплоемкость.

Данные инфракрасного сканирования в сечениях $y = \text{const}$ обрабатывались на основе дискретного фурье-преобразования (ДФП) с целью уменьшения влияния случайных колебаний температуры. При вычислении ДФП использовалось зеркальное отображение сигнала относительно оси y . Прямое и обратное ДФП могут быть представлены в виде

$$T\omega_k = \sum_{n=0}^{N-1} T_n \exp\left(2\pi ni \frac{k}{N}\right), \quad T_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} T\omega_k \exp\left(-2\pi ni \frac{k}{N}\right),$$

$$k, n = 0, 1, \dots, N - 1$$

или

$$T\omega_k = F(T_n), \quad T_n = F^{-1}(T\omega_k).$$

В качестве фильтра использовалась функция $\varphi(x) = (\nu_c/\sqrt{\pi}) \exp(-\nu_c^2 x^2)$.

Мощность источников тепла определялась следующим образом:

$$T_f(t) = \text{Re} [NF^{-1}(F(T)F(\varphi))], \quad \Delta T_f(t) = \text{Re} [NF^{-1}(F(T)F(\Delta\varphi))],$$

$$r(x, t) = \rho c \dot{T}_f(x, t) + k \Delta T_f(x, t).$$

Здесь $T_f(t)$, $\Delta T_f(t)$ — значения $T(t)$ и $\Delta T(t)$, обработанные фильтром; $\Delta\varphi = (4\nu_c^5/\sqrt{\pi}) \exp(-\nu_c^2 x^2)(r^2 - 1/(2\nu_c^2))$.

Результаты расчета распределения источников тепла. Результаты расчетов приведены на рис. 2–4. На рис. 2 представлено пространственное распределение температуры на поверхности образца при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 0,002 \text{ с}^{-1}$. Две волны локализованной деформации движутся от захватов в центр образца под углом 70° (длина исследуемой

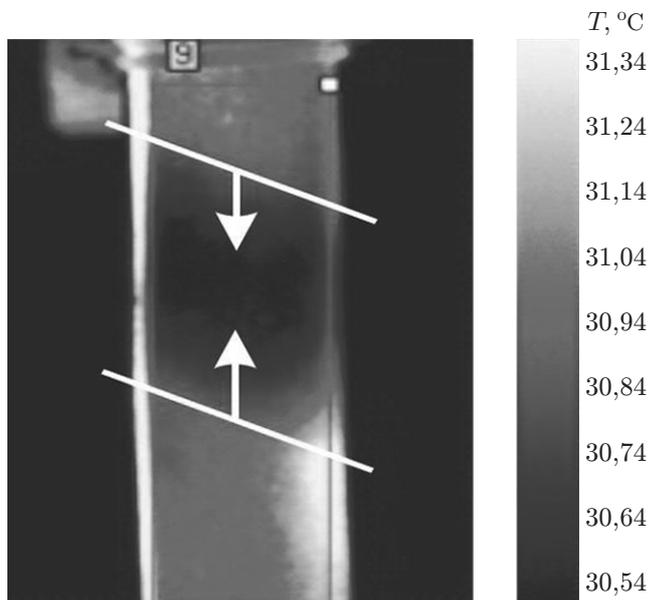


Рис. 2. Распределение температуры на поверхности образца при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (стрелки — направления движения волн деформации)

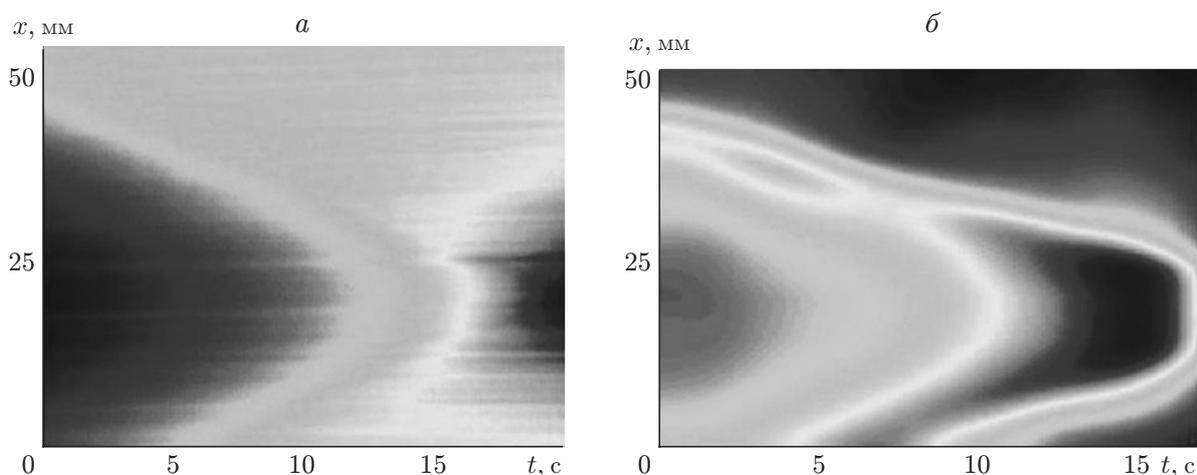


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция поля температур (а) и соответствующее распределение источников тепла (б), полученные в эксперименте

области 48,85 мм, время прохождения волн 21,5 с). На рис. 3,а показана соответствующая пространственно-временная эволюция температуры вдоль поперечного сечения образца. Анализ кинетики поля температуры позволяет восстановить пространственно-временное распределение источников тепла в образце (рис. 3,б). Зона с интенсивной диссипацией энергии имеет ширину порядка 15–20 мм. В момент встречи волн происходит существенное увеличение диссипативной активности в материале.

На рис. 4 представлена зависимость локальной деформации образца от времени, полученная по данным внешнего механического датчика перемещений. Вне волны локализованной деформации скорость деформации равна нулю до момента встречи волновых фронтов.

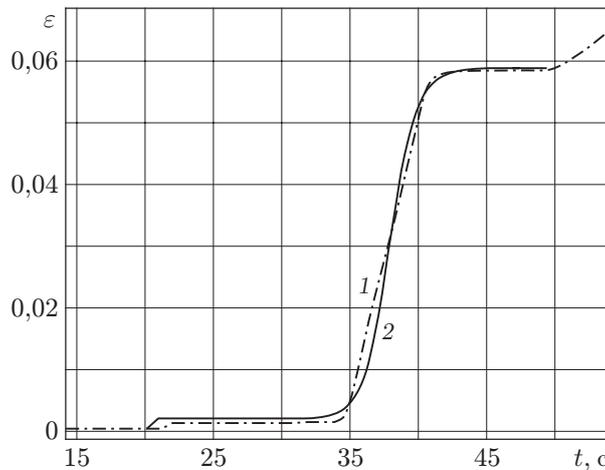


Рис. 4. Зависимость локальной деформации образца от времени в момент прохождения волны деформации:

1 — экспериментальные данные; 2 — результаты численного расчета

2. СВОЙСТВА МЕЗОДЕФЕКТОВ

2.1. Параметры, определяющие порядок континуума с дефектами. В настоящее время определение независимых переменных, характеризующих пластическое деформирование, является актуальной проблемой. В [9] отмечается, что пластическая деформация есть результат движения дефектов дислокационного типа, поэтому необходимо введение структурных переменных, определяющих термодинамическое состояние пластически деформированного твердого тела. При описании поведения ансамблей мезодефектов различных структурных уровней включая микротрещины и микросдвиги необходимо определить вид микро- и макроскопических параметров, учитывающих локальное изменение симметрии, обусловленное наличием мезодефектов, а также вид зависимости термодинамического потенциала от структурных переменных, характеризующих дефекты.

2.2. Микро- и макроскопические переменные для ансамбля мезодефектов. Структурные переменные, ассоциированные с мезодефектами, введены в [7] как аналоги тензоров дислокационной плотности. Эти дефекты описываются симметричными тензорами вида

$$s_{ik} = s\nu_i\nu_k$$

в случае микротрещин и

$$s_{ik} = s(\nu_i l_k + l_i \nu_k)/2$$

в случае микросдвигов. Здесь $\boldsymbol{\nu} = (\nu_i, \nu_k)$ — единичный вектор нормали к основанию микротрещины или площадки сдвига; $\boldsymbol{l} = (l_i, l_k)$ — единичный вектор в направлении сдвига; s — объем микротрещины или интенсивность сдвига.

В результате усреднения микроскопического тензора s_{ik} получаем макроскопический тензор плотности мезодефектов

$$p_{ik} = n\langle s_{ik} \rangle,$$

который имеет смысл деформации, обусловленной дефектами; n — концентрация дефектов.

2.3. Неравновесный мезоскопический потенциал твердого тела с мезодефектами. Исследование распределения мезодефектов по размерам в деформированных материалах показывает, что пространственное распределение этих дефектов на различных

масштабных уровнях обладает свойствами статистической автомодельности [7]. Следствием статистической автомодельности является универсальный вид функции распределения дефектов на различных структурных уровнях в некоторых безразмерных (автомодельных) координатах. Это свойство ансамбля мезодефектов позволило предложить решение статистической задачи поведения ансамбля дефектов и установить вид неравновесного мезоскопического потенциала в терминах интенсивных переменных: тензора плотности дефектов p_{ik} и параметра структурного скейлинга δ [10, 11]. Параметр структурного скейлинга, определенный в рамках статистического описания, учитывает роль структурных масштабов в случае среды с дефектами и представляет собой отношение среднего расстояния между дефектами L_H (близкого к масштабу характерной структурной гетерогенности, например к размеру зерен) к среднему размеру зародышей дефектов L_N , например исходных зернограничных дефектов: $\delta = (L_H/L_N)^3$. Феноменологическое представление мезоскопического потенциала, учитывающее установленные типы нелинейностей для среды с мезодефектами, имеет вид обобщенного разложения Гинзбурга — Ландау [12]

$$F = A(\delta, \delta_*)p_{ik}^2/2 - Bp_{ik}^4/4 + C(\delta, \delta_c)p_{ik}^6/6 - D\sigma_{ik}p_{ik} + \chi(\nabla p_{ik})^2, \quad (1)$$

где A, B, C, D, χ — параметры среды; δ_*, δ_c — критические значения структурного параметра скейлинга (точки бифуркации решения статистической задачи), которые аналогичны критическим температурам в теории фазовых переходов Ландау и определяют типы структурно-скейлинговых переходов в неравновесной мезоскопической системе для различных диапазонов значений структурного параметра скейлинга δ ($\delta > \delta_* \approx 1,3, \delta_c < \delta < \delta_*, \delta < \delta_c \approx 1$).

3. ПЛАСТИЧНОСТЬ И МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В АНСАМБЛЯХ МЕЗОДЕФЕКТОВ

Физическая особенность механизма переноса импульса при пластической деформации заключается в том, что дислокационные носители пластической деформации (в данном случае микросдвиги) движутся в поле консервативных (упругих) сил. В этом заключается отличие необратимой деформации, обусловленной перестройкой дислокационной структуры, от обратимой деформации.

В последние десятилетия достигнут значительный прогресс в изучении механизмов пластического течения и разработке феноменологической теории пластичности в широком диапазоне напряжений и скоростей деформирования. Однако в настоящее время использование структурных характеристик при формулировке определяющих уравнений пластичности не позволяет объяснить ряд особенностей механизмов пластичности, обусловленных динамикой дефектов. Не объяснены механизмы локализации пластической деформации (неустойчивость локализованного сдвига), связь эволюции структуры с деформационным упрочнением, универсальность (автомодельность) пластического волнового фронта.

Экспериментальные данные о переходах в дислокационных субструктурах при пластической деформации и результаты статистического описания коллективного поведения ансамблей микросдвигов позволяют установить связь между пластичностью и эволюцией структуры.

В [13] показано, что пластическую деформацию материала можно рассматривать как следствие структурной аккомодации фрагментированных объемов материала, появляющихся при упорядочении дислокационных ансамблей при структурно-скейлинговых переходах. Таким образом, пластическая деформация (в отличие от упругой) не является термодинамической переменной состояния, а рассматривается как переменная процесса деформирования и определяется диссипативными механизмами процесса течения и структурных изменений в материале. С учетом сказанного выше следует разделять вклад в

энтропию, обусловленный, с одной стороны, диссипативными процессами (диссипативный вклад) при течении материала, с другой — структурными изменениями в материале при формировании дислокационных субструктур различных масштабных уровней.

Для учета влияния структурной релаксации на пластическое течение при неизотермическом деформировании определим полную скорость деформации следующим кинематическим соотношением:

$$e_{ik} = \dot{\varepsilon}_{ik}^p + \dot{\varepsilon}_{ik}^e + \dot{p}_{ik} + e^T \delta_{ik}.$$

Здесь $\dot{\varepsilon}_{ik}^p$ — скорость пластической деформации; $\dot{\varepsilon}_{ik}^e$ — скорость упругой деформации; \dot{p}_{ik} — кинематический вклад дефектов в скорость деформации; $e^T \delta_{ik}$ — скорость деформации за счет термоупругого эффекта.

Вводя в рассмотрение полную свободную энергию системы $\Psi = W + F$ в виде суммы свободных энергий, определяемых упругостью (в частности, термоупругостью) среды (W) и вкладом мезодефектов (F) и предполагая, что свободная энергия системы зависит только от переменных ε_{ik}^e , p_{ik} , T , диссипативную функцию системы можно представить в виде

$$TP_s = \sigma_{ik} \dot{e}_{ik}^p + \sigma_{ik} \dot{p}_{ik} - \frac{\partial F}{\partial p_{ik}} \dot{p}_{ik} \geq 0,$$

где с учетом предположения о пластической несжимаемости переменные имеют бесследовую структуру. В этом случае закон сохранения энергии принимает вид

$$c\rho \dot{T} = Q^e + Q^p + r - \nabla \mathbf{q},$$

где Q^e — диссипативный вклад, обусловленный термоупругостью:

$$Q^e = T \frac{\partial}{\partial \varepsilon_{ik}^e} \frac{\partial F}{\partial T} : \dot{\varepsilon}_{ik}^e,$$

Q^p — интенсивность источника при пластической деформации:

$$Q^p = T \frac{\partial}{\partial p_{ik}} \frac{\partial F}{\partial T} : \dot{p}_{ik} + \sigma_{ik} : \dot{e}_{ik}^p + \left(\sigma_{ik} - \frac{\partial F}{\partial p_{ik}} \right) : \dot{p}_{ik}.$$

Из условия знакоопределенности диссипативной функции с учетом соотношений Онсагера связь между потоками и термодинамическими силами [13] имеет вид

$$\sigma_{ik} = L_{iklm}^{(1)} e_{ik}^p - L_{iklm}^{(2)} \dot{p}_{ik}, \quad \frac{\partial F}{\partial p_{ik}} = L_{iklm}^{(2)} e_{ik}^p - L_{iklm}^{(3)} \dot{p}_{ik}. \quad (2)$$

Уравнения (2) квазилинейны: кинетические коэффициенты $L_{iklm}^{(\nu)}$ в общем случае зависят от инвариантов p_{ik} . Приведенные соотношения описывают “перекрестные” эффекты — влияние кинетики дислокационной подсистемы на релаксационные процессы, обусловленные пластическим течением среды.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ МОДЕЛИ

Деформирование твердого тела на основе полученных определяющих уравнений в одноосном случае с учетом изменения температуры может быть описано с использованием следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \dot{\varepsilon}}{\partial t} &= \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2}, & \dot{\sigma} &= E(e - \dot{\varepsilon}^p - \dot{p}), \\ \dot{\varepsilon}^p &= l_1 \sigma + l_2 \left(\sigma - \frac{\partial F}{\partial p} \right), & \dot{p} &= l_3 \left(\sigma - \frac{\partial F}{\partial p} \right) + l_2 \sigma, \end{aligned} \quad (3)$$

$$c\rho\dot{T}(x, t) = Q^e + \sigma(\dot{\varepsilon}^p + \dot{p}) - \frac{\partial F}{\partial p} \dot{p} + k \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2}.$$

Здесь ε , σ — соответствующие одноосному случаю компоненты тензоров деформаций и напряжений ($\varepsilon = (\nabla u + \nabla u^T)/2$, σ — тензор напряжений Коши); ε^p — компонента тензора пластических деформаций; p — компонента тензора плотности дефектов; F — удельная свободная энергия, обусловленная появлением дефектов; $Q^e = TF_{T\varepsilon^e} : \dot{\varepsilon}^e$ — нагрев за счет термоупругого эффекта; ε^e — компонента тензора упругих деформаций; l_α — первые члены разложения кинетических коэффициентов $L_{iklm}^{(\alpha)}$ по тензору плотности дефектов.

Выполним оценку характерных времен в (3). Поведение системы определяется теплопереносом, локализацией пластических деформаций и переносом импульса. Все три процесса имеют существенно различные характерные времена: характерное время распространения упругих возмущений $\tau_a \sim L/\sqrt{E/\rho} \sim 10^{-5}$ с (L — линейный размер задачи); характерное время распространения тепла $\tau \sim L^2 c\rho/\lambda \sim 10^4$ с (λ — теплопроводность); характерное время распространения волн структурной релаксации и связанных с ними тепловых волн $\tau_h \sim L/V_s \sim 10^2$ с.

Предполагая в (4) $l_1 \gg l_2$, что с точки зрения физики соответствует “подчинению” кинетики пластического течения структурной релаксации, и не рассматривая влияние “перекрестных” эффектов, определяющее уравнение для скорости пластической деформации можно записать в виде $\dot{\varepsilon}^p = l_1 \sigma$, что соответствует приближению максвелловской среды для описания релаксационных свойств. Разложение свободной энергии по степеням параметра порядка хорошо описывает поведение системы в окрестности фазового перехода, однако для получения численных результатов во всем диапазоне значений напряжений разложение (1) при численной реализации записывалось в виде $\partial F/\partial p = (\partial F/\partial p)w(p)$, где $w(p)$ — функция “окна”, равная нулю в упругой области и стремящаяся к единице в области перехода.

Таким образом, для описания распространения тепловой волны и определения ее скорости анализировалось решение следующей системы уравнений:

$$\dot{p} = l_3 \left(\sigma - \frac{\partial F}{\partial p} \right) + l_2 \sigma, \quad \frac{\partial F}{\partial p} = w(p) \left(A_1 p + A_2 p^2 + A_3 p^3 - \frac{\partial}{\partial z} \chi(p) \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (4)$$

В области метастабильности каждому значению напряжений соответствуют два положения равновесия, разделенные потенциальным барьером. Вблизи критической точки правая часть уравнения (3) может быть представлена в виде

$$\frac{\partial F}{\partial p} = \alpha(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3) - \chi_0 \frac{\partial^2}{\partial z^2} p,$$

где p_1, p_2, p_3 — решения уравнения $\sigma - \partial F/\partial p = 0$; $\alpha \sim 10^2$ Па.

Используя новые переменные $\tau = l_3 \chi_0 t$, $p' = p - p_1$ (далее штрих у p опущен), уравнение (4) можно записать в виде

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\alpha}{\chi_0} p(p_* - p)(p_c - p). \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет следующие аналитические решения [14], известные как фазовые волны переключения или волны “триггерного” типа:

$$p(\zeta) = p_* \frac{(C + p_c) + (C - p_c) \operatorname{th}(\zeta L_1^{-1})}{(C + p_*) + (C - p_*) \operatorname{th}(\zeta L_1^{-1})}, \quad L_1 = \frac{\sqrt{8\chi_0/\alpha}}{p_* - p_c},$$

$$p(\zeta) = \frac{p_*}{1 + C \exp(\zeta L_2^{-1})}, \quad L_2 = \frac{\sqrt{2\chi_0/\alpha}}{p_*}$$

($\zeta = x \pm V\tau$; C — произвольная постоянная).

Выражения для скоростей распространения волн могут быть записаны в виде

$$V_1 = (p_* + p_c)\sqrt{\alpha}/\sqrt{2\chi_0}, \quad V_2 = (p_* - 2p_c)\sqrt{\alpha}/\sqrt{2\chi_0}.$$

В терминах начальных переменных скорость и ширину фронта волны (в линейной аппроксимации) можно оценить следующим образом:

$$L_2 = \sqrt{2\chi_0/\alpha}/(p_3 - p_1), \quad V_2 = l_3\sqrt{\chi_0\alpha}(p_3 - 2p_2 + p_1)/\sqrt{2}$$

(p_1, p_3 — деформации до и после прохождения волны; χ_0 — параметр нелокальности; l_3 — кинетический коэффициент).

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4, позволили получить оценку величины скачка: $p_3 - p_1 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ и ширины волнового фронта: $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м. Ширина фронта может быть оценена на основе структурных измерений или на основе оценки характерного размера движущихся источников тепла. В этом случае для параметра нелокальности получаем $\chi_0 = \alpha(L_2(p_3 - p_1))^2/2 \approx 10^2 \cdot (10^{-3})^2/2 = 5 \cdot 10^{-5}$ м²·Па, для величины кинетического коэффициента — $l_3 = \sqrt{2} V_1(\alpha\chi_0)^{-1/2}/(p_3 + p_2 - 2p_1) \approx \sqrt{2} \cdot 10^{-4} \cdot (10^2 \cdot 5 \cdot 10^{-5})^{-1} \cdot 10^2 \approx 0,2$ с⁻¹, следовательно, для времени релаксации имеем оценку $\tau \sim (l_3\alpha p_3 p_1)^{-1} \approx 10^{-5}$ с.

С целью верификации модели исследовался режим одноосной деформации образца в направлении оси x . В расчетах принимались следующие значения физических величин: плотность $\rho = 7870$ кг/м³, теплоемкость $c = 420$ Дж/(кг·°С), модуль Юнга $E = 2 \cdot 10^{11}$ Па, теплопроводность $\lambda = 40$ Вт/(м·°С).

Функция $\chi(p)$ может быть представлена в виде

$$\chi(p) = \chi_0 + \chi_1 p + \chi_2 p^2 + \chi_3 p^3 + \dots \quad (6)$$

При моделировании распространения тепловых волн в разложении (6) оставлялось только первое слагаемое.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Система уравнений решалась численно. Длина образца принималась равной 0,1 м, скорость деформации равна $2 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹. Влияние захватов на эволюцию поля напряжений в образце моделировалось возмущением с конечной амплитудой поля структурной деформации на границе образца $p(0, t)$. В зависимости от значения параметра структурного скейлинга в ансамбле дефектов могут реализовываться структурные переходы различного типа. В диапазоне $\delta_c < \delta < \delta_*$ система имеет дефекты с двумя равновесными концентрациями, разделенные потенциальным барьером ΔF . Величина барьера зависит от текущего значения напряжения и уменьшается по мере проникновения в область метастабильности. В некоторый момент времени флуктуации граничных условий становятся сравнимыми с величиной потенциального барьера и на границах образца система скачком переходит из одного равновесного состояния в другое, при этом инициируется волна переключения.

На рис. 5 представлено пространственно-временное распределение поля температур и соответствующее распределение поля источников тепла. Согласно результатам эксперимента распространение волны приводит к локализации процесса деформации. На рис. 4 представлены расчетная и экспериментальная кривые эволюции локальной деформации.

Результаты численных расчетов качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для количественного уточнения этих результатов необходимо решить связанную задачу с учетом акустических, структурных и тепловых процессов. В частности, условие $\sigma = \text{const}$, накладываемое при решении задачи, эквивалентно условию

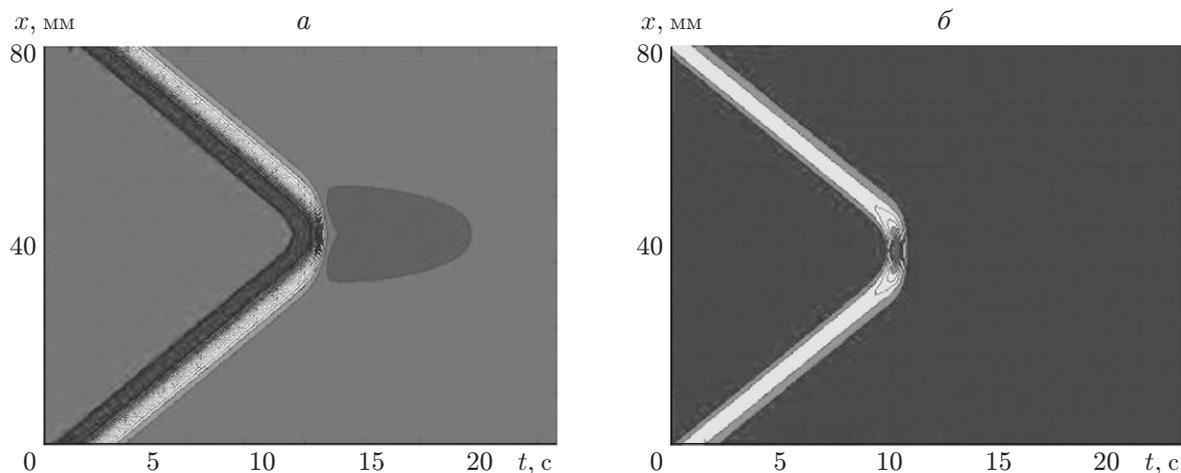


Рис. 5. Пространственно-временная эволюция поля температур (а) и соответствующее распределение источников тепла (б), полученные в результате расчета

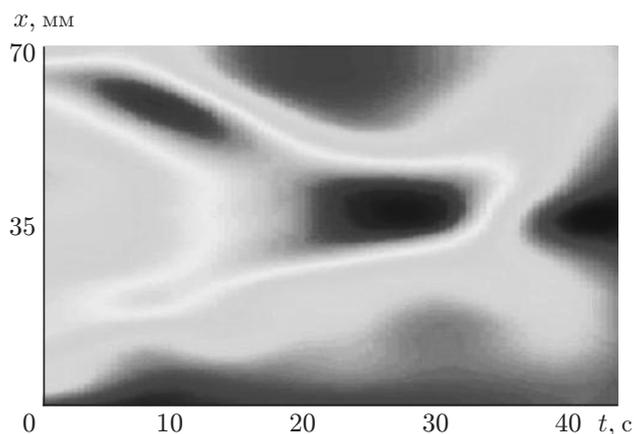


Рис. 6. Пространственно-временное распределение источников тепла на поверхности образца при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$

равенства суммарной скорости структурной деформации и скорости деформации образца: $\int_0^L \dot{p} dx = v^g L$ (v^g — скорость движения захватов). В случае $\int_0^L \dot{p} dx > v^g L$ граничные условия препятствуют достижению равновесного состояния во всех точках за фронтом волны, вследствие чего волны могут дважды распространяться по одной и той же части образца. На рис. 6 представлена экспериментально наблюдаемая картина распространения источников тепла при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. После встречи волны в течение некоторого времени продолжают распространяться по поверхности образца, в результате чего завершается структурный переход.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментального и теоретического исследования процессов распространения волн локализации деформации предложена модель процессов диссипации энергии и пластического течения металлов, учитывающая особенности эволюции ансамбля мезодефектов (микросдвигов). На основе статистического описания ансамбля мезодефектов

определены характерные отклики материала на рост дефектов и получены определяющие соотношения, описывающие полный баланс энергии в деформируемом твердом теле.

Особенностью развиваемого подхода является представление пластической деформации в виде суммы двух переменных: пластической деформации ε_{ik}^p , связанной с кинетикой дефектов, и структурной деформации p_{ik} . Данное представление позволяет рассматривать “структурную” составляющую пластической деформации как независимую термодинамическую переменную и определить вид соответствующего термодинамического потенциала.

Анализ полученных определяющих соотношений показал, что локализация пластической деформации может перемещаться по поверхности образца и инициировать тепловую волну; эволюция пластической деформации аналогична эволюции волны фазового превращения и может быть описана в терминах, используемых в подходе Гинзбурга — Ландау. Амплитуда волны локализации деформации определяется разностью значений структурной деформации в соответствующих данному напряжению точках термодинамической кривой. Следует отметить, что согласно данной модели длина плато, соответствующего пластической деформации, определяется как свойствами материала образца, так и его геометрическими размерами.

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории LAMEFIP-ENSAM за помощь в проведении экспериментов, а также Н. Сантье и Т. Пален-Лук за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Физическая** мезомеханика и компьютерное проектирование материалов / Под ред. В. Е. Панина. М.: Наука, 1995.
2. **Louche Н., Chrysochoos А.** Thermal and dissipative effects accompanying Luders band propagation // Mater. Sci. Engng. 2001. V. A307. P. 15–22.
3. **Данилов В. И., Баранникова С. А., Зуев Л. Б.** Автоволны локализованной деформации на начальных стадиях пластического течения // Журн. техн. физики. 2003. Т. 73, вып. 11. С. 69–75.
4. **Киселев С. П.** Дислокационная структура полос сдвига в монокристаллах // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 6. С. 102–113.
5. **Farren W. S., Taylor G. I.** The heat developed during plastic extension of metals // Proc. Roy. Soc. London. 1925. V. A107. P. 422–451.
6. **Наймарк О. Б., Ладыгин О. В.** Неравновесные кинетические переходы в твердых телах как механизмы локализации пластической деформации // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 147–154.
7. **Наймарк О. Б.** Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физ. мезомеханика. 2003. Т. 6, № 4. С. 45–72.
8. **Chrysochoos А., Louche Н.** An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localization // Intern. J. Engng Sci. 2000. V. 38. P. 1759–1788.
9. **Gilman J.** Mechanical states of solids // Shock compression of condensed materials: Proc. of the 12th APS conf., Atlanta (USA), 24–29 June 2001. Merville; N. Y.: Amer. Inst. of Phys., 2002. P. 36–41.
10. **Наймарк О. Б., Давыдова М. М., Плехов О. А., Уваров С. В.** Экспериментальное и теоретическое исследование динамической стохастичности и скейлинга при распространении трещин // Физ. мезомеханика. 1999. Т. 2, № 3. С. 47–58.
11. **Naimark О. В.** Defect induced transitions as mechanisms of plasticity and failure in multifield continua // Advances in multifield theories of continua with substructure. Boston: Birkhauser, 2003. P. 75–114.

12. **Наймарк О. Б.** О порообразовании, уравнениях состояния и устойчивости сверхпластического деформирования материалов // ПМТФ. 1985. № 4. С. 144–150.
13. **Беляев В. В., Наймарк О. Б.** Кинетические переходы в средах с микротрещинами и разрушение металлов в волнах напряжений // ПМТФ. 1987. № 1. С. 163–171.
14. **Полянин А. Д.** Нелинейные уравнения математической физики: точные решения: Справ. / А. Д. Полянин, В. Ф. Зайцев. М.: Физматлит, 2002.

*Поступила в редакцию 10/IV 2007 г.,
в окончательном варианте — 17/XII 2007 г.*
