

01;05

Упругопластический переход в железе: структурные и термодинамические особенности

© О.А. Плехов,¹ О.Б. Наймарк,¹ N. Saintier,² T. Palin-Luc²¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН,
614013 Пермь, Россия² E.N.S.A.M. Laboratoire Matériaux Endommagement Fiabilité et Ingénierie des Procédés (LAMEFIP),
EA 2727, Esplanade des Arts et Métiers,
33405 Talence Cedex, France
e-mail: poa@icmm.ru

(Поступило в Редакцию 9 июля 2008 г. В окончательной редакции 8 декабря 2008 г.)

Исследованы структурные и термодинамические особенности процесса упругопластического перехода и пластического деформирования армо-железа. Показано, что процесс накопления энергии в железе имеет нелинейный характер и сопровождается волновой диссипацией тепла. Для описания баланса энергии в пластически деформируемом металле предложена теоретическая модель, основанная на статистическом описании эволюции ансамбля типичных мезодефектов (микросдвигов) и разработана процедура экспериментального определения зависимости потенциала среды от плотности мезодефектов по данным инфракрасного сканирования.

PACS: 62.20.fg

Введение

Эволюция структуры металлических материалов при пластическом деформировании является объектом интенсивных исследований на протяжении последних ста лет. В результате было установлено, что важнейшим признаком пластического течения является локализация пластической деформации, сопровождающаяся локализацией и интенсификацией источников тепла в материале. Расчет величины источников тепла в материале в сочетании с определением полной энергии, затрачиваемой на его деформирование, позволяет получить интегральную оценку значения энергии, накопленной в ансамбле мезодефектов, и определить текущую стадию его эволюции.

Термодинамические и механические особенности упругопластического перехода исследовались в [1–7]. В [1] предложен метод оценки скорости накопления энергии в материале по результатам инфракрасного сканирования. В [2] процесс был рассмотрен с формальных позиций механики сплошных сред путем введения дополнительной „структурно чувствительной“ тензорной переменной, описывающей процесс роста мезоскопических дефектов. Волновой характер диссипации тепла в стали при упругопластическом переходе был впервые экспериментально обнаружен в [3]. В [4] проведено экспериментальное исследование процесса распространения волн локализации деформации в монокристаллах ГЦК металлов (медь, никель). В последующих работах экспериментально, методами спекл-интерферометрии, были обнаружены волновые деформационные процессы в широком классе пластических и квазипластических материалов. В работе [5] предложена математическая модель распространения волн локализованной пластич-

ности в кристаллах, основанная на механизме двойного поперечного скольжения винтовых участков дислокаций.

В настоящей работе продолжено исследование процесса диссипации энергии [1,2] в момент упругопластического перехода методом инфракрасного сканирования. В работе определены основные термомеханические особенности процесса при различных значениях скорости деформации, исследована кинетика температуры образца и зависимость скорости тепловых волн от их числа и скорости деформации.

1. Описание эксперимента

В работе исследовался упругопластический переход в железе при одноосном квазистатическом растяжении. Химический состав образцов представлен в таблице.

Эксперимент проводился в изотермических условиях. Скорость деформации варьировалась от 10^{-4} до $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Для обеспечения достоверности результатов в работе были исследованы две серии образцов, изготовленные из одной партии армо-железа, прошедшие одинаковую механическую и термическую обработку.

После механической обработки образцы подвергались отжигу в бескислородной атмосфере при температуре 800°C в течение 8 часов. Бескислородная атмосфера создавалась путем совместного отжига исследуемых железных и дополнительных медных образцов, с развитой поверхностью.

Химический состав армо-железа

C, %	Mn, %	Si, %	S, %	P, %	Ni, %	Cr, %	Mo, %
0.004	0.04	0.05	0.005	0.005	0.06	0.038	0.01

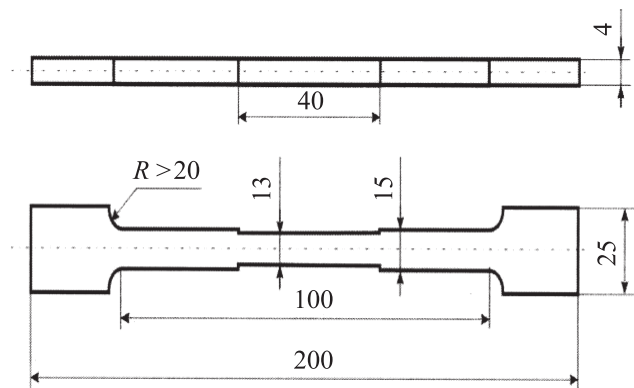


Рис. 1. Геометрические размеры образцов (все размеры указаны в миллиметрах).

Геометрия образцов представлена на рис. 1. Дополнительная выточка на боковой поверхности была сделана на части образцов с целью расширения диапазона исследуемых скоростей деформации и проведения исследования процесса зарождения полос локализованной деформации.

Образцы испытывались на сервогидравлической машине INSTRON 8500 и электромеханической Zwick 100. Для мониторинга диссипации энергии поверхность образцов механически полировалась (на последнем этапе полировки использовалась алмазная суспензия с характерным размером включений $3 \mu\text{m}$) и покрывалась матовой черной краской. Для записи эволюции поля температур использовалась инфракрасная камера CEDIP Jade III. Спектральный диапазон камеры составляет $3\text{--}5 \mu\text{m}$. Максимальный размер кадра — 320×240 точек при минимальном пространственном размере „тепловой“ точки 10^{-4}m . Минимальная разность измеряемой температуры 25mK при 300K . Максимальная скорость съемки 500Hz .

Поверхность образцов после нагружения исследовалась при помощи оптического интерферометра-профилометра New View 5000, позволяющего получить трехмерное изображение рельефа с горизонтальным разрешением до $0.5 \mu\text{m}$ и вертикальным до 1nm .

2. Термодинамические особенности упругопластического перехода в железе

В момент упругопластического перехода деформация в образце локализуется и распространяется в виде волны от захватов к центру образца. На профилированном образце волна зарождается в области сужения образца (рис. 2) перпендикулярно направлению растяжения и через некоторое время приобретает характерный наклон ($50\text{--}70^\circ$). Характерный поперечный размер начальной области локализации деформации колеблется от нескольких миллиметров до всей ширины образца.

В случае образования двух волн их наклоны не зависят друг от друга и выравниваются в момент встречи. В момент упругопластического перехода деформация образца локализуется в узкой области на фронте волны. Характерный продольный размер зоны локализации

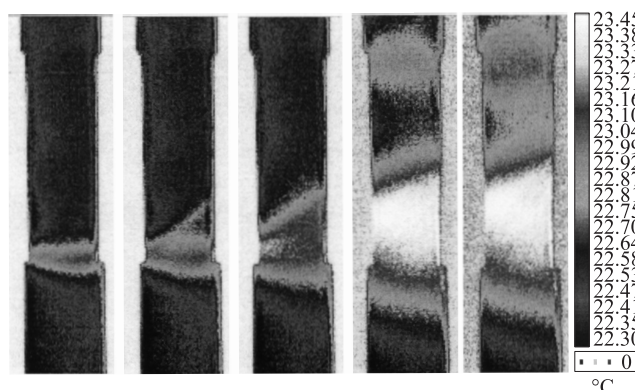


Рис. 2. Распределение температуры на поверхности образца при распространении тепловой волны.

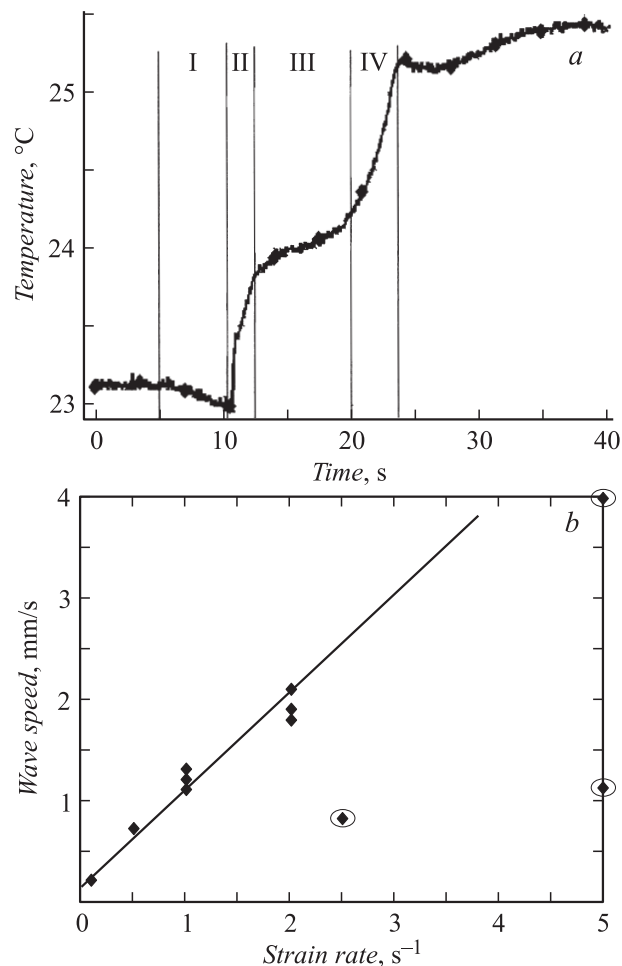


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры на поверхности образца от времени при распространении волн локализованной пластичности (a), скорость волны локализованной пластичности от скорости деформирования (b).

10–15 mm. Распространение волн приводит к образованию площадки текучести, протяженность которой зависит как от скорости деформирования, так и от геометрии образца.

Кинетика изменения температуры поверхности имеет ярко выраженную стадийность. На рис. 3, *a* выделены основные стадии изменения максимальной температуры на поверхности образца в процессе распространения волн локализованной деформации. На участке I температура образца уменьшается вследствие термоупругого эффекта. Участок II характеризуется резким ростом температуры в момент зарождения зоны локализации деформации и распространением единичной волны. На участке III процесс переходит в установившуюся стадию, сопровождающуюся распространением двух волн и медленным ростом максимальной температуры. На завершающей стадии происходят встреча волн локализованной пластичности и резкий рост температуры образца.

Скорость распространения волны меняется при изменении скорости деформации. Величина скорости определялась по результатам решения обратной задачи восстановления величины и положения источников тепла по данным распределения температуры поверхности. Зависимость скорости распространения волны от скорости деформации имеет линейный характер (см. рис. 3, *b*). Точки, отмеченные дополнительным кругом и выпадающие из общей линейной зависимости, соответствуют образцам с выточкой, в процессе пластического деформирования которых происходит зарождение трех или четырех конкурирующих волновых фронтов, что приводит к замедлению каждого из фронтов в отдельности.

3. Результаты структурных исследований

На рис. 4 представлена исходная структура материала после травления. Средний размер зерна после термической обработки $200\ \mu\text{m}$, колебания высоты рельефа поверхности не превышают одного микрона.

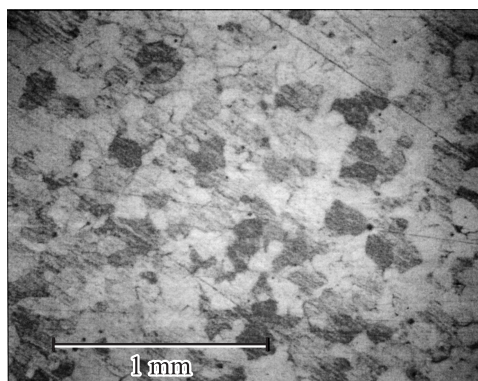


Рис. 4. Микроструктура недеформированного образца армо-железа.

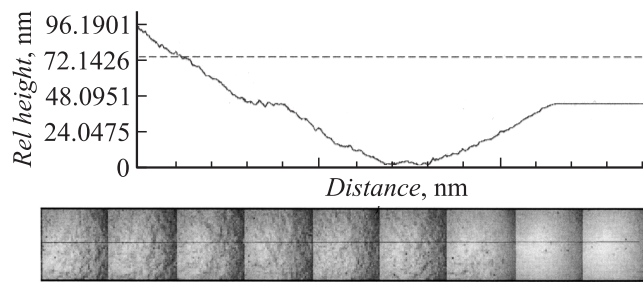


Рис. 5. Изменение структур и профиля образца в процессе распространения волны локализованной деформации. Профиль поверхности построен вдоль линии, указанной на фотографии.

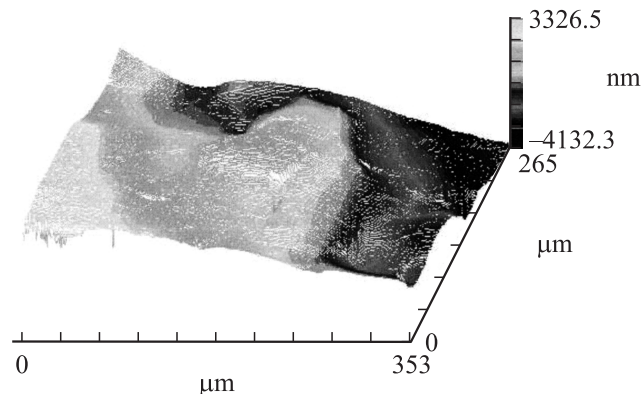


Рис. 6. Мелкомасштабные флуктуации поверхности образца за фронтом волны локализации деформации (профиль поверхности).

Распространение волны приводит к существенному увеличению шероховатости поверхности образца (рис. 5). При зарождении волны локализации деформации на поверхности образца образуется углубление от 5–7 до нескольких десятков микрон. За фронтом волны идет процесс деформирования на характерных масштабах, равных как размеру зерна (рис. 6), так и существенно меньших.

Локализация деформации приводит к макроскопическому изгибу образца на фронте волны. Измерение характерных углов наклона на сохранных образцах показало, что образец изгибается на один градус как в продольной, так и в поперечной плоскостях.

4. Диссипация и накопление энергии при упругопластическом переходе

Теоретическое описание процесса накопления энергии в металле при его пластическом деформировании требует привлечения закона сохранения импульса, первого и второго начала термодинамики.

В случае малых деформаций эти уравнения включают в себя следующие термодинамические переменные: $T(x, t)$ — поле абсолютной температуры, x — положение частицы в фиксированной отсчетной конфигурации,

t — время, ρ — плотность, e — удельная внутренняя энергия, $\tilde{\varepsilon}, \tilde{\sigma}$ — тензоры малых деформаций и Коши напряжений соответственно, \mathbf{q} — вектор теплового потока, F — удельная свободная энергия, η — удельная энтропия. Выражения могут быть записаны в виде

$$\dot{e} \equiv (\dot{F} + \eta\dot{T} + \dot{\eta}T) = \frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}} - \overline{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{q}}, \quad (1)$$

$$\dot{\eta} - \overline{\nabla} \left(\frac{\tilde{\mathbf{q}}}{T} \right) \geq 0, \quad (2)$$

где

$$\overline{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right).$$

Предположим, что рассматриваемая среда подчиняется следующему кинематическому соотношению:

$$\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^p + \tilde{p} + \tilde{\beta}(T - T'), \quad (3)$$

где $\tilde{\varepsilon}^e$ — тензор упругих деформаций; $\tilde{\varepsilon}^p$ — тензор пластических деформаций (описывающий движение дефектов); \tilde{p} — тензор структурных деформаций; $\tilde{\beta}$ — тензор коэффициентов термического расширения; T' — отсчетная температура.

В соотношении (3) пластическая деформация в материале разделена на две составляющие: $\tilde{\varepsilon}^p$ — пластическую или диссипативную деформацию и \tilde{p} — структурную. Величина структурной деформации \tilde{p} может быть определена на основе термодинамических измерений или решения соответствующей статистической задачи об эволюции мезодефектов [8].

В предположении, что свободная энергия материала является функцией температуры, упругих и структурных деформаций, уравнения (1) и (2) могут быть записаны в виде

$$F_{\varepsilon^e} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^e + F_T \dot{T} + F_{\tilde{p}} \dot{\tilde{p}} + \dot{\eta}T = \frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}} - \overline{\nabla} \cdot \mathbf{q}, \quad (4)$$

$$-\dot{\eta} - \mathbf{q} \cdot \frac{\overline{\nabla} T}{T} - F_{\varepsilon^e} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^e - F_T \dot{T} - F_{\tilde{p}} : \dot{\tilde{p}} + \frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}} \geq 0, \quad (5)$$

где F_a — частная производная функции $F(a, \dots)$ по a .

С учетом определения (3) и требования справедливости соотношения (5) для любого термодинамического процесса уравнение (4) принимает вид

$$c\dot{T} = Q^e + Q^p - \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (6)$$

где $Q^e = TF_{T\varepsilon^e} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^e$ — нагрев за счет термоупругого эффекта,

$$Q^p = TF_{T\tilde{p}} : \dot{\tilde{p}} + \frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^p + \left(\frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} - F_{\tilde{p}} \right) : \dot{\tilde{p}}$$

— нагрев за счет пластической деформации, $c = -TF_{TT}$ — удельная теплоемкость.

Уравнение (6) определяет величину скорости накопленной энергии в процессе пластического деформирования материала

$$\dot{\beta} = \frac{(-TF_{T\tilde{p}} + F_{\tilde{p}}) : \dot{\tilde{p}}}{\frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : (\dot{\tilde{\varepsilon}}^p + \dot{\tilde{p}})}. \quad (7)$$

В предположении $F_{T\tilde{p}} = 0$, соответствующему пренебрежению влияния температуры на величину и количество дефектов в материале, соотношение (7) с учетом малости упругих деформаций принимает более простой вид

$$\dot{\beta} = F_{\tilde{p}} : \dot{\tilde{p}} / \frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}}. \quad (8)$$

В случае малых отклонений от положения равновесия и линейной связи между термодинамическими силами и потоками можно записать следующие определяющие соотношения:

$$\dot{\tilde{\varepsilon}}^p = l_{\varepsilon^p} F_{\varepsilon^e} + l_{\varepsilon^p p} (F_{\varepsilon^p} - F_p), \quad (9)$$

$$\dot{\tilde{p}} = l_{\varepsilon^p} (F_{\varepsilon^e} - F_p) + l_{\varepsilon^p p} F_{\varepsilon^e}. \quad (10)$$

Основной проблемой при использовании определяющих соотношений (9), (10) является определение вида зависимости F_p , описывающей процесс накопления энергии в материале при появлении дефектов. Вид данной зависимости может быть определен двумя независимыми способами: из решения статистической задачи об эволюции ансамбля мезодефектов в твердом теле и путем обработки данных инфракрасного сканирования. Решение статистической задачи об эволюции ансамбля микросдвигов в материале, учитывающей нелокальные эффекты в ансамбле мезодефектов, было получено в [2]. Анализ автомоделных решений полученных определяющих соотношений в сочетании с данными инфракрасного сканирования позволил предложить методику оценки констант нелокальности в разложении свободной энергии системы по параметру порядка (структурной деформации) и провести численное моделирование процесса распространения тепловых волн.

Определение вида зависимости термодинамического потенциала среды на основе данных по кинетике температуры требует разработки соответствующей процедуры обработки экспериментальных данных.

5. Определение скорости накопления энергии в пластически деформируемом материале

Для оценки скорости накопления энергии удобно ввести среднюю температуру в некотором объеме образца:

$$\theta(t) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-c/2}^{c/2} (T(x, y, z, t) - T_0) dx dy dz,$$

где t — время; a, b, c — размер области осреднения; $T(x, y, z, t)$ — температура; T_0 — температура окружающей среды.

Запишем граничные условия в виде, аналогичном [3]

$$\frac{\partial T(a/2, y, z, t)}{\partial x} = -\frac{\partial T(-a/2, y, z, t)}{\partial x},$$

$$-k \frac{\partial T(a/2, y, z, t)}{\partial x} = \frac{h_x}{a} \int_{-a/2}^{a/2} (T(x, y, z, t) - T_0) dx,$$

где k — коэффициент теплопроводности; h_x — коэффициент теплообмена с окружающей средой.

В предположении аналогичного вида граничных условий по всем трем направлениям с различными значениями коэффициентов h_i , $i \in \{x, y, z\}$ закон сохранения энергии (6) для рассматриваемого объема может быть записан в виде

$$c\rho\dot{\theta}(t) = \langle Q^e \rangle + \langle Q^p \rangle + 2 \frac{ah_x + bh_y + ch_z}{abc} \theta(t). \quad (11)$$

С учетом соотношения (8) уравнение (12) может быть записано в виде

$$\dot{\beta} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ik} : \dot{\varepsilon}_{ik} dV - c\rho\dot{\theta}(t) - L(V, h)\theta(t), \quad (12)$$

где $L(V, h)$ — коэффициент теплообмена рассматриваемого объема образца с окружающей средой.

В предположении однородности поля напряжений первое слагаемое может быть оценено как

$$\frac{1}{V} \int_V \sigma_{ik} : \dot{\varepsilon}_{ik} dV = \sigma(t) \dot{\varepsilon}.$$

Для оценки величины второго слагаемого после окончания эксперимента образец выдерживался при постоянном напряжении в течение пяти минут ($\dot{\varepsilon} = 0$). В этом случае естественно предположить, что $\dot{\beta} = 0$, и оценка для коэффициента $L(V, h)$ может быть получена из решения уравнения $c\rho\dot{\theta}(t) = -L(V, h)\theta(t)$ как $L(V, h) = -\frac{1}{t} \log\left(\frac{\theta(t)}{\theta_0}\right)$. Экспериментально полученные экспоненциальные зависимости $\theta(t)$ на участке остывания позволяют определить величину $L(V, h)$ как $L(V, h) = 0.008 \pm 0.0012$ J/K.

Уравнение (12) позволяет рассчитать зависимость скорости накопления энергии в образце, используя данные термографического анализа. Зависимость величины удельной свободной энергии пластически деформируемого образца может быть рассчитана на основе уравнения (8), записанного в виде

$$F(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon \frac{1}{\rho} \beta \sigma : d\varepsilon. \quad (13)$$

На рис. 7, а представлены зависимости максимальной температуры, напряжения и скорости накопления энергии в образце при различных скоростях деформации.

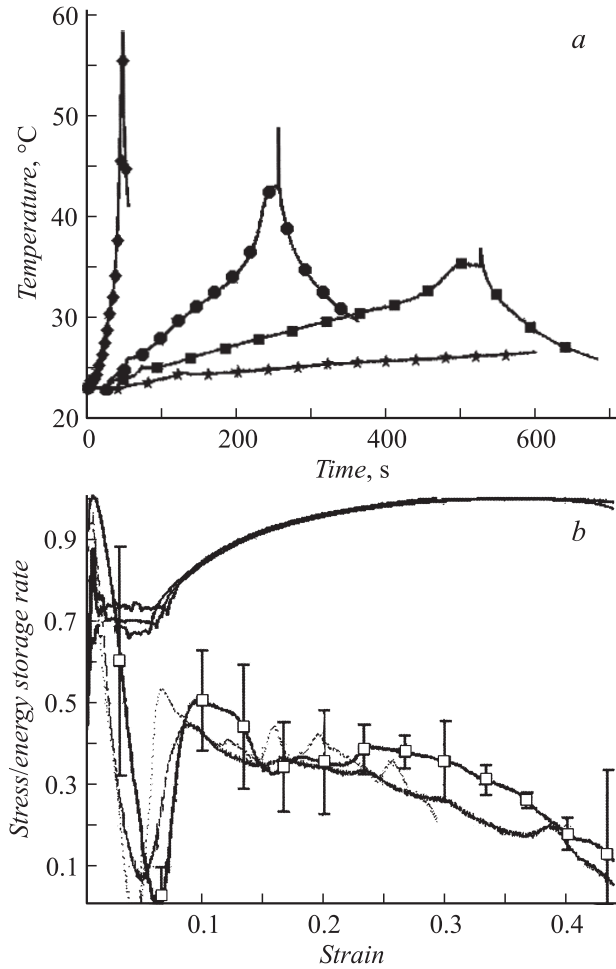


Рис. 7. а — зависимость максимальной температуры на поверхности образца от времени для различных значений скорости деформации: * — $0.5 \cdot 10^{-3}$, ■ — $1 \cdot 10^{-3}$, ● — $2 \cdot 10^{-3}$, ◆ — $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. б — зависимость напряжения и скорости накопления энергии в образце от деформации для различных значений скорости деформации (пунктир — $0.5 \cdot 10^{-3}$; сплошная линия — $1 \cdot 10^{-3}$; ■ — $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

Для удобства анализа значения напряжения и температуры нормированы на свои максимальные значения, а скорость накопления энергии записана как

$$\dot{\beta} = \frac{\partial F / \partial p_{ik} : \dot{p}_{ik}}{\sigma_{ik} : \dot{\varepsilon}_{ik}}.$$

Изменение температуры в момент разрушения образца существенно зависит от скорости деформации и достигает 35°C при скорости деформации $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Механические характеристики слабо зависят от скорости деформирования. Уменьшение скорости деформирования приводит к исчезновению „зуба текучести“ и сокращению длины пластического плато. Скорость накопления энергии ведет себя примерно одинаково при всех скоростях деформации. Для кривой соответствующей скорости деформации $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ построены доверительные интервалы с вероятностью 0.95, в ко-

торы хорошо укладываются кривые, соответствующие остальным скоростям деформации.

Анализ данных, приведенных на рис. 7, *b*, позволяет выделить следующие стадии накопления энергии в железе при пластическом деформировании. Процесс распространения волн локализованной пластичности приводит к интенсивному нагреву образца и падению скорости накопления энергии в образце. Переход к упрочнению задействует новые структурные механизмы, что снова приводит к интенсивному накоплению энергии в материале на начальной стадии процесса упрочнения. По мере роста пластической деформации определяющую роль в материале начинают играть диссипативные процессы, и скорость накопления энергии уменьшается. При этом на участке упрочнения наблюдается примерно постоянная скорость накопления энергии.

Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование процессов диссипации и накопления энергии при пластическом деформировании армо-железа. На основе результатов структурных исследований показано, что процесс деформирования образца в момент упругопластического перехода является неоднородным и затрагивает широкий спектр пространственных масштабов. Анализ данных инфракрасного сканирования показал, что скорость накопления энергии в армо-железе слабо зависит от скорости деформации и может быть использована при определении вида термодинамического потенциала системы.

Полученные экспериментальные данные о термодинамике пластического деформирования позволили предложить процедуру экспериментального определения зависимости величины энергии накопленной в ансамбле мезодефектов в процессе деформирования. Полученная зависимость позволяет замкнуть теоретическую модель, описывающую баланс энергии в металле и предложить экспериментальную процедуру разделения пластической деформации на две составляющих: пластическую деформацию, связанную с кинетикой дефектов $\tilde{\epsilon}^p$ (диссипативная часть), и структурную деформацию \tilde{r} (недиссипативная часть).

Данное представление позволяет рассмотреть „структурную“ часть пластической деформации как независимую термодинамическую переменную и провести адекватное описание термодинамики процесса.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты: 05-08-33652, 07-08-96001, 07-01-96004).

Список литературы

- [1] Плехов О.А., Santier N., Наймарк О.Б. // ЖТФ. 2007. Т. 52. Вып. 9. С. 1236–1238.
- [2] Плехов О.А., Пантелеев И.А., Наймарк О.Б. // Физическая мезомеханика. 2007. Т. 10. № 4. С. 5–13.

- [3] Louche H., Chrysochoos A. // Mat. Sci. and Eng. A. 2001. Vol. 307. P. 15–22.
- [4] Данилов В.И., Баранникова С.А., Зуев Л.Б. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 11. С. 69–75.
- [5] Киселев С.П. // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47. № 6. С. 102–113.
- [6] Oliferyk W., Maj M., Ramiński B. // Mater. Sci. and Eng. A. 2004. Vol. 374. P. 77–81.
- [7] Наймарк О.Б., Давыдова М.М., Плехов О.А., Уваров С.В. // Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2. № 3. С. 47–58.
- [8] Наймарк О.Б. // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 4. С. 45–72.