05

Экспериментальное исследование процессов накопления и диссипации энергии в железе при упруго-пластическом переходе

© О.А. Плехов,[1] N. Saintier,[2] О. Наймарк

[1] Институт механики сплошных сред УрО РАН,
614013 Пермь, Россия
[2] E.N.S.A.M. Laboratorie 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 28 ноября 2006 г.)

Современные экспериментальные исследования эволюции температуры на поверхности пластически деформируемых металлов показали, что даже в квазистатическом случае процессы накопления и диссипации энергии в материале имеют нелинейный характер и существенно зависят как от условий нагружения, так и от предыстории деформирования. Значительное увеличение интенсивности исследований в данной области, наметившееся в последнее десятилетие, связано с тем, что наряду с очевидной фундаментальной значимостью данный класс задач имеет большое прикладное значение. Высокочувствительные инфракрасные детекторы, используемые в этих экспериментах, позволяют разрабатывать новые эффективные методы неразрушающего контроля, основанные на анализе термических предвестников локализации деформации и разрушения.

В настоящей работе экспериментально исследованы особенности распространения тепловых волн на поверхности чистого железа при упруго-пластическом переходе и получены зависимости скорости накопления энергии в процессе квазистатического деформирования.

PACS: 62.20.Fe

Несмотря на то что тепловыделение в металлах, вызванное их деформированием, было впервые открыто более 150 лет назад, до сих пор не существует обещпринятых ответов на многие вопросы, связанные с накоплением энергии в металлах при пластическом деформировании. В результате возникают серьезные проблемы при разработке и применении методов мониторинга микроповреждений, учитывающих эволюцию поля температуры.

Основным вопросом при построении теории диссипации энергии при пластическом деформировании является определение величины β, равной отношению запасенной энергии (W_{st}) к величине пластической работы $(W_p = \tilde{\sigma} : (\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon})^e)$. В настоящее время в результате экспериментальных исследований как в квазистатическом [1], так и в динамическом приближении [2] показано, что (i) скорость накопления энергии в металлах при квазистатическом деформировании достигает максимума в момент упруго-пластического перехода и монотонно убывает в процессе упрочнения; (ii) скорость накопления энергии меняет знак на начальной стадии процесса разрушения материала; (iii) начальное состояние материала может приводить как к исчезновению основного максимума, так и к появлению дополнительных.

Практически все предыдущие экспериментальные исследования процесса накопления энергии в металлах проводились в условиях однородной деформации. Данная работа посвящена исследованию процесса интегрального накопления энергии в материале при локализованном упруго-пластическом переходе и ярко выраженном волновом характере его распространения. Хорошо известно, что процесс локализации пластической деформации в некоторых видах стали приводит к распространению волн локализации деформации и формированию так называемой площадки текучести. В [3] было показано, что данный процесс сопровождается зарождением и распространением тепловых волн по поверхности образца. В данной работе процесс распространения тепловых волн исследован на примере „простого“ материала (чистого железа). Обработка температурных данных позволила определить как динамические характеристки волн, так и построить зависимость скорости накопления энергии в образце в процессе распространения волн локализации деформации и на участке упрочнения.

В работе исследовалось чистое железо; химический состав материала и механические свойства представлены в табл. 1, 2.

Плоские образцы с размером рабочей части $100 \times 14.5 \times 4$ mm были изготовлены из термически обработанных цилиндрических стержней с последующей механической обработкой и отжигом, они отжигались в бескислородной среде в течение 8 h при температуре 900 K. Средний размер зерна после отжига составил 0.1 mm.

В качестве нагружающего устройства использовалась гидравлическая разрывная машина Instron, обеспечивающая одноосное квазистатическое растяжение образцов

Таблица 1. Химический состав материала

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

Таблица 2. Механические свойства материала

Модуль Юнга, GPa	Напряжение течения, MPa	Прочность, MPa	Удлинение при разрыве, %
211.4	120–150	180–210	35

с заданной скоростью. Скорость деформации варьировалась в пределах от 10^{-4} до $2 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$.

Для записи эволюции поля температур использовалась инфракрасная камера CEDIP Jade III. Спектральный диапазон камеры $3-5\,\mu$m. Максимальный размер кадров — 320×240 точек. Чувствительность камеры < 25 mK при 300 K.

На части образцов для гарантированного зарождения волны локализованной деформации в заданной области с обеих сторон делалась выборка материала глубиной 1 и длиной 40 mm. В результате размеры рабочей области уменьшались до $40 \times 12.5 \times 4$ mm. На рис. 1 представлена последовательность кадров, полученная в момент зарождения зоны локализованного сдвига. Время задержки между кадрами 10^{-2} s.

На рис. 1 хорошо видно, что область локализации появляется спонтанно и охватывает часть образца. Область наклонена под углом примерно 70° к оси приложения напряжений. Как показали эксперименты, угол наклона фронта волны не является строго определенной величиной. В случае зарождения двух волн, изначально наклоненных под углами -70° и $+70^\circ$ к оси нагрузки, одна из них меняет угол наклона по мере распространения, проходя все значения углов в диапазоне от -70° до $+70^\circ$. Кроме того, в момент встречи волны, как правило, не параллельны и несоответствие углов может достигать нескольких градусов. Динамика волн локализованной пластичности является достаточно хорошо изученным вопросом, для исследования которого применялись различные экспериментальные методы. Принципиально новым в инфракрасной термографии является возможность расчета скорости накопления энергии в образце и построении уравнений баланса энергии при пластическом деформировании.

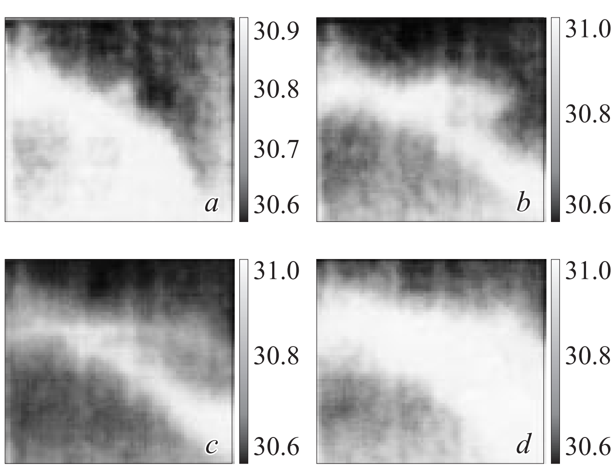

Рис. 1. Распределение температуры на поверхности образца в момент зарождения зоны локализации деформации. Цифры справа — температура; $a-b$ — последовательные картины, наблюдаемые в одном эксперименте, кадры сняты с интервалом 0.01 s.

Для расчета скорости накопления энергии в образце необходимо определить вид термодинамического потенциала системы. Допустим, что свободная энергия представительного объема образца может быть записана в виде функционала

$$F = F\left(\tilde{\varepsilon}^e, T, \tilde{p}\right),$$

где $\tilde{\varepsilon}^e$ — упругая деформация; T — температура; $\tilde{p}$ — дополнительная структурно чувствительная перменная.

Определение вида и закона эволюции структурно чувствительного параметра является ключевым вопросом при построении уравнения диссипации энергии в материале. В [4] на основании статистического описания эволюции ансамбля типичных микросдвигов было показано, что $\tilde{p}$ может быть записано в виде тензора второго ранга и имеет смысл деформации, вызванной зарождением и ростом микродефектов. В этом случае кинематические соотношения для рассматриваемого объема имеют вид

$$\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^p + \tilde{\beta}\Delta T + \tilde{p},$$

где $\tilde{\varepsilon}^p$ — пластическая деформация; $\tilde{\beta}$ — тензор коэффициентов температурного расширения; $\tilde{p}$ — структурная деформация.

Закон сохранения энергии может быть записан как

$$\rho c \dot{T} = \bar{\nabla}\bar{q} + r + Q^e + Q^p, \tag{1}$$

где $Q^e = T\,\frac{\partial}{\partial \varepsilon^e_{ik}}\,\frac{\partial F}{\partial T} : e^e_{ik}$ — нагрев образца за счет термоупругого эффекта; $Q^p = \sigma_{ik} : e^p_{ik}\left(\sigma_{ik} - \frac{\partial F}{\partial p_{ik}}\right) : \dot{p}_{ik}$ — нагрев образца за счет зарождения дефектов и пластической деформации; $\bar{q}$ — внешний поток тепла; r — дополнительные источники тепла.

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

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

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],

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

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

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

Предполагая аналогичный вид граничных условий по всем трем направлениям (за исключением коэффициентов h_i, $i \in \{x, y, z\}$), закон сохранения энергии (1) для рассматриваемого объема можно записать в виде

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

Относительная скорость накопления энергии в принятых обозначениях определяется соотношением

$$\dot{\beta} = \partial F/\partial p_{ik} : \dot{p}_{ik}. \qquad (3)$$

Принимая во внимание (3), уравнение (2) можно переписать в виде

$$\dot{\beta} = \frac{1}{V}\int_V \sigma_{ik} : \dot{\varepsilon}_{ik}\,dV - c\rho\dot{\theta}(t) - L(V, h)\theta(t), \qquad (4)$$

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 второго слагаемого использовались данные эволюции температуры образца при условии $\dot{\varepsilon} = 0$. 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 $L(V, h) = -\frac{1}{t}\log\left(\frac{\theta(t)}{\theta_0}\right)$. С помощью экспериментально полученных зависимостей $\theta(t)$ можно оценить $L(V, h) = 0.008 \pm 0.0012\,\frac{J}{K}$.

Уравнение (4) позволяет рассчитать зависимость скорости накопления энергии в образце, используя данные термографического анализа. На рис. 2 представлены зависимости средней температуры образца, напряжения и скорости накопления энергии в образце от времени. Для удобства анализа величины напряжения и температуры нормированы на свои максимальные значения, а скорость накопления энергии записана как

$$\dot{\beta} = \frac{\partial F/\partial p_{ik} : \dot{p}_{ik}}{\sigma_{ik} : \dot{\varepsilon}_{ik}}. \qquad (5)$$

Анализ данных, приведенных на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы: процесс распространения волн локализованной пластичности приводит к интенсивному нагреву образца, и скорость накопления энергии, достигающая в начале процесса 80% энергии, прикладываемой к образцу, быстро падает. 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. Аналогичный характер эволюции скорости накопления энергии на участке упрочнения был получен в [1], для стали 316L.

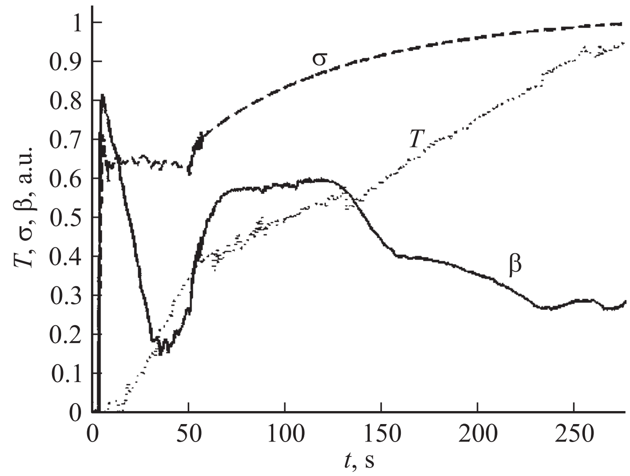

Рис. 2. Зависимости средней температуры образца T, напряжения σ и скорости накопления энергии в образце β от времени. Напряжение и температура нормированы на свои максимальные значения, скорость накопления энергии нормирована на текущую мощность, прикладываемую к образцу (5).

Особенностью диссипации энергии в чистом железе является наличие трех линейных участков на графике зависимости средней температуры от времени. Наличие второго линейного участка приводит к формированию плато на графике скорости накопления энергии. Данная особенность наблюдалась для всех исследованных скоростей деформации.

Список литературы

[1] *Oliferuk W., Maj M., Raniecki B.* // Mat. Sci. and Eng. A. 2004. Vol. 374. P. 77–81.

[2] *Rosakis P., Rosakis A.J., Ravichandran G., Hodowany J.* // J. Mech. and Phys. Solids. 2000. Vol. 48. P. 581–607.

[3] *Louche H., Chrysochoos A.* // Mat. Sci. and Eng. A. 2001. Vol. 307. P. 15–22.

[4] *Naimark O.B.* // Advances in Multifield Theories of Continua with Substructure. Boston: Birkhauser, 2003. P. 75–114.