

## Экспериментальное исследование термодинамики пластического деформирования методом инфракрасной термографии

© О.А. Плехов

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013 Пермь, Россия  
e-mail: poa@icmm.ru

(Поступило в Редакцию 20 апреля 2010 г. В окончательной редакции 22 июня 2010 г.)

Предложена методика расчета энтропии пластической деформации по данным инфракрасного сканирования и определения уточненной величины термодинамического параметра системы (свободной энергии Гиббса) при квазистатическом деформировании. В основу методики положено предположение о независимости теплоемкости материала от величины накопленной поврежденности и упругой деформации.

Современные экспериментальные методы исследования эволюции температуры на поверхности пластически деформируемых металлов позволили разработать методики для расчета скорости накопления энергии в процессе деформирования [1,2]. Настоящая работа является логическим развитием статьи [3], в которой был предложен вариант расчета термодинамического потенциала пластически деформированного арможелеза. В работе с использованием предположения о независимости теплоемкости материала от величины накопленной поврежденности, температуры и упругой деформации получены аналитические соотношения для расчета термодинамических параметров системы (энтропии, связанной с эволюцией структуры материала) и проиллюстрировано применение данной методики при расчете удельной энтропии пластически деформированного железа, по данным инфракрасной термографии.

Тепловыделение в металлах, вызванное их деформированием, было впервые описано более 150 лет назад, при этом сразу было отмечено, что доля энергии, накопленной в процессе деформирования, в любом случае не равна нулю. Многочисленные экспериментальные исследования [4] позволили установить, что процесс накопления энергии в металлах в процессе деформирования зависит от скорости, истории и температуры деформирования, характерного размера зерна, химического состава, радиационных условий эксплуатации [5] и ряда других факторов.

Исследование процесса накопления энергии методами инфракрасной термографии позволяет определить зависимость скорости накопления энергии в процессе деформирования и, следовательно, оценить долю энергии, затраченной на формирование дефектной структуры в материале. В результате появляется возможность расчета меры неупорядоченности возникающей структуры и определения термодинамического потенциала системы. С физической точки зрения определение текущей величины и скорости накопления энергии позволяет получить интегральную оценку процессов эволюции дефектной структуры материала.

Возможность построения термодинамического потенциала системы и аддитивного разделения энтропии пла-

стически деформируемого материала на структурную и „тепловую“ составляющие показана в работе [6]. С использованием этих результатов в данной работе получено выражение для расчета величины и скорости изменения энтропии металла в процессе деформирования и показана возможность его использования при расчете изменения энтропии идеально упругопластического материала. В заключение приведен пример расчета энтропии при квазистатическом одноосном растяжении железа.

При использовании данных инфракрасного сканирования для определения термодинамических параметров системы необходимо отметить, что в процессе дифференцирования температурных сигналов, обладающих плохим соотношением сигнал/шум, возникают существенные ошибки в величине определяемых параметров. Полученные результаты должны рассматриваться как качественные, и для их уточнения необходимо использовать уточненные экспериментальные методики инфракрасного сканирования [2] или проводить дополнительные калориметрические измерения.

Теоретическое описание процесса накопления и диссипации энергии в металле при пластическом деформировании было приведено в [1,3]. В случае малых деформаций процесс описывается в терминах следующих переменных:  $T(\mathbf{x}, t)$  — абсолютная температура;  $\mathbf{x}$  — положение частицы в фиксированной отсчетной конфигурации;  $t$  — время;  $\rho$  — плотность;  $e$  — удельная внутренняя энергия;  $\tilde{\epsilon}, \tilde{\sigma}$  — тензоры малых деформаций и напряжений Коши соответственно;  $\tilde{\epsilon}^e, \tilde{\epsilon}^p$  — тензоры малых упругих и пластических деформаций;  $\mathbf{q}$  — вектор теплового потока;  $F$  — удельная свободная энергия;  $\eta$  — удельная энтропия.

Уравнение, определяющее скорость накопления энергии в процессе пластического деформирования материала, может быть записано в виде [3]

$$\dot{\beta} = \frac{(-TF_{T\tilde{p}} + F_{\tilde{p}})/\dot{\tilde{p}}}{\frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : (\dot{\tilde{\epsilon}}^p + \dot{\tilde{p}})}, \quad (1)$$

где  $F_{xy}$  — вторая частная производная функции  $F(x, y)$  по  $x$  и  $y$ ,  $\tilde{p}$  — дополнительная структурно чувствительная переменная.

Определение вида и закона эволюции структурно чувствительного параметра является важным вопросом при построении уравнения диссипации энергии в материале. В [7] на основании статистического описания эволюции ансамбля типичных микросдвигов было показано, что переменная  $\tilde{p}$  может быть записана в виде тензора второго ранга и имеет смысл деформации, вызванной зарождением и ростом микродефектов.

Предположение  $F_{T\tilde{p}} = 0$ , сделанное в [3] по аналогии с [6], означает пренебрежение энтропией ( $\eta$ ), связанной с эволюцией структуры ( $F_{T\tilde{p}} = -\eta_{\tilde{p}} = 0 \Rightarrow \eta = \text{const}(\tilde{p})$ ). Для уточнения ранее полученных результатов учтем изменение энтропии, вызванное эволюцией дефектов в материале, рассмотрим термодинамические функции системы  $F(\tilde{\varepsilon}^e, T, \tilde{p})$  и  $\eta(\tilde{\varepsilon}^e, T, \tilde{p})$ .

Если теплоемкость системы и ее упругие свойства не зависят от величины накопленных дефектов и определяются только физикой взаимодействия частиц вещества, то условия  $c_{\tilde{p}} = -(TF_{TT})_{\tilde{p}} = 0$  и  $F_{\tilde{\varepsilon}^e\tilde{p}} = 0$  позволяют записать

$$F_{\tilde{p}} = Tf(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) + g(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}), \quad (2)$$

$$F_{\tilde{\varepsilon}^e\tilde{p}} = Tf_{\tilde{\varepsilon}^e}(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) + g_{\tilde{\varepsilon}^e}(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = 0. \quad (3)$$

Соотношения (2), (3) позволяют сделать заключение, что  $f(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = f(\tilde{p})$ ,  $g(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = g(\tilde{p})$  и

$$F = \int F_p d\tilde{p} = E_1(\tilde{p}) - T\eta_1(\tilde{p}) + F(\tilde{\varepsilon}^e, T), \quad (4)$$

где  $g(\tilde{p}) = E_{\tilde{p}}(\tilde{p})$ ,  $f(\tilde{p}) = -\eta_{1\tilde{p}}(\tilde{p})$ .

С учетом соотношения (4) выражение для энтропии системы принимает вид

$$\eta = -F_T = -F_T(\tilde{\varepsilon}^e, T) + \eta_1(\tilde{p}), \quad (5)$$

где  $\eta_1(\tilde{p})$  — энтропия системы, вызванная эволюцией структуры материала.

Дополнительное предположение о независимости теплоемкости системы от величины упругой деформации  $c_{\varepsilon^e} = -(TF_{TT})_{\tilde{\varepsilon}^e} = 0$  позволяет аналогичным образом показать разложение функции  $F(\tilde{\varepsilon}^e, T)/F(\tilde{\varepsilon}^e, T) = F(T) - T\eta_2(\tilde{\varepsilon}^e) + E_2(\tilde{\varepsilon}^e)$ .

Дополнительно предполагая независимость теплоемкости материала от температуры  $c_T = -(TF_{TT})_T = 0$  и выполнение закона Гука в виде  $\tilde{\sigma} = \tilde{E} : (\tilde{\varepsilon}^e - \tilde{\alpha}\Delta T)$ , можно записать

$$F(T) = -c \left( T \ln \frac{T}{T_0} - (T - T_0) \right),$$

$$\eta_2(\tilde{\varepsilon}^e) = \frac{1}{\rho} \tilde{\alpha} : \tilde{E} : \tilde{\varepsilon}^e, \quad E_2(\tilde{\varepsilon}^e) = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^e : \tilde{E} : \tilde{\varepsilon}^e, \quad (6)$$

где  $T_0$  — температура отсчетной конфигурации, в которой  $\tilde{\varepsilon}^e = 0$ ,  $\tilde{\sigma} = 0$ .

Окончательно в одномерном случае, приняв равенство нулю начальной энтропии, получим соотношения

$$F = c \left( (T - T_0) - T \ln \frac{T}{T_0} \right) - (T - T_0) \left( \eta_1(p) + \frac{1}{\rho} \alpha E \varepsilon^e \right) + E_1(p) + \frac{1}{2} E(\varepsilon^e)^2, \quad (7)$$

$$\eta = c \left( \ln \frac{T}{T_0} \right) + \frac{1}{\rho} \alpha E \varepsilon^e + \eta_1(p). \quad (8)$$

Используя соотношения (1), (7), (8), производную  $\dot{\beta}_T$  можно записать в виде

$$\dot{\beta}_T = \frac{-F_{T\tilde{p}} : \dot{\tilde{p}}}{\frac{1}{\rho} \sigma(\dot{\varepsilon}^p + \dot{p})} = \frac{\dot{\eta}_1(p)}{\dot{W}_p}$$

или

$$\dot{\eta}_1(p) = \dot{\beta}_T \dot{W}_p, \quad (9)$$

где  $\dot{W}_p$  — мощность, затрачиваемая в процессе деформирования образца.

Методика определения вида зависимости  $\dot{\beta}$  для случая однородного напряженного состояния и однородного распределения температуры по поверхности образца была предложена в [1]. Соотношение для ее определения на основе экспериментальных данных может быть записано в виде

$$\dot{\beta} = \dot{W}_p - c\rho\dot{\theta}(t) - L(V, h)\theta(t), \quad (10)$$

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

Используя экспериментально полученные зависимости  $\dot{\beta}(t)$  и  $T(t)$ , значение выражения  $\dot{\beta}_T$  может быть найдено в результате несложной численной процедуры.

Принимая во внимание соотношение (9), выражение для части термодинамического потенциала системы, связанной с эволюцией структуры материала, может быть записано в виде

$$F_p \dot{p} = (\dot{\beta} - T\dot{\beta}_T) \dot{W}_p. \quad (11)$$

В качестве примера рассмотрим задачу об одноосном квазистатическом деформировании идеально упругопластического материала (при достижении напряжения  $\sigma_y$  материал продолжает деформироваться при постоянном напряжении). На упругом участке уравнение для скорости изменения температуры может быть записано в виде

$$\rho c \dot{T} = -\alpha E \dot{\varepsilon} T. \quad (12)$$

Принимая во внимание условие  $\eta_1(p) = 0$  и решение уравнения (12)

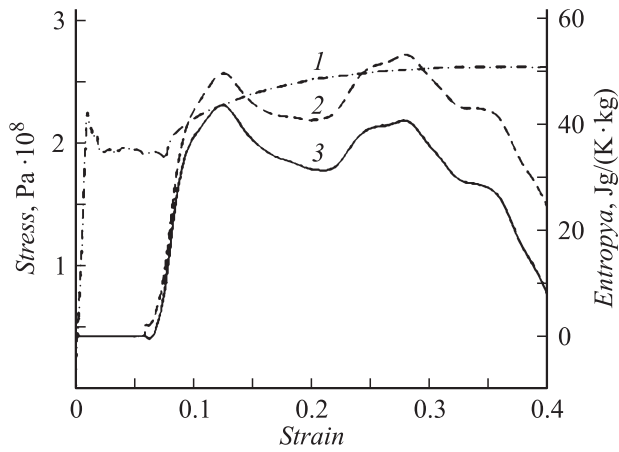
$$\ln \left( \frac{T}{T_0} \right) = -\frac{\alpha E \dot{\varepsilon}}{\rho c} t,$$

получаем  $\eta = -\alpha E \dot{\varepsilon} t + \alpha E \varepsilon^e = 0$ .

На пластическом участке в случае условия полной диссипативности пластической деформации  $\dot{\beta} = 0$  уравнение для скорости изменения температуры имеет вид  $c\dot{T} = \frac{1}{\rho} \sigma_y \dot{\varepsilon}$ , что позволяет записать следующее выражение для энтропии:

$$\eta = c \ln \left( \frac{T'_0}{T_0} + \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon}}{\rho c T_0} t \right) + \alpha \sigma_y + 0, \quad (13)$$

где  $T'_0 = T_0 \exp(-\frac{\alpha \sigma_y}{\rho c})$  — температура упругопластического перехода.



Зависимости напряжения (кривая 1), удельной полной (кривая 2) и структурной энтропии (кривая 3) от деформации при квазистатическом растяжении железа при скорости деформации  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Из анализа соотношения (13) можно сделать вывод, что энтропия системы растет только за счет нагрева образца. Структурная часть энтропии  $\dot{\eta}_1(p) = \dot{\beta}_T = 0$ , что соответствует отсутствию эволюции структуры материала в процессе деформирования.

Учет эволюции структуры, связанный с появлением и нелинейным взаимодействием дефектных структур различных масштабных уровней, требует введения в рассмотрение функции  $\dot{\beta}$ . Обычно зависимость  $\dot{\beta}$  при квазистатическом деформировании имеет монотонно убывающий вид [1,2]. Допустим, что  $\dot{\beta} = \beta_0 \exp(-t^n)$ , в результате для энтропии системы получаем

$$\eta = c \ln \left( \frac{T'_0}{T_0} + \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{\rho c T_0} t \right) + \alpha \sigma_y + \int_0^t \dot{\beta}_T d\tau$$

$$= c \ln \left( \frac{T'_0}{T_0} + \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{\rho c T_0} t \right) + \alpha \sigma_y + \beta_0 \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{\rho c} \exp(-t^n). \quad (14)$$

В соотношении (14) помимо температурного фактора присутствует монотонно уменьшающееся слагаемое, описывающее изменение энтропии, связанное с эволюцией структуры материала.

Полученные соотношения могут быть использованы при обработке реальных экспериментальных данных. На рисунке представлены зависимости напряжения от деформации (кривая 1) и структурной части удельной энтропии системы от деформации (кривые 2,3) при одноосном квазистатическом растяжении железа со скоростью деформации  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Химический состав, механические свойства и условия проведения эксперимента приведены в [1]. Зависимость энтропии от деформации построена последовательным использованием соотношений (10), (9). Для устранения флуктуаций расчетных параметров на рисунке, вызванных колебаниями измеряемых величин (температуры), использовалась фильтрация исходных сигналов.

В работе предложена теоретическая модель процессов диссипации и накопления энергии при пластическом деформировании металлов. На основе данных инфракрасного сканирования предложена методика расчета энтропии пластической деформации. Показано, что энтропия пластической деформации и, следовательно, степень неупорядоченности структуры материала в процессе деформирования могут изменяться только в случае учета реальной (нелинейной) зависимости скорости накопления энергии в материале. В заключение построена зависимость структурной части энтропии железа при его пластическом деформировании и показано, что эта часть энтропии имеет тенденцию к уменьшению в процессе роста степени деформации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (№ 08-01-00699) и программы президиума РАН (№ 09-М-134-2001).

## Список литературы

- [1] Плехов О.А., Saintier N., Наймарк О.Б. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 135–137.
- [2] Oliferuk W., Maj M., Raniecki B. // Mat. Sci. Eng. A. Struct. 2004. Vol. 374. P. 77–81.
- [3] Плехов О.А., Наймарк О.Б., Saintier N., Palin-Luc T. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 8. С. 56–61.
- [4] Bever M.B., Holt D.L., Tichener A.L. // Prog. Mat. Sci. 1973. N 17. P. 1–190.
- [5] Максимкин О.П., Гусев М.Н. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 1–7.
- [6] Rosakis P., Rosakis A.J. et al. // J. Mech. Phys. Solids. 2000. Vol. 48. P. 581–607.
- [7] Наймарк О.Б. // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 4. С. 45–72.