

[2] Wu M.K., Ashburn J.R., Torng C.J., Hor P.H., Meng R.L., Gao L., Huang Z.J., Wang Y.Q., Chu C.W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 908-910.

[3] Труды международной конференции по применению эффекта Мессбауэра, Каз. ССР, Алма-Ата, Наука, 1983. 347 с.

Поступило в Редакцию
1 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9 12 мая 1989 г.
0.1; 05.1

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНТРОПИИ
ДЕФОРМИРУЕМОГО МЕТАЛЛА

Н.Г. Колбасников, С.Г. Фомин

Деформируемый металл в состоянии пластичности является сильнонеравновесной термодинамической системой. Свидетельством тому можно считать давно известное формирование дефектных структур, например ячеистой дислокационной, фрагментированной и др. Однако об изменении энтропии деформированного металла сведения в литературе отсутствуют, поэтому часто можно встретить необоснованные утверждения о малой величине диссипации энергии (например, [1]). Целью данной работы является разработка методики определения статистической энтропии металла в сильнонеравновесном состоянии.

Для определения энтропии воспользуемся реологической моделью упруговязкопластического тела с линейным упрочнением [2]. Отдельный блок этой модели показан на рис. 1. Величина G характеризует упругие свойства металла, τ - предел текучести, μ - коэффициент вязкости, G' - жесткость, определяющая линейное деформационное упрочнение металла. Реологические уравнения обобщенной модели составлены с использованием методики, изложенной в [3]. Система уравнений для упруговязкопластического тела с упрочнением имеет вид

$$\left. \begin{aligned} s &= 2G \left[e - \int_0^\infty \int_0^\infty \rho(\tau, \lambda) e_n d\tau d\lambda \right]; \\ \dot{e}_n &= 0, \quad \sqrt{\frac{1}{2} [e - (1+h)e_n] \cdot [e - (1+h)e_n]} \leq \tau; \\ \dot{e}_n &\neq 0, \quad \left(\frac{\tau}{\nu} + \lambda \right) \dot{e}_n + (1+h)e_n = e. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где e , e_n , s - девиаторы полной деформации, пластической деформации и напряжений соответственно;

$$G' = \int_0^\infty \int_0^\infty F(\tau, \lambda) d\tau d\lambda,$$

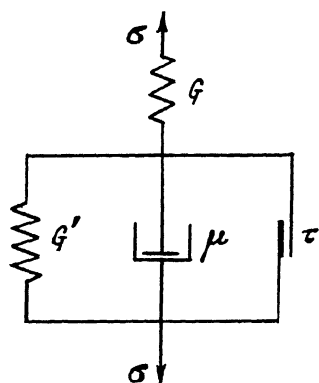


Рис. 1. Элементарная модель упруговязкопластического тела с упрочнением.

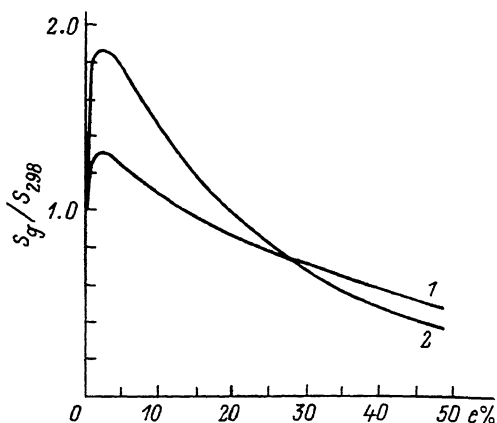


Рис. 2. Зависимость относительного изменения энтропии от степени деформации (за единицу принята энтропия отожженного металла): 1 - медь, 2 - никель.

F - некоторая функция аргументов τ и λ , имеющая положительное значение; $\lambda = 2\mu/G$ - время релаксации; $\tau = \tau_s/2G$ - безразмерный предел текучести; $h = G'/G$ - параметр упрочнения.

$$\nu = \sqrt{\frac{1}{2}e \dots e}, \quad \rho(\tau, \lambda) = \frac{F(\tau, \lambda)}{G}.$$

Металл характеризуется непрерывным спектром времен релаксаций и пределов текучести τ . Поскольку в (1) времена релаксаций и пределы текучести независимы, совместную плотность вероятности можно представить в виде

$$\rho(\tau, \lambda) = \rho_1(\tau) \cdot \rho_2(\lambda). \quad (2)$$

Для определения $\rho_1(\tau)$ и $\rho_2(\lambda)$ можно воспользоваться методом испытаний на растяжение, причем $\rho_1(\tau)$ можно найти из статических испытаний. В этом случае можно пренебречь вязкой деформацией, тогда система (1) может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= E \left[e - \int_0^{\infty} \rho_1(\tau) e_n d\tau \right]; \\ \dot{e}_n &= 0, \quad \tau > e; \\ \tau + (1+h)e_n &= e, \quad e \geq \tau. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Первое уравнение (3) с учетом второго и третьего уравнений той же системы можно представить в виде

$$\bar{\sigma} = E \left[e - \int_0^e \frac{1}{1+h} (e-\tau) \rho_1(\tau) d\tau \right]. \quad (4)$$

Вторая производная

$$\frac{d^2 \bar{\sigma}}{de^2} = - \frac{E}{1+h} \rho_1(\tau) \quad (5)$$

дает значение плотности вероятности $\rho_1(\tau)$. При расчетах на ЭВМ для обеспечения максимальной точности определения $\rho_1(\tau)$ по данным испытаний на растяжение аналитическую зависимость $\bar{\sigma}(e)$ следует выбирать из следующих условий: а – возможности описания закона распределения $\rho_1(\tau)$ с соблюдением нормировки

$$\int_0^{\infty} \rho_1(\tau) d\tau = 1; \quad (6)$$

б – максимального значения коэффициента смешанной корреляции.

Значение безразмерного предела текучести элементарной модели τ отражает энергетическое состояние в некотором микрообъеме металла, а $\rho_1(\tau)$ – энергетическое состояние всей системы, соответствующее ее переходу к необратимому процессу. Кроме того, $\rho_1(\tau)$ чувствительна к внешним воздействиям на систему (упрочнения и т.д.) и к преобразованиям внутри системы (например, к образованию структур), а параметр τ используется в безразмерном виде. Эти факты, согласно [4–6], дают возможность использовать $\rho_1(\tau)$ для определения статистической энтропии по Ландау–Лифшицу [7]:

$$S_g = k N_0 \int \rho_1(\tau) \ln \rho_1(\tau) d\tau, \quad (7)$$

где k – постоянная Больцмана, N_0 – число частиц, составляющих систему. Подобная методика расчета энтропии по данным эксперимента легко программируется. Определение энтропии деформированного металла может быть выполнено после предварительной деформации (например, прокаткой с последующими испытаниями на растяжение), либо только при испытании на растяжение.

Значение энтропии деформированного металла соответствует величине деформаций

$$e_n = e_{np} + \frac{1}{2} e_{раст}, \quad (8)$$

где e_{np} и $e_{раст}$ – величины деформаций при прокатке и растяжении.

По плотности вероятности $\rho_1(\tau)$, полученной из испытаний на растяжение отожженного металла, изменение энтропии от исходного значения ΔS_g можно определить по формуле:

$$\Delta S_g = -k N_0 \int_0^{\tau} \rho_1(\tau) \ln \rho_1(\tau) d\tau. \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Delta S_g}{\partial \tau} = -kN_0 \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\rho_1(\tau)}^{\tau} \rho_1(\tau) \ln \rho_1(\tau) d\tau = 0$$

соответствует максимальному значению энтропии при $\tau = \tau_0$.

По данной методике было исследовано изменение энтропии металлов во время их пластической деформации при комнатной температуре. На рис. 2 представлены зависимости $S_g(e)$ для никеля и титана. При $e = 0$ значение энтропии принято равным равновесной S_{298} при $T = 298$ К [8]. Из приведенных графиков видно, что при малых деформациях неупорядоченность в системе резко возрастает за счет интенсивного размножения дислокаций и более равномерного их распределения по кристаллу. При увеличении e энтропия S_g за счет процессов структурообразования, хорошо описанных в [1], существенно снижается. Подобное изменение энтропии деформированного металла хорошо согласуется с основными положениями структурообразования в сильнонеравновесных термодинамических системах [6].

В ы ы ы о д ы: 1) Разработана методика определения статистической энтропии для деформированного металла. 2). Термодинамический потенциал металла и величина диссипации энергии в нем при пластической деформации существенно изменяются при переходе от равновесного к слабонеравновесному и сильнонеравновесному состояниям.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Р ы б и н В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М: Металлургия, 1986. 226 с.
- [2] Ф о м и н С.Г. Математическая модель упруговязкопластического механизма деформирования металлов. Труды ЛПИ, 1981, № 378, с. 63-68.
- [3] П а л ь м о в В.А. Колебания упругопластических тел. М.: Наука, 1976. 328 с.
- [4] Х а й т у н С.Д. История парадокса Гиббса. М.: Наука, 1986. 168 с.
- [5] П е т р о в Н., Б р а н к о в Й. Современные проблемы термодинамики. М.: Мир, 1986. 288 с.
- [6] П р и г о ж и н И., Н и к о л и с Г. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 512 с.
- [7] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теоретическая физика, т. 5, Статистическая физика, ч. 1. М.: Наука. 1976. 680 с.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
6 мая 1988 г.

В окончательной редакции
19 февраля 1989 г.