01;05

Статистическая модель внутреннего рассеяния энергии колебаний в композиционных материалах

 В.М. Аржавитин

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт",
61108 Харьков, Украина
e-mail: vasil@kipt.kharkov.ua(TO:AR)

(Поступило в Редакцию 5 октября 2001 г. В окончательной редакции 20 февраля 2002 г.)

Получено аналитическое выражение для внутреннего трения Q^{-1} в функции температуры T композиционных материалов. Показано, что гистерезисное поведение $Q^{-1}(T)$, экспериментально наблюдаемое при термоциклировании некоторых композитов, может быть следствием кластеризации пластической деформации по объему матрицы.

Важным фактором, определяющим уровень внутреннего рассеяния энергии колебаний в структурно-неоднородных материалах, является локализованная в микрообъемах пластическая деформация. Наиболее существен ее вклад в гетерофазных и композиционных материалах, компоненты которых значительно отличаются друг от друга механическими свойствами. Ранее [1–3] было обнаружено, что при нагреве–охлаждении некоторых направленно закристаллизованных композитов регистрируется температурный гистерезис внутреннего трения $Q^{-1}(T)$, отсутствующий в гомогенных материалах. Причем величина растягивающих температурных напряжений, возникающих из-за разницы коэффициентов термического расширения компонент композитов, при определенной температуре охлаждения достигала значений порядка макроскопического предела текучести $\sigma_{0.2}$ матрицы. Естественно, что пластическая деформация матрицы сопровождается тепловыделением, мерой которого и является внутреннее трение. Однако аналитическое описание поведения $Q^{-1}(T)$ композитов в литературе, по-видимому, отсутствует. Поэтому в данной работе поставлена цель, исходя из общих принципов механики сплошных сред, количественно объяснить экспериментально наблюдаемый температурный гистерезис $Q^{-1}(T)$ в композиционных материалах.

Рассмотрим композиты, состоящие из упругих волокон и пластичной матрицы. В этом случае при нагружении композита первой начинает течь матрица. Естественно, что диссипативная способность таких композитов в основном определяется поведением матрицы. Для упрощения математического анализа допустим, что величина Q^{-1} измеряется не при изгибных, а при продольных колебаниях прямоугольной формы частотой f. В условиях наличия термических напряжений и внешнего циклического нагружения матрица подвергается суммарному воздействию напряжений, изменяющихся по асимметричному циклу, имеющему температурную и временну́ю составляющие

$$\sigma = \sigma_m \pm \sigma_0 \varphi(t), \tag{1}$$

где σ_m — термическое напряжение в матрице; σ_0 — амплитуда переменных напряжений цикла; $\varphi(t)$ — периодическая (не обязательно гармоническая) функция времени, изменяющаяся в пределах $-1 \le \varphi(t) \le 1$.

Будем исходить из известных представлений Давиденкова Н.Н. о статистическом (неоднородном) распределении механических напряжений σ по зернам [4]. Предполагаем, что деформация зерен упруго-идеально-пластическая (т.е. без упрочнения). Это исключает необходимость формулировать закон течения матрицы. Считаем предел текучести зерен одинаковым и равным $\sigma_{0.2}$. Пусть под действием локальных напряжений произойдет пластическая деформация отдельно взятого зерна матрицы на величину $d\varepsilon$. Работа, затраченная на такую деформацию зерна, будет

$$dU = bV\sigma_{0.2}d\varepsilon,$$

где b — коэффициент пропорциональности, величина которого не превышает единицы и зависит от размера, ориентировки и расположения зерна; V — объем зерна.

Соответственно энергия, затраченная единицей объема матрицы на пластическую деформацию за период колебаний, запишется как

$$\Delta U = bVNn\sigma_{0.2}\Delta\varepsilon.$$

Здесь $\Delta\varepsilon = \oint d\varepsilon$ — пластическая деформация матричного зерна за период колебаний, $n = N_p/N$ — относительное число пластически деформированных зерен в единичном объеме матрицы при среднем макронапряжении σ_{av} в матрице (не в зерне), N_p — плотность пластически деформированных зерен в матрице, N — общая плотность зерен в матрице. Поскольку произведение VN есть объем, занимаемый зернами в единице объема матрицы, и NV приблизительно равно единице, то

$$\Delta U = bn\sigma_{0.2}\Delta\varepsilon. \tag{2}$$

Выражение $n(\sigma_{av})$ для горизонтального цикла колебаний получено в работе [4]

$$n(\sigma_{av}) = \int\limits_{\sigma_{0.2}}^{\infty} p(\sigma)d\sigma = B\left(\frac{\sigma_{av}}{\sigma_{0.2}}\right)^m, \qquad (3)$$

где $p(\sigma)$ — гауссово распределение напряжений σ по зернам; B и m — константы, зависящие от дисперсии кривой распределения $p(\sigma)$.

Формула (3) справедлива для больших значений σ_{av} в сравнении со значением центра тяжести $\bar{\sigma}$ распределения $p(\sigma)$.

Найдем пластическую деформацию отдельного зерна матрицы за цикл колебаний

$$\Delta\varepsilon = \oint d\varepsilon = \int\limits_0^{1/2f} d\varepsilon.$$

Здесь интегрирование производится не по полному периоду τ колебаний, а только по положительному полупериоду $\tau/2 = 1/2f$, поскольку в течение отрицательного полупериода деформация зерна упругая и не вносит вклада в тепловыделение. При анализе пластических деформаций, индуцированных термическими напряжениями в композитах, в первую очередь необходимо учитывать ползучесть матрицы [5]. Выберем временну́ю зависимость пластической деформации $\varepsilon = \dot{\varepsilon}_s t + \varepsilon^0$, описывающую установившуюся ползучесть [6], где $\dot{\varepsilon}_s$ — скорость установившейся ползучести. В данном выражении ε^0 включает в себя упругую часть деформации и скачок пластической деформации, происходящий в первый момент после приложения напряжения („мгновенную" ползучесть). В меди этот вид зависимости может распространяться на температурную область $(0.4\ldots0.7)T_M$ (где T_M — температура плавления меди по абсолютной шкале), т. е. на важную с технической точки зрения область [7]. Скорость пластического деформирования задается аррениусовым выражением $\dot{\varepsilon}_s = \dot{\varepsilon}_0 \exp(-H_0/kT)$. Здесь множитель $\dot{\varepsilon}_0$ слабо зависит от температуры, H_0 — энергия активации деформации, k — постоянная Больцмана. Тогда

$$\Delta\varepsilon = \frac{\dot{\varepsilon}_0 \exp(-H_0/kT)}{2f}. \qquad (4)$$

Наиболее употребительной характеристикой внутреннего трения является величина $Q^{-1} = \Delta U/2\pi U$, в которой U — полная энергия упругой деформации, отнесенная к единице объема материала. Применительно к циклу (1) $U = \sigma_{av}^2/2E_m$, где E_m — модуль упругости матрицы. Таким образом, с учетом (2)–(4) выражение для внутреннего трения примет вид

$$Q^{-1} = \frac{bBE_m\dot{\varepsilon}_0}{2\pi f}\,\frac{\sigma_{av}^{m-2}}{\sigma_{0.2}^{m-1}}\exp(-H_0/kT). \qquad (5)$$

Рассчитаем растягивающие термические напряжения, возникающие в матрице при охлаждении эвтектического

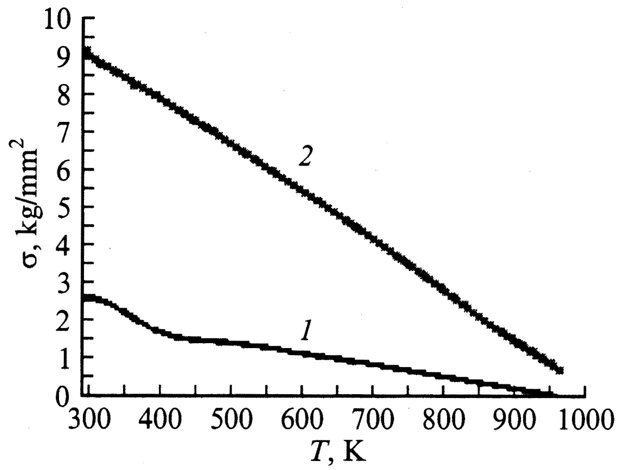

Рис. 1. Термонапряжения (*1*) в матрице охлаждаемой эвтектики Cu–1.3% Cr и предел текучести (*2*) ее матрицы.

композита Cu–1.3 wt% Cr от 978 K. Медную матрицу можно считать совершенно пластичной, поскольку медь имеет очень низкий предел текучести. В рамках упругого приближения внутренние напряжения, образующиеся в матрице при изменении температуры на ΔT, равны [8,9]

$$\sigma_m = \frac{V_f E_f E_m \Delta\alpha\Delta T}{V_m E_m + V_f E_f},$$

где V_m и V_f — объемные доли материалов матрицы и волокон; E_m и E_f — их модули Юнга; $\Delta\alpha = (\alpha_m - \alpha_f) > 0$ — разность коэффициентов термического расширения матрицы и волокон.

В случае волокнистых композиций предполагается, что термонапряжения возникают только параллельно волокнам и постоянны по сечению матрицы. Данные по температурным зависимостям $E_m, E_f, \alpha_m, \alpha_f$ и предела текучести меди $\sigma_{0.2}$ брались из справочников [10,11]. На рис. 1 представлена температурная зависимость термонапряжений в матрице и ее предела текучести.

Для расчета внутреннего трения эвтектики Cu–1.3% Cr по формуле (5) задавался параметр $m = 4$. Диффузионная ползучесть в меди развивается при температурах выше $0.8T_M = 1069$ K. Наиболее вероятным механизмом ползучести чистой меди при меньших температурах является поперечное скольжение дислокаций. Такой процесс дислокационной деформации не требует для своего протекания диффузии. Тем не менее он термически активируем, так как для высвобождения дислокаций от закрепляющих примесей их перемещения в другую плоскость скольжения необходимо затратить некоторую энергию [7,12]. Поэтому в расчетных целях выбиралось типичное для меди значение $H_0 = 0.15$ eV энергии связи примесей с дислокациями при $T > 273$ K [13]. В первом приближении примем средние σ_{av} и термические σ_m напряжения в матрице совпадающими по порядку величины $\sigma_{av} \approx \sigma_m$. Экспериментальные [2,3]

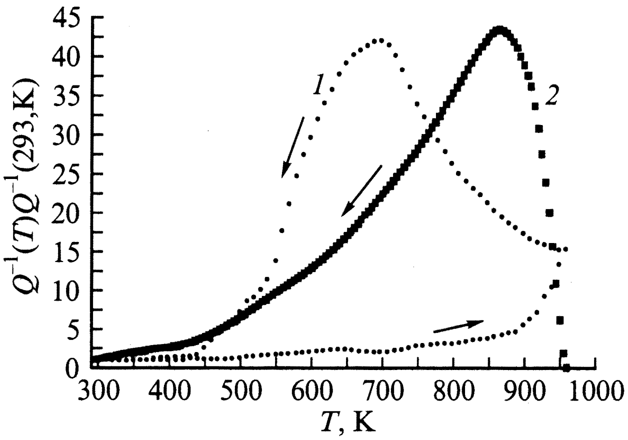

Рис. 2. Внутреннее трение $Q^{-1}(T)$ эвтектики Cu–1.3% Cr. *1* — экспериментальные значения, *2* — расчетные значения для охлаждаемой эвтектики.

и расчетные результаты показаны на рис. 2. Видно, что рассмотренный механизм микропластических потерь действительно обеспечивает максимум $Q^{-1}(T)$ при охлаждении композитов. Имеющееся несовпадение экспериментальных и вычисленных температур пиков $Q^{-1}(T)$ может быть вызвано тем, что Cu–1.3% Cr эвтектики изготавливались в алундовых тиглях в атмосфере аргона из высокочистых компонентов электролитической плавки, а использованные справочные данные относятся к иным сортам этих металлов.

Таким образом, достижение термическими напряжениями σ_m значений, равных пределу текучести $\sigma_{0.2}$ матрицы, не является „жестким“ условием для возникновения максимума $Q^{-1}(T)$ в охлаждаемых композитах (рис. 1). Искомая причина „экстремального“ поведения $Q^{-1}(T)$ кроется в кластеризации (статистическом распределении) пластической деформации по объему матрицы и в балансе среднестатистических напряжений $\sigma_{av} \sim \sigma_m$ и $\sigma_{0.2}$. Внутреннее трение (при $m = 4$) охлаждаемого композита растет квадратично по σ_{av} и одновременно уменьшается кубически по $\sigma_{0.2}$.

При построении более последовательной теории пластических потерь в композитах необходимо также принимать во внимание локализацию термонапряжений вблизи межфазных границ. Из общих термодинамических положений вытекает, что внутренние напряжения убывают как $1/r$ по мере удаления r от межфазной границы [14]. В подтверждении сказанного, в работе [1] обнаружены вариации профиля кривой $Q^{-1}(T)$ в зависимости от степени дисперсности охлаждаемой эвтектики Cu–1.3% Cr. Поскольку в условиях частых теплосмен приграничная пластическая деформация матрицы предшествует фрагментации волокон, то метод низкочастотного внутреннего трения представляется несомненно полезным инструментом в изучении прочности „составных“ материалов.

Список литературы

[1] *Аржавитин В.М., Шаповал Б.И., Свердлов В.Я., Тортика А.С.* // ВАНТ Сер. Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент). 1989. Вып. 3 (3). С. 66–68.

[2] *Аржавитин В.М., Свердлов В.Я.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 114–117.

[3] *Аржавитин В.М., Свердлов В.Я., Тортика А.С., Шаповал Б.И.* // ВАНТ Сер. Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. 1999. Вып. 1 (9). С. 57–62.

[4] *Трощенко В.Т.* // ФТТ. 1960. Т. 2. Вып. 6. С. 1060–1063.

[5] *Garmong G.* // Metallurgical Trasactions. 1974. Vol. 8. P. 2183–2205.

[6] *Чадек Й.* Ползучесть металлических материалов. М.: Мир, 1987. 304 с.

[7] *Екобори Т.* Научные основы прочности и разрушения материалов. Киев: Наукова думка, 1978. 352 с.

[8] *Бобылев А.В.* Механические и технологические свойства металлов: Справочник. М.: Металлургия, 1980. 296 с.

[9] *Тихонов Л.В., Кононенко В.А., Прокопенко Г.И., Рафаловский В.А.* Структура и свойства металлов и сплавов (Механические свойства металлов и сплавов). Киев: Наукова думка, 1986. 568 с.

[10] *Сомов А.И., Тихоновский М.А.* Эвтектические композиции. М.: Металлургия, 1975. 303 с.

[11] *Портной К.И., Бабич Б.Н., Светлов И.А.* Композиционные материалы на никелевой основе. М.: Металлургия, 1979. 264 с.

[12] *Ван-Бюрен.* Дефекты в кристаллах. М.: ИЛ, 1962. 594 с.

[13] *Хоникомб Р.* Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.

[14] *Колбасников Н.Г., Трифонова И.Ю.* // Металлы. 1996. № 2. С. 62–78.