

КИНЕТИКА РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ В УСЛОВИЯХ ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВА

© О.П.Бобров, А.Т.Косилов, В.А.Хоник

Воронежский государственный университет,
394043 Воронеж, Россия
(Поступила в Редакцию 12 сентября 1995 г.)

В рамках развиваемых представлений о структурной релаксации металлических стекол построена модель и с ее помощью рассчитана кинетика релаксации сдвиговых напряжений в условиях линейного нагрева с учетом тепловой предистории. Показано, что модель правильно описывает определяющий характер влияния предварительной термообработки на кинетику релаксации.

Релаксация напряжений в металлических стеклах (МС) ранее исследовалась в изотермических условиях (см. обзор в [1]), что существенно ограничивало возможности интерпретации эксперимента [2]. В работах [2,3] впервые были представлены результаты измерений релаксации напряжений в условиях линейного нагрева. Эти результаты позволили установить простую закономерность: интенсивная релаксация напряжений начинается вблизи температуры предварительного отжига, а ее скорость контролируется скоростью структурной релаксации.

Количественная интерпретация этих закономерностей возможна лишь на основе адекватных физических представлений о структурной релаксации. Анализ кинетики структурной релаксации в настоящее время достаточно успешно проводится в рамках так называемой модели спектра энергий активации [1-5]. В [4] с ее помощью построена количественная модель изотермической ползучести, объясняющая как основные особенности, так и некоторые детали эксперимента, не подававшиеся ранее интерпретации. Цель настоящей работы заключается в анализе экспериментальных данных [2,3] по кинетике релаксации напряжений в условиях линейного нагрева на основе представлений, разработанных в [4,5].

1. Кинетика релаксации напряжений

Следуя [4,5], структурную релаксацию можно интерпретировать как совокупность необратимых сдвиговых перестроек с распределенными энергиями активации в определенных областях структуры — центрах релаксации. Элементарные сдвиги в центрах релаксации осуществляются в две стадии. На первой стадии реализуется термоактивируемый

сдвиг с активационным объемом V порядка атомного объема. Ориентация этого сдвига определяется конкретной топологией структуры в области, охватываемой им, и не зависит от ориентации приложенного напряжения. В исходном состоянии такие области являются своеобразными «стопорами», сдерживающими пластическую деформацию прилегающего объема материала. Термоактивируемое устранение «стопора» обеспечивает начинающуюся сразу же вторую стадию элементарного сдвига — стадию вязкого пластического течения в некотором объеме Ω (охватывающем объем V), причем направление этого течения определяется внешним напряжением.

Пусть образец предварительно отжигался при температуре T_a в течение времени τ . К моменту окончания предварительного отжига объемная плотность центров релаксации в единичном интервале энергий активации E становится равной [4]

$$N_\tau(E, T_a, \tau) = N_0(E) \exp \left(-\nu\tau \exp \left(-\frac{E}{kT_a} \right) \right), \quad (1)$$

где $N_0(E)$ — исходная объемная плотность центров релаксации, ν — частота попыток преодоления активационного барьера. Пусть, далее, после окончания предварительного отжига МС мгновенно охлаждается до температуры T_0 , нагружается сдвиговым напряжением σ и начинается линейный нагрев со скоростью $\alpha = \frac{dT}{dt}$ в условиях зафиксированной полной деформации ϵ_t . Приложенное напряжение изменяет активационные барьеры, уменьшая их на σV для благоприятно ориентированных центров релаксации и увеличения их на такую же величину для центров, ориентированных неблагоприятно по отношению к внешнему напряжению. Полагая, что в момент приложения нагрузки объемные плотности благоприятно и неблагоприятно ориентированных центров релаксации равны ($N^+(E, T_0, t = 0) = N^-(E, T_0, t = 0) = \frac{1}{2}N_\tau(E, T_a, \tau)$), можно определить, что за время t нагрева N^+ и N^- уменьшатся до значений

$$N^\pm(E, t) = \frac{1}{2}N_\tau \exp \left[-\nu \int_0^t \exp \left(-\frac{E \mp \sigma(t')V}{k(T_0 + \alpha t')} \right) dt' \right], \quad (2)$$

где знаки $+$ и $-$ в левой части (2) относятся соответственно к благоприятно и неблагоприятно ориентированным центрам релаксации. Плотность центров релаксации, сработавших при нагреве под нагрузкой, равна

$$\Delta N(E, \sigma, t) = N_\tau - N^+ - N^- = N_0(E)\Theta(E, \sigma, t), \quad (3)$$

где

$$\Theta = \exp \left(-\nu\tau \exp \left(-\frac{E}{kT_a} \right) \right) \left[1 - \frac{1}{2} \exp \left(-\nu \int_0^t \exp \left(-\frac{E - \sigma(t')V}{k(T_0 + \alpha t')} \right) dt' \right) - \frac{1}{2} \exp \left(-\nu \int_0^t \exp \left(-\frac{E + \sigma(t')V}{k(T_0 + \alpha t')} \right) dt' \right) \right]. \quad (4)$$

В соответствии с предположениями [4,5] все центры релаксации обеспечат на второй стадии элементарного сдвига одинаковый по знаку вклад ε_0 в макроскопическую деформацию, средняя величина которой пропорциональна внешнему напряжению

$$\varepsilon_0 = C\sigma, \quad (5)$$

где C — некоторый коэффициент пропорциональности, зависящий от структуры МС. Тогда макроскопическая пластическая деформация, вызванная направленной структурной релаксацией под нагрузкой, будет равна

$$\varepsilon_{pl}(t) = \varepsilon_0 \Omega \int_0^{\infty} \Delta N(E, \sigma, t) dE = \sigma(t) \Omega C \int_0^{\infty} N_o(E) \Theta_{\sigma}(E, \sigma, t) dE. \quad (6)$$

Из условия постоянства полной деформации в процессе релаксации ($\varepsilon_t = \varepsilon_{el}(t) + \varepsilon_{pl}(t) = \text{const}$) и с учетом ее упругой составляющей $\varepsilon_{el}(t) = \sigma(t)/2G$ (G — модуль сдвига) получаем

$$\sigma(t) \left(1 + 2G\Omega C \int_0^{\infty} N_o(E) \Theta(E, \sigma, t) dE \right) - 2\varepsilon_t G = 0. \quad (7)$$

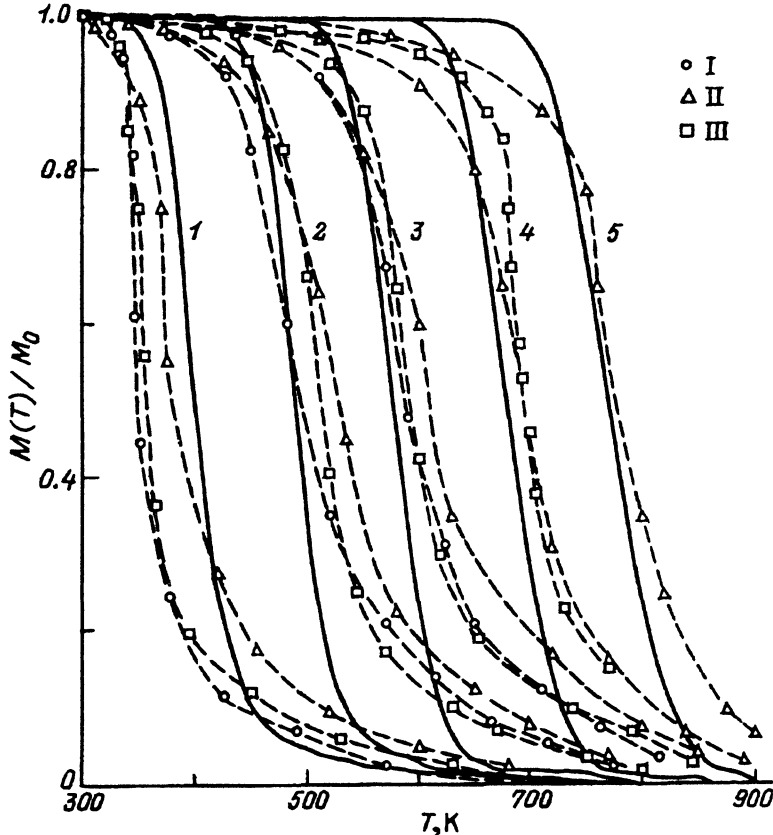
Уравнение (7) описывает релаксацию напряжения $\sigma(t)$ в условиях однородной сдвиговой деформации и может быть решено численно. В работах [2,3] изучалась релаксация крутящего момента $M(t)$. Для цилиндрического образца $M(t)$ можно найти из соотношения

$$M(t) = 2\pi \int_0^R \sigma(r, t) r^2 dr, \quad (8)$$

где R — радиус образца. В момент приложения нагрузки $\sigma(r) = 2G\varepsilon_t(r)$, где $\varepsilon_t(r) = \varphi r/2$ (φ — погонный угол кручения). Варьируя ε_t в (7), можно рассчитать функцию $\sigma(r, t)$ и по формуле (8) определить временную (и соответственно температурную) зависимость крутящего момента.

2. Численный анализ и сопоставление с экспериментом

Был реализован следующий алгоритм численного решения (7). При $t = 0$ пластическая деформация отсутствует и приложенное напряжение $\sigma(t = 0) = \sigma_0 = 2\varepsilon_t G$ максимально. Вычисления σ для следующего момента времени $t = t_1$ проводились при последовательно уменьшающихся значениях σ (принадлежащих интервалу $0 \leq \sigma \leq \sigma_0$), и определялось то значение $\sigma(t_1)$, при котором левая часть (7) изменяла знак. Зависимость $\sigma(t)$, необходимая для вычисления интегралов в (4), принималась в виде прямой, соединяющей точки σ_0 и $\sigma(t_1)$. Вычисления



Экспериментальные [2,3] и расчетные (сплошные линии) зависимости релаксации нормированного крутящего момента в условиях линейного нагрева при предварительных термообработках в течение 6 месяцев (1) и 15 min (2-5) при различных температурах.

T_a (K): 1 — 293, 2 — 473, 3 — 573, 4 — 673, 5 — 773. I — $\text{Fe}_{81}\text{B}_{14}\text{Si}_5$, II — $\text{Ni}_{60}\text{Nb}_{40}$, III — $\text{Co}_{87}\text{Nb}_5\text{Zr}_8$.

для $t = t_3$ проводились аналогично с учетом условия $\sigma(t_3) \leq \sigma(t_2)$, а зависимость $\sigma(t)$ принималась в кусочно-линейном виде. Указанная процедура повторялась многократно с временным шагом, соответствующим шагу по температуре в 10 К.

Функция $\Theta(E, \sigma, t)$ (4) равна нулю при $E \leq 1 \text{ eV}$ или $E \geq 3 \text{ eV}$ для любого момента времени t , принадлежащего интересующему интервалу $0 \leq t \leq (900 \text{ K})/\alpha$, и для любого из использовавшихся режимов предварительной термообработки. Этот факт учитывался при определении интеграла в (7). Вычисления проводились для зависимости $N_0 \Omega CG = f(E)$, полученной из измерений низкочастотного внутреннего трения [5] МС $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ и аппроксимированной экспонентой $f(E) = 6.5 \exp(1.72E \text{ (eV)}) \text{ (eV}^{-1}\text{)}$. Полная деформация ($\varepsilon_t = 1.4 \cdot 10^{-2}$), скорость нагрева ($\alpha = 10 \text{ K/min}$), режимы предварительной термообработки (T_a, τ) выбирались такими же, как и в анализируемом эксперименте [2,3], модуль сдвига принимался равным 60 ГПа. Частота попыток ν и активационный объем V при вычислениях варьировались.

На рисунке точками показаны экспериментальные кривые $M(T)/M_0$ (M_0 — величина момента, прикладываемого при комнатной температуре, $M(T)$ — его значение при температуре $T = \alpha t$) для трех МС и пяти предварительных термообработок. Подчеркнем, что эти кривые слабо зависят от химического состава МС. Сплошными линиями приведены рассчитанные с помощью (8) значения $M(T)/M_0$ для соответствующих предварительных термообработок при $\nu = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ и $V = 0.02 \text{ nm}^3$ (последняя величина приблизительно равна атомному объему в соответствии с представлениями $[4,5]$). Указанные значения ν и V соответствуют оптимальному варианту соответствия эксперименту. Отметим, однако, что возможности подгонки путем их варьирования сильно ограничены: увеличение V снижает температуру начала релаксации, но не влияет на кинетику «хвоста» релаксации, а увеличение (уменьшение) частоты попыток на порядок вызывает параллельный сдвиг кривых $M(T)/M_0$ на 20–30 К в сторону низких (высоких) температур.

Из рисунка видно, что соответствие расчета эксперименту при $T_a = 293$ и 773 K можно считать вполне приемлемым. При других режимах предварительной термообработки степень соответствия эксперименту заметно хуже. Общее различие расчетных и экспериментальных кривых заключается в большей «затянутости» начала и конца релаксации для последних. В целом можно констатировать, что рассмотренные представления правильно описывают определяющий характер влияния предварительной термообработки на кинетику релаксации напряжений, и степень соответствия поэтому можно признать удовлетворительной.

Отметим следующее обстоятельство, учет которого может привести к улучшению соответствия модели эксперименту. Предварительные результаты авторов показывают, что степень ориентирующего влияния внешнего напряжения на элементарные акты сдвига возрастает при больших σ , так что зависимость (5) становится нелинейной. При этом объем Ω второй стадии элементарного сдвига увеличивается с ростом напряжения. Оба эти эффекта могут привести к «затягиванию» начала и конца релаксации. В расчетах они не учитывались, так как зависимость $N_0 \Omega C G(E) = f(E)$ была получена из измерений внутреннего трения при низких напряжениях.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 95-02-03970) и администрации Воронежской области (грант администрации по физике) за финансовую поддержку исследований структурно-механической релаксации в металлических стеклах.

Список литературы

- [1] Алехин В.П., Хоник В.А. Структура и физические закономерности деформации аморфных сплавов. М. (1992). 248 с.
- [2] Дзюба Г.А., Золотухин И.В., Косилов А.Т., Хоник В.А. ФТТ **33**, 11, 3393 (1991).
- [3] Khonik V.A., Kosilov A.T. J. Non-Cryst. Sol. **170**, 3, 270 (1994).
- [4] Косилов А.Т., Хоник В.А. Изв. РАН. Сер. физ. **57**, 11, 192 (1993).
- [5] Белявский В.И., Бобров О.П., Косилов А.Т., Хоник В.А. ФТТ **38**, 1, 30 (1996).