Мартенситные превращения в тонком слое сплава с эффектом памяти формы на упругой подложке

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Перербург, Россия

E-mail: malygin.ga@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2000 г.)

С помощью теории размытых мартенситных переходов теоретически анализируется мартенситное превращение в тонком ($10-10^3$ nm) слое сплава с эффектом памяти формы на упругой подложке. Рассмотрены связанный с мартенситным превращением механизм релаксации термоупругих напряжений в слое из-за разницы коэффициентов теплового расширения материалов, составляющих микрокомпозит, и сопровождающие эту релаксацию размерные эффекты. Найдено, что мартенситное превращение придает созданным на основе таких композитов микродатчикам температуры и микроприводным устройствам (актуаторам) нелинейные и гистерезисные свойства.

В последние десятилетия широкое применение нашли микросенсорные и микроприводные устройства (актуаторы) [1,2]. Для их создания используются, в частности двухслойные и многослойные микрокомпозиты, состоящие из тонких (толщиной $10-10^3$ nm) слоев активного материала, чувствительного к тому или иному воздействию на него, и пассивных слоев субстрата. В качестве активных элементов таких устройств в последнее время стали все чаще применяться сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ), претерпевающие в некотором интервале температур бездиффузионное структруное превращение мартенситного типа [2–5]. Связанные с превращением обратимые (псевдоупругие) пластические деформации чувствительны к действию на сплав механических напряжений [2–4], гидростатического давления [5], магнитных и электрических полей [6], что способствует созданию гибких и "умных" (smart) функциональных микроустройств, основанных на использовании рассматриваемых материалов.

Очевидно, что расчет параметров подобных устройств должен основываться на теории бездиффузионных мартенситных переходов с учетом влияния на них упомянутых выше внешних воздействий и внутренних факторов, в частности структурных, связанных с наличием в кристалле различных дефектов. В настоящее время такая полномасштабная теория мартенситных превращений отсутствует. Поэтому расчет превращения, например, в тонком слое сплава с ЭПФ на подложке производится с использованием кусочно-линейных аппроксимаций для найденных на опыте температурных зависимостей количества мартенсита или аустенита в материале [7].

Недавно в [8–10] была развита теория размытых мартенситных превращений в сплавах с памятью формы как часть общей теории размытых фазовых переходов первого рода [10]. Теория основывается на термодинамических аргументах, но рассматривает гетерофазное (мартенситно-аустенитное) состояние материала как результат его кинетического перехода из одного состояния в другое.

Согласно теории, кинетически равновесные пространственно-неоднородные (гетерофазные) состояния сплава являются результатом равновесия между термодинамической силой, действующей на межфазные границы, и силой взаимодействия межфазных границ с различными препятствиями в материале. Внешнее воздействие на материал увеличивает или уменьшает термодинамическую составляющую силы и изменяет тем самым соотношение между количеством аустенита и мартенсита в материале.

Таким образом, теория размытых мартенситных переходов учитывает влияние как внешних, так и внутренних факторов на параметры мартенситного превращения и дает аналитическое описание этого влияния, в частности температурной зависимости объемной доли мартенсита или аустенита в материале, претерпевающем бездиффузионный мартенситный переход.

В настоящей работе эта теория (раздел 1) используется для количественного расчета термоупругих напряжений из-за разницы коэффициентов теплового расширения материалов слоев в двухслойном микрокомпозите (в тонком слое сплава с ЭПФ на упругой подложке) с учетом релаксации этих напряжений в интервале температур превращения (раздел 2). В третьем разделе обсуждаются связанные с превращением размерные эффекты.

1. Размытые мартенситные переходы

В этом разделе приведены основные соотношения теории размытых переходов, необходимые для расчета мартенситной релаксации термоупругих напряжений в тонком слое сплава с эффектом памяти формы.

Согласно теории, относительная объемная доля мартенсита φ_M в кристалле сплава, испытывающем бездиффузионный мартенситный переход, равна [9,10]

$$\varphi_M(T, \{I\}, \{s\}) = \left[1 + \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right)\right]^{-1}. \qquad (1a)$$

Здесь T — температура, k — постоянная Больцмана, $\Delta U = \omega \Delta u$ — изменение внутренней энергии кристалла при переходе его элементарного объема ω из аустенитного в мартенситное состояние,

$$\Delta u = q\,\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \xi_{ik}\tau_{ik} - \delta_0 P - p_i E_i - m_i H_i - [u_d]n_d \quad (1b)$$

— изменение внутренней энергии единицы объема материала при таком переходе, q — теплота перехода, T_{c0} — критическая (характеристическая) температура перехода в отсутствие внешнего воздействия на материал, $\{I\} \equiv \tau_{ik}, P, E_i, H_i$ — совокупность этих воздействий в виде механического напряжения τ_{ik}, всестороннего давления P, электрического E_i и магнитного H_i полей, ξ_{ik} и δ_0 — спонтанные сдвиговые деформации и дилатация решетки при ее структурной перестройке, p_i и m_i — индуцированные перестройкой решетки электрический и магнитный моменты, $\{s\}$ — совокупность структурных факторов, влияющих на переход, $[u_d]$ — изменение энергии дефектов решетки при переходе, n_d — концентрация дефектов.

Как видно из (1), количество мартенсита в кристалле зависит от величины и знака энергии Δu. При $\Delta u > 0$ в кристалле преобладает аустенит, при $\Delta u < 0$ — мартенсит. Условие $\Delta u = 0$, при котором количество аустенита в кристалле равно количеству в нем мартенсита, определяет характеристическую температуру перехода

$$T_c = T_{c0} + \frac{T_{c0}}{q}\left(\xi_{ik}\tau_{ik} + \delta_0 P + p_i E_i + m_i H_i + [u_d]n_d\right) \quad (2)$$

в виде обобщенного соотношения Клаузиуса–Клапейрона. Согласно этому соотношению, в зависимости от величины и знака индуцированных перестройкой решетки спонтанных деформаций, электрических и магнитных моментов приложение к кристаллу внешних полей будет вызывать сдвиг критической температуры превращения в ту или иную сторону. Наличие дефектов в кристалле также влияет на критическую температуру перехода.

Величина деформации кристалла, вызванная происходящим в нем мартенситным превращением, равна

$$\varepsilon_{ik} = \sum_{a=1}^{N} \varepsilon^a_{ik}, \quad \varepsilon^a_{ik} = m^a_{il}\xi^a_{lk}\varphi^a_M(T, \sigma_{ik}), \quad \tau^a_{lk} = m^a_{il}\sigma_{ik}, \quad (3)$$

где σ_{ik} — приложенное к кристаллу напряжение, a — варианты мартенсита, N — полное число вариантов, m^a_{il} — кристаллографические ориентационные факторы вариантов. Из (1) и (3) следует, что количество того или иного варианта мартенсита экспоненциально изменяется с величиной его ориентационного фактора. Очевидно, что при наличии приложенного к кристаллу механического напряжения в кристалле будет преобладать вариант с максимальным значением ориентационного фактора ($m_{ik} = m \approx 0.5$, $\xi_{ik} = \xi$). В результате деформация кристалла при простом одноосном нагружении ($\sigma_{ik} = \sigma$), согласно (1) и (3), будет равна

$$\varepsilon_M(T, \sigma) = \varepsilon_m \varphi_M(T, \sigma),$$

$$\varphi_M(T, \sigma) = \left[1 + \exp\left(B\left(\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \frac{m\sigma \pm \tau_f}{\tau_M}\right)\right)\right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon_m = m\xi$, $\tau_M = q/\xi$, τ_f и B — напряжение сухого трения при взаимодействии межфазных границ с дефектами решетки и структурно-чувствительный параметр, определяющие соответственно силовой гистерезис превращения и размытие мартенситного перехода по температуре ΔT_{M0},

$$B = \frac{\omega q}{kT_{c0}}, \quad \Delta T_{M0} = \left|\frac{d\varphi}{dT}\right|^{-1}_{T=T_{c0}} = \frac{4T_{c0}}{B} = \left(\frac{4T_{c0}}{\omega q}\right)T_{c0}. \quad (5)$$

Например, в кристалле с дислокациями плотностью ρ, препятствующими перемещению межфазных границ, элементарный объем превращения $\omega = r/\rho$, где r — высота ступенек атомных размеров на межфазных границах. В результате для ширины перехода получаем выражение $\Delta T_{M0} = (4T^2_{c0}/qr)\rho$, т. е. ширина (размытие) перехода увеличивается с ростом плотности дислокаций в кристалле.

На рис. 1, a показана температурная зависимость относительной объемной доли мартенсита в кристалле при прямом и обратном мартенситном превращениях согласно (4) в отсутствие напряжений ($\sigma = 0$, $B = 50$,

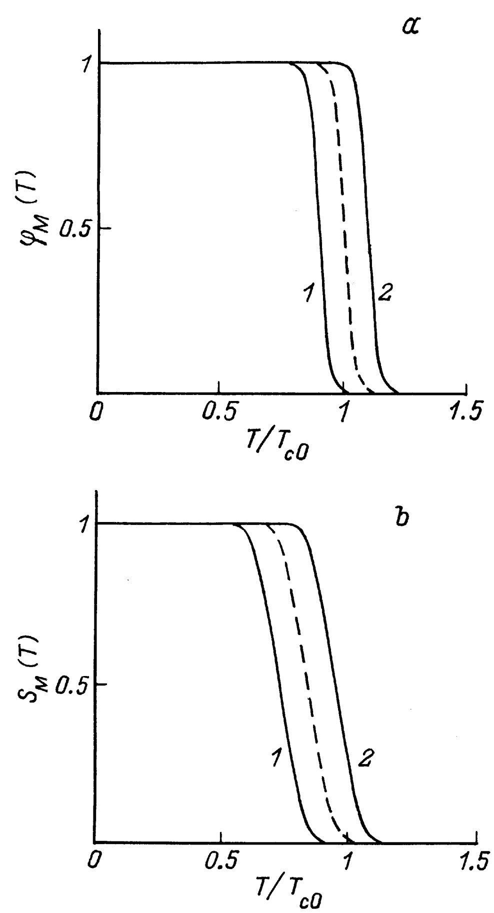

Рис. 1. Температурные зависимости относительных объемных долей мартенсита при прямом (*1*) и обратном (*2*) мартенситном переходах в свободных (a) и стесненных (b) условиях. Штриховые кривые — в отсутствие гистерезиса превращения.

$\tau_f/\tau_M = 0.1$). Штриховая кривая демонстрирует эту зависимость в отсутствие силового гистерезиса превращения ($\tau_f = 0$), а кривые *1* и *2* — при его наличии, $2\Delta T_f = 2(\tau_f/\tau_M)T_{c0}$. Наклон штриховой кривой при $T = T_{c0}$ определяет ширину (размытие) перехода по температуре. При аппроксимации кривых $\varphi_M(T)$ линейными зависимостями температуры начала и конца мартенситного перехода обычно обозначаются через M_s и M_f, а начало и конец аустенитного перехода — через A_s и A_f. С учетом введенных выше параметров размытых переходов имеем, например $M_s \approx T_{c0} + \Delta T_{M0} - \Delta T_f$. Аналогичным образом могут быть записаны и остальные характерные температуры начала и конца переходов.

2. Мартенситная релаксация термоупругих напряжений в тонком слое

Рассмотрим микрокомпозит в виде пластинки длиной l, шириной $w \ll l$, толщиной h, состоящей из тонкого слоя сплава с ЭПФ и слоя подложки толщиной $H \gg h$ из материала, не претерпевающего превращений в заданном интервале температур. При охлаждении пластинки от температуры диффузионного соединения слоев T_0 в тонком слое возникнут продольные термоупругие напряжения $\sigma_\alpha = Y_1\Delta\alpha(T - T_0)$ из-за разницы коэффициентов теплового расширения $\Delta\alpha$ материалов тонкого слоя и подложки ($Y_1 = E_1/(1-\nu_1)$, E_1 и ν_1 — соответственно модуль упругости и коэффициент Пуассона материала тонкого слоя; предполагается, что оба материала изотропны). Возникновение напряжений приводит к изгибу пластинки до радиуса кривизны R и измеряемому на опыте отклонению z ее концов от горизонтальной плоскости [11]

$$R = \frac{H^2}{6h}\left(\frac{Y_2}{\sigma_\alpha}\right), \quad z = \frac{l^2}{8R} = \frac{3h}{4}\left(\frac{l}{H}\right)^2\left(\frac{\sigma_\alpha}{Y_2}\right); \qquad (6)$$

здесь $Y_2 = E_2/(1-\nu_2)$, E_2 и ν_2 — соответствующие параметры материала подложки. Из (6) следует, что чем больше напряжение в тонком слое, тем меньше радиус кривизны пластинки и больше отклонение ее концов от горизонтальной плоскости.

Снижение температуры пластинки до температуры начала мартенситного превращения в слое сплава с ЭПФ вызовет появление в нем деформации превращения (4) и релаксации термоупругих напряжений на величину напряжения $\sigma_M(T) = Y_1\varepsilon_M(T,\sigma)$, где $\sigma = \sigma_\alpha - \sigma_M$ — полное напряжение в тонком слое сплава. Поскольку в выражение (4) для объемной доли мартенсита входит полное напряжение σ, то для нахождения напряжения σ_M необходимо решить трансцедентное уравнение вида

$$\sigma_M(T) = Y_1\varepsilon_m\left[1 + \exp\left(B\left(\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \frac{mY_1\Delta\alpha(T - T_0) - m\sigma_M(T) \pm \tau_f}{\tau_M}\right)\right)\right]^{-1} \qquad (7a)$$

для каждой температуры. В безразмерных переменных оно приобретает вид

$$S_M(t) = \left[1 + \exp\left(B\left(t - 1 - a(t - t_0) + bS_M(t) \pm \frac{\tau_f}{\tau_M}\right)\right)\right]^{-1}, \qquad (7b)$$

где

$$t_0 = \frac{T_0}{T_{c0}}, \qquad a = m\left(\frac{Y_1}{\tau_M}\right)\Delta\alpha T_{c0},$$

$$b = m\left(\frac{Y_1}{\tau_M}\right)\varepsilon_m, \qquad \frac{a}{b} = \frac{\Delta\alpha}{\varepsilon_m}T_{c0}. \qquad (7c)$$

На рис. 2 показаны зависимости левой $L(T)$ (прямая *1*) и правой $R(T)$ (кривые *2–5*) частей уравнения (7*b*) от безразмерного напряжения $S_M = \sigma_M/Y_1\varepsilon_m$ при различных безразмерных температурах $t = T/T_{c0}$ и $B = 50$, $a = b = 0.1$, $t_0 = 2$, $\tau_f = 0$. Пересечение прямой *1* с кривыми *2–5* определяет глубину релаксации термоупругого напряжения при данной температуре вследствие мартенситного превращения.

На рис. 1, *b* приведены результаты самосогласованного решения уравнения (7*b*) при прямом (кривая *1*) и обратном (кривая *2*) превращениях с учетом гистерезиса

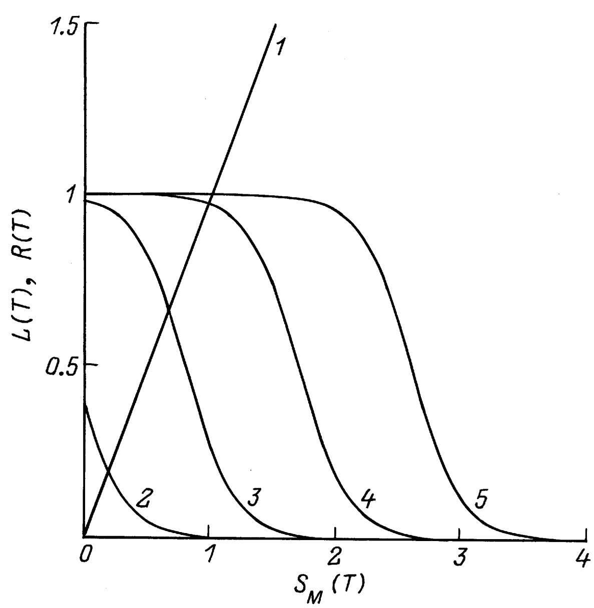

Рис. 2. Зависимости левой (*1*) и правой (*2–5*) частей уравнения (7*b*) от напряжения $S_M(t) = \sigma_M(t)/Y_1\varepsilon_m$ при разных относительных температурах $t = T/T_{c0}$: *2* — 0.9, *3* — 0.8, *4* — 0.7, *5* — 0.6.

превращения ($\tau_f/\tau_M = 0.1$). Кривые демонстрируют температурные зависимости $S_M(t) \equiv \varphi_M(t)$, т.е. температурные зависимости количества мартенсита в сплаве в процессе его мартенситного превращения в стесненных условиях. Видно, что по сравнению с мартенситным превращением в свободных условиях (рис. 1, a) в стесненных условиях 1) зависимости $\varphi_M(T)$ сдвинуты в интервал более низких температур, 2) мартенситный переход занимает более широкий интервал температур, т.е. имеет более размытый характер.

Действительно, дифференцируя (7b) по t, получаем, что критическая (характеристическая) температура превращения T_c и температурный интервал превращения ΔT_M в стесненных условиях соответственно равны

$$T_c = \frac{1 - 0.5b - at_0}{1 - a} T_{c0}, \quad \Delta T_M = \frac{\Delta T_{M0} + bT_{c0}}{1 - a}, \tag{8}$$

где T_{c0} и ΔT_{M0} — соответствующие параметры превращения в свободных условиях. Из первого выражения (8) видно, что при исходной температуре $t_0 > 1 - b/2a$ и $a > 0$ ($\Delta\alpha > 0$) критическая температура $T_c < T_{c0}$. Из второго соотношения (8) непосредственно видно, что $\Delta T_M > \Delta T_{M0}$. При $a < 0$ ($\Delta\alpha < 0$) критическая температура перехода будет выше в стесненных условиях, чем в свободных.

Полное напряжение в пленке сплава при данной температуре равно сумме термоупругих напряжений минус срелаксировавшее в результате превращения напряжение. В безразмерных переменных полное напряжение равно

$$\frac{\sigma(t)}{Y_1\varepsilon_m} = S(t), \quad S(t) = \frac{a}{b}(t_0 - t) - S_M(t). \tag{9}$$

На рис. 3 приведена его зависимость от температуры при прямом и обратном мартенситном превращении (кривые *1* и *2*), а также температурная зависимость полного напряжения в слое в отсутствие гистерезиса превращения (штриховая кривая). Как видно, по сравнению с микроустройством, в котором отсутствует активный элемент в виде испытывающего мартенситное превращение тонкого слоя сплава, чувствительность устройства, содержащего такой элемент, к изменению температуры существенно возрастает в интервале температур превращения. Согласно (9), температурная чувствительность полного напряжения в слое сплава равна

$$\left.\frac{d\sigma}{dT}\right|_{T=T_c} = \left(\frac{\varepsilon_m}{\Delta\alpha\Delta T_M} - 1\right) Y_1\Delta\alpha, \tag{10}$$

где ΔT_M — интервал температур стесненного мартенситного превращения (8). В отсутствие превращения ($\varepsilon_m = 0$) чувствительность устройства (величины смещения z (6)) к изменению температуры определяется, согласно (10), величиной $Y_1\Delta\alpha$, а при наличии превращения — величиной $(\varepsilon_m/\Delta T_M)Y_1$.

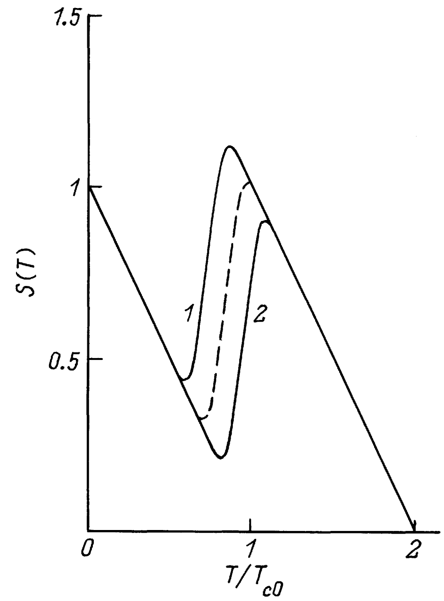

Рис. 3. Температурные зависимости термоупругих напряжений в слое сплава при прямом (*1*) и обратном (*2*) мартенситных превращениях. Штриховая кривая — в отсутствие гистерезиса превращения.

В [7] приведены результаты опытов с пленками сплавов NiTi толщиной 50 nm и 1–3 μm, диффузионно соединенными с кремниевыми подложками толщиной 90–100 μm при температуре 600 K. В интервале температур 230–320 K этот сплав испытывает мартенситное превращение. Как и на рис. 3, теператуная зависимость напряжения в слое NiTi в результате превращения приобретала триггерный характер. При первом охлаждении после диффузионного соединения слоев интервал превращения (его размытие по температуре) был значительно больше, чем при последующем нагреве пластинки. Такое несовпадение параметров прямого и обратного переходов может быть следствием влияния пластической деформации сплава, вызванной первичным превращением. При $\Delta\alpha = 10^{-4}\,K^{-1}$ обработка результатов [7] (рис. 7) с учетом (10) дает $d\sigma/dT = 3\,MPa \cdot K^{-1}$, $Y_1 = 26\,GPa$, $\Delta T_M = 100\,K$, $\varepsilon_m = 2.2 \cdot 10^{-2}$.

3. Размерные эффекты

В [7] найдено, что уменьшение толщины слоя NiTi с 1 μm до 50 nm вызывает уменьшение коэффициента температурной чувствительности напряжений (10) и величины (глубины) релаксации напряжений, т. е. разницы между максимальным и минимальным напряжением в слое в процессе мартенситного превращения. Теория размытых мартенситных переходов позволяет выяснить механизм этих размерных эффектов.

Для этого продифференцируем безразмерное напряжение (9) по безразмерной температуре t. Тогда с учетом

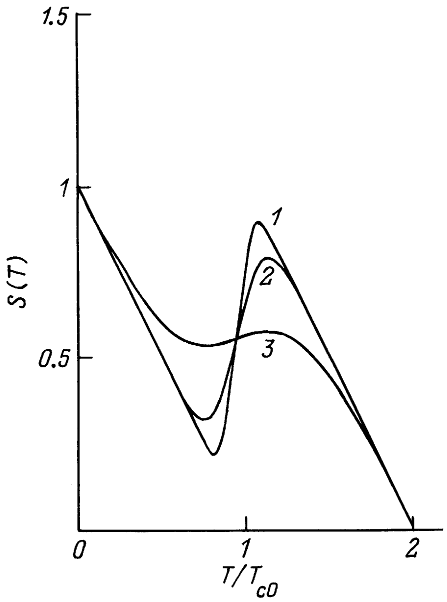

Рис. 4. Температурные зависимости термоупругих напряжений в слое сплава различной относительной толщины слоя h/λ_m: *1* — ∞, *2* — 0.4, *3* — 0.14.

того, что $d\sigma/dT = (Y_1/T_c)\varepsilon_m(dS/dt)$, находим, что при критической температуре T_c

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{T=T_c} = Q = \frac{B - 4(a/b)}{bB + 4}. \qquad (11)$$

Таким образом, температурная чувствительность напряжений зависит от величины параметра B, т. е., согласно (5), от величины элементарного объема превращения ω. В толстом слое величина $\omega = r\lambda_m^2$, где λ_m — среднее расстояние между препятствиями в плоскости межфазной границы. В тонком ($h < \lambda_m$), но достаточно широком ($w \gg \lambda_m$) слое элементарный объем превращения равен $\omega = r\lambda_m\lambda_*(h)$, где $\lambda_*(h) = (\lambda_m^{-1} + h^{-1})^{-1}$. Следовательно, в очень тонком ($h \ll \lambda_m$) слое величина элементарного объема превращения будет тем меньше, чем меньше толщина слоя, $\omega \sim h$. В результате для параметра B, определяющего размытие перехода и величину коэффициента Q в (11), получаем следующую зависимость от толщины слоя:

$$B(h) = B_m \frac{h/\lambda_m}{1 + h/\lambda_m}, \qquad (12)$$

где B_m — величина этого параметра в толстом слое.

На рис. 4 показаны температурные зависимости напряжений в слое при $B_m = 50$, $a = b = 0.1$ и значениях B, равных 50, 20 и 6 (соответственно $h/\lambda_m = \infty$, 0.4 и 0.14). Видно, что уменьшение толщины слоя вызывает снижение коэффициента $Q(h)$ в (11) (кривая *3* на рис. 5, Q_m — величина коэффициента в толстом слое), а также разницы между максимальным и минимальным напряжением в слое.

Эта разница равна $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$, где $\sigma_1 = \sigma(T_1)$ и $\sigma_2 = \sigma(T_2)$ — напряжения, а T_1 и T_2 — температуры, соответствующие максимумам и минимумам кривых на рис. 4. Для их нахождения продифференцируем уравнение (9) с учетом уравнения (7*b*) по t и приравняем производную от полного напряжения нулю, $dS/dt = 0$. С учетом этого условия находим, решая систему уравнений (7*b*) и (9), выражения для безразмерных напряжений и температур, соответствующих максимуму и минимуму кривых,

$$S_{1,2} = \left[\frac{a}{b}\left(t_0 - 1 - B^{-1}\ln(z_{1,2}) \pm \frac{\tau_f}{\tau_M}\right) - \frac{1}{1 + z_{1,2}}\right](1 + a)^{-1}, \qquad (13a)$$

$$t_{1,2} = \left[1 + at_0 + B^{-1}\ln(z_{1,2}) - \frac{b}{1 + z_{1,2}} \mp \frac{\tau_f}{\tau_M}\right](1 + a)^{-1}, \qquad (13b)$$

где

$$z_{1,2} = \frac{bB}{2a} - 1 \pm \left[\left(\frac{bB}{2a} - 1\right)^2 - 1\right]^{1/2}. \qquad (13c)$$

В результате для разницы напряжений и температур, соответствующих максимуму и минимуму кривых, получаем выражения

$$\Delta S = S_1 - S_2 = \left[\left(1 - \frac{4a}{bB}\right)^{1/2} - \frac{a}{bB}\ln\frac{z_1}{z_2}\right](1 + a)^{-1}, \qquad (14a)$$

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \left[b\left(1 - \frac{4a}{bB}\right)^{1/2} + B^{-1}\ln\frac{z_1}{z_2}\right](1 + a)^{-1}, \qquad (14b)$$

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{1 - 2a/bB + (1 - 4a/bB)^{1/2}}{1 - 2a/bB - (1 - 4a/bB)^{1/2}}. \qquad (14c)$$

Поскольку $B = B(h)$ (12), то найденные величины зависят от толщины слоя h.

На рис. 5 кривые *1* и *2* демонстрируют соответствующие зависимости при $B_m = 50$, $a = b = 0.1$.

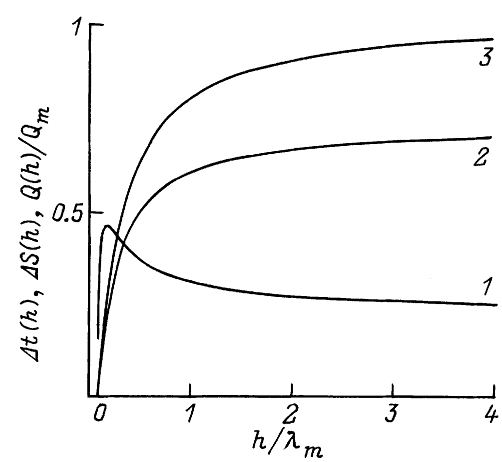

Рис. 5. Зависимости температурного интервала Δt (*1*) и глубины ΔS (*2*) релаксации напряжений и коэффициента Q (*3*) от относительной толщины слоя h/λ_m.

Видно, что при относительно больших $h > 2\lambda_m$ величина релаксации термоупругих напряжений мартенситным механизмом почти не зависит от толщины слоя, а при $h < \lambda_m$ она сильно уменьшается по мере его утонения. При критическом значении $h_c = \big(B_c/(B_m - B_c)\big)\lambda_m$, где $B_c = 4a/b$, коэффициент температурной чувствительности напряжений Q (12) и разница между максимальным и минимальным напряжениями обращаются в нуль. Оценка приведенных в [7] (рис. 8) данных показывает, что в исследованном сплаве NiTi среднее расстояние между препятствиями $\lambda_m \approx 200\,\mathrm{nm}$. Это может соответствовать, например, плотности дислокаций в сплаве $\rho \approx \lambda_m^{-2} \approx 2.5 \cdot 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$.

Подводя итог проведенному анализу, можно заключить, что теория размытых мартенситных переходов [8–10] достаточно хорошо описывает эмпирические данные по стесненным мартенситным превращениям в тонком слое сплава с ЭПФ и связанную с превращением релаксацию термоупругих напряжений.

Список литературы

[1] S.M. Spearing. Acta mater. **48**, *1*, 179 (2000).
[2] Materials for Smart Systems II / Ed. by E.P. George, R. Gotthardt, K. Otsuka et al. MRS. Vol. 459. Pittsburg (1997).
[3] К. Шимизу, К. Оцука. Эффекты памяти формы в сплавах. Наука, М. (1979).
[4] J.E. Bidaux, W.J. Yu, R. Gotthardt, J.A. Manson. J. de Phys. IV **5**, *C-2*, 453 (1995).
[5] С.П. Беляев, С.А. Егоров, В.А. Лихачев, О.Е. Ольховик. ЖТФ **66**, *11*, 36 (1996).
[6] R.D. James, K.F. Hane. Acta mater. **48**, *1*, 197 (2000).
[7] A.L. Roytburd, T.S. Kim, Q. Su, J. Slutsker, M. Wuttig. Acta mater. **46**, *14*, 5095 (2000).
[8] Г.А. Малыгин. ФТТ **36**, *5*, 1489 (1994).
[9] Г.А. Малыгин. ЖТФ **66**, *11*, 112 (1996).
[10] Г.А. Малыгин. УФН **71**, *2*, 187 (2001).
[11] G.G. Stoney. Proc. Royal Soc. **A82**, 172 (1909).