

Теория амплитудно-зависимого внутреннего трения и акустопластического эффекта в сплавах с памятью формы

© Г.А. Малыгин

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

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

(Поступила в Редакцию 9 июля 1999 г.)

С помощью ранее разработанной теории размытых термоупругих мартенситных переходов обсуждаются механизмы амплитудно-зависимого внутреннего трения и акустопластического эффекта в сплавах с памятью формы. Найдены амплитудные зависимости величины эффектов при вариации температуры и приложенного к материалу напряжения.

До недавнего времени внутреннее трение (ВТ) в сплавах с памятью формы, испытывающих термоупругое мартенситное превращение, исследовалось главным образом, при низкой частоте приложения переменных напряжений, $1-10^3$ Hz [1-6]. Экспериментально и теоретически показано, что при изменении температуры с постоянной скоростью \dot{T} величина низкочастотного ВТ $Q^{-1} \sim (\dot{T}/\omega\sigma_0)d\varphi/dT$ [1-3], где σ_0 и ω — амплитуда и частота колебаний, $d\varphi/dT \sim \varphi(1-\varphi)$ — скорость изменения объемной доли φ мартенсита в кристалле при повышении или понижении температуры [7,8]. Механизм этого так называемого переходного внутреннего трения в настоящее время достаточно ясен, в том числе и влияние на величину Q^{-1} структурных факторов [8].

Недавно в [9,10] были приведены результаты опытов по внутреннему трению в сплавах с памятью формы в диапазоне ультразвуковых частот 10^2 kHz. Измерения ВТ осуществлялись на различных участках кривой сверхупругой деформации сплава CuAlNi. Найдено, что, как и в случае дислокационного гистерезиса в обычных кристаллах [11,12], на амплитудной зависимости декремента колебаний δ_h имеется участок амплитудно-независимого ВТ (АНЗВТ), а при больших амплитудах — участок амплитудно-зависимого ВТ (АЗВТ). С ростом величины сверхупругой деформации (напряжения) внутреннее трение возрастает.

В [9,10] приведены также результаты опытов на том же сплаве по акустопластическому эффекту (АПЭ), т.е. скачкообразному изменению деформирующих напряжений после приложения к кристаллу переменных напряжений звуковой или ультразвуковой частот [13,14]. Как и в случае дислокационной пластичности [12,14,15], величина скачка напряжения увеличивается с ростом амплитуды колебаний [9,10].

Если для дислокационной пластичности существуют теоретические модели АЗВТ [16-18] и АПЭ [14,19-21], то для сплавов с памятью формы такие модели отсутствуют. Цель настоящей работы — разработка теоретической модели АЗВТ и АПЭ в этих сплавах. В ее основу положена модель размытых мартенситных переходов [7,8]. Она успешно использовалась ранее для анализа данных по низкочастотному ВТ в сплавах с па-

мятью формы [8,22], эффекту сверхупругой деформации в них [23] и акустической эмиссии при мартенситном термоупругом превращении [22].

В первом разделе работы приведены основные положения рассматриваемой модели, необходимые для анализа явлений АЗВТ и АПЭ в сплавах с памятью формы. Во втором разделе с ее помощью рассмотрен акустопластический эффект, в третьем — механизм АЗВТ; четвертый раздел посвящен обсуждению полученных результатов.

1. Размытые мартенситные переходы

Размытие мартенситных переходов по температуре и напряжению является результатом существования в кристалле препятствий для движения межфазных границ при изменении температуры или напряжения [8]. Для преодоления этих препятствий требуется переохлаждение (перегрев) кристалла относительно равновесной критической температуры перехода T_c . В отсутствие препятствий превращение происходит "в точке" [24].

Согласно термодинамической модели размытых мартенситных переходов [8], относительная доля объема мартенсита в кристалле при данной температуре T и напряжении σ_{ik} определяется выражением

$$\varphi(T, \sigma) = \left[1 + \exp\left(\frac{\Omega\Delta u}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где Ω — величина приращения объема фазы после преодоления межфазной границей одного препятствия ($\Omega \sim n^{-1}$, n — объемная концентрация препятствий), Δu — изменение внутренней энергии кристалла при фазовом превращении единицы его объема,

$$\Delta u(T, \sigma) = q \frac{T - T_c}{T_c} - \xi_{ik}\tau_{ik}. \quad (2)$$

Здесь q — теплота превращения, ξ_{ik} — тензор спонтанных сдвиговых деформаций при термоупругом мартенситном превращении, $\tau_{ik} = m_{il}\sigma_{lk}$ и σ_{lk} — соответственно компоненты тензора касательных напряжений и тензора приложенных к кристаллу напряжений, m_{lk} — компоненты тензора направляющих косинусов.

Деформация кристалла в результате образования в нем объемной доли мартенсита φ равна

$$\varepsilon_{ik} = m_{ij}\xi_{lk}\varphi(T, \sigma). \quad (3)$$

В случае одноосного растяжения или сжатия кристалла и существования одной компоненты тензора спонтанных деформаций ξ_0 ориентационный фактор $m_1 = (1/2)\sin 2\lambda \cos \chi$, где λ — угол между осью растяжения и нормалью к плоскости габитуса мартенсита, χ — угол между направлением кристаллографического сдвига ξ_0 и направлением касательных напряжений в габитусной плоскости [25]. В результате для объемной доли одного варианта мартенсита имеем выражение

$$\varphi(T, \sigma) = \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} - m_1 \frac{\sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $B = \Omega q/kT \approx \Omega q/kT_c$ — параметр, определяющий величину размытия мартенситного превращения по температуре $\Delta T_M = T_c/B$ или напряжению $\Delta \sigma_M = \sigma_M/B$, $\sigma_M = q/\xi_0$, σ_f — напряжение "сухого трения" при движении межфазной границы, определяющее гистерезис превращения. Поскольку $B \sim n^{-1}$, то размытия ΔT_M и $\Delta \sigma_M$ тем больше, чем больше объемная концентрация препятствий. В качестве иллюстрации выражения (4) на рис. 1, *a* приведена температурная зависимость φ при охлаждении и нагреве кристалла вблизи критической

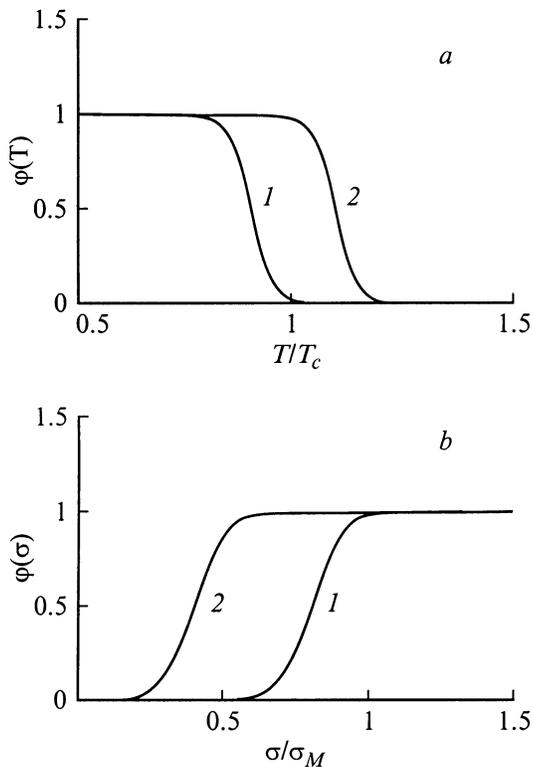


Рис. 1. Изменение объемной доли мартенсита с температурой (1 — охлаждение, 2 — нагрев) (*a*) и напряжением (1 — нагрузка, 2 — разгрузка) (*b*).

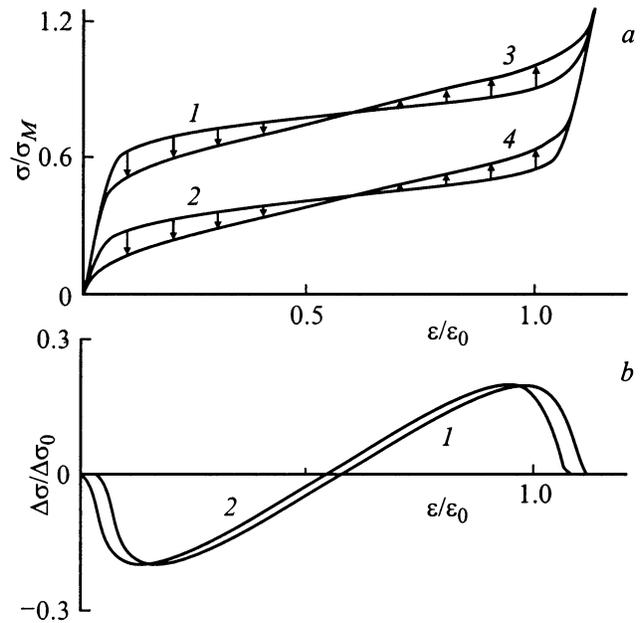


Рис. 2. Кривые сверхупругой деформации (*a*) и величины АПЭ (*b*) при нагружении (1, 3) и разгрузке (2, 4) кристалла в отсутствие (1, 2) и при наличии (3, 4) ультразвуковых колебаний.

температуры T_c ($B = 40$, $\sigma = 0$, $\sigma_f/\sigma_M = 0.1$), а на рис. 1, *b* показано, как изменяется объемная доля мартенсита при нагружении кристалла напряжением σ и его разгрузке ($T/T_c = 1.3$, $m_1 = 0.5$ и $\sigma_f/\sigma_M = 0.1$).

В условиях одноосной деформации с постоянной скоростью $\dot{\varepsilon}_0$ полная деформация кристалла ε равна сумме упругой деформации σ/E , где E — модуль упругости и сверх(псевдо)упругой деформации ε_p ,

$$\varepsilon = \dot{\varepsilon}_0 t = \frac{\sigma}{E} + \varepsilon_p(T, \sigma). \quad (5)$$

В реальных кристаллах мартенситные пластинки сдвойникованы (самоаккомодированы) [25], поэтому сверхупругая деформация равна [23]

$$\varepsilon_p(T, \sigma) = m_1 \xi_0 \left\{ \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} - \frac{m_1 \sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} - \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} + \frac{m_1 \sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right\}. \quad (6)$$

Кривые 1 и 2 на рис. 2, *a* иллюстрируют диаграмму сверхупругой деформации кристалла согласно выражениям (5) и (6) ($T/T_c = 1.3$, $B = 40$, $m_1 = 0.5$, $\sigma_f/\sigma_M = 0.1$, $\sigma_M/E\varepsilon_0 = 0.1$) в координатах $\sigma/\sigma_M - \varepsilon/\varepsilon_0$, где $\varepsilon_0 = m_1 \xi_0$.

Показанная на рис. 2, *a* диаграмма относится к кристаллу, содержащему один вариант мартенсита, характеризуемого величиной и знаком ориентационного фактора m . Поскольку кристаллы с ГЦК решетками могут

содержать 24 неэквивалентных друг другу варианта мартенсита [26], то полная сверхупругая деформация такого кристалла равна

$$\varepsilon_p = \sum_{k=1}^N \varepsilon_p^{(k)}, \quad \varepsilon_p^{(k)}(T, \sigma) = m_k \xi_0 \varphi(T, \sigma, m_k), \quad (7)$$

где N — число вариантов мартенсита. Очевидно, что основной вклад в нее вносят варианты с максимальным ориентационным фактором $m = 0.5$. В поликристаллическом материале сверхупругая деформация равна сумме деформаций отдельных кристаллитов и зависит от текстуры материала [27]. В этом случае можно записать

$$\varepsilon_p(T, \sigma) \approx \xi_0 \sum_{k=1}^N m_k f(m_k) \varphi(T, \sigma, m_k), \quad (8)$$

где $f(m_k)$ — функция распределения зерен по ориентационным факторам.

2. Акустопластический эффект

Приложение к кристаллу, испытывающему термоупругий мартенситный переход, наряду с постоянным переменного напряжения звуковой или ультразвуковой частоты влияет на равновесие фаз и приводит к необратимому приросту или убыли сверхупругой деформации и, следовательно, к изменению деформирующего напряжения. Действительно, при деформации $\varepsilon_1 = \dot{\varepsilon}_0 t_1$, где t_1 — момент приложения акустических напряжений, для скачка деформирующего напряжения, т.е. величины АПЭ, согласно уравнению (5), в случае одноосной деформации имеем соотношение

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(T, \sigma, \sigma_m) &= \sigma^{\sim} - \sigma \\ &= E \left[\varepsilon_p(T, \sigma) - \varepsilon_p^{\sim}(T, \sigma, \sigma_m) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где ε_p и σ — деформация и напряжение в отсутствие колебаний, ε_p^{\sim} и σ^{\sim} — соответствующие величины при наличии переменных напряжений $\sigma_m \cos \omega t$. Величина ε_p определяется выражением (6). С учетом принципа суперпозиции постоянных и колебательных напряжений для ε_p^{\sim} имеем соответственно выражение

$$\varepsilon_p^{\sim}(T, \sigma, \sigma_m) = \int_0^{2\pi} \varepsilon_p^{\sim}(T, \sigma, t) d(\omega t),$$

$$\varepsilon_p^{\sim}(T, \sigma, t) = m_1 \xi_0$$

$$\begin{aligned} &\times \left\{ \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} - \frac{m_1(\sigma + \sigma_m \cos \omega t)}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right. \\ &\left. - \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} + \frac{m_1(\sigma + \sigma_m \cos \omega t)}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

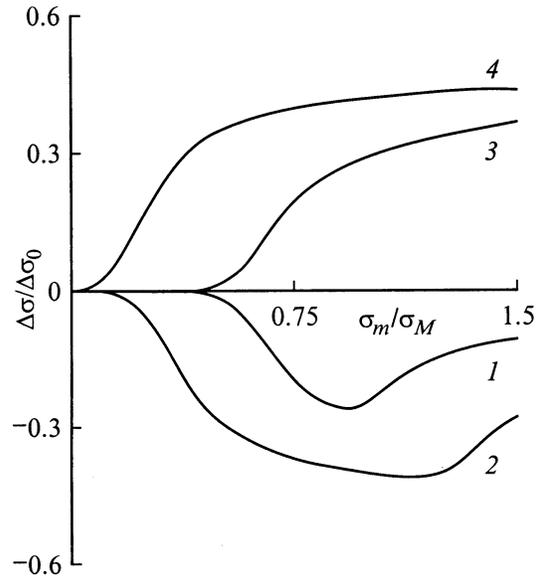


Рис. 3. Амплитудные зависимости АПЭ при напряжениях σ : 0.2 (1), 0.5 (2), 1.0 (3) и $1.4\sigma_M$ (4).

Кривые 3 и 4 на рис. 2, а демонстрируют псевдоупругую деформацию при нагрузке и разгрузке кристалла при $T/T_c = 1.3$ и наличии колебаний с амплитудой $\sigma_m = 0.2\sigma_M$. На рис. 2, б показаны соответствующие зависимости величины АПЭ от текущей деформации кристалла в координатах $\Delta\sigma/\Delta\sigma_0 - \varepsilon/\varepsilon_0$, где $\Delta\sigma_0 = E m_1 \xi_0$. Обращает на себя внимание, что при больших напряжениях (деформациях) наблюдается инверсия знака АПЭ. Она обусловлена тем, что при малых напряжениях в (6) и (10)

$$\varphi(T, \sigma) \approx \exp B \left[-\frac{T - T_c}{T_c} + \frac{m_1 \sigma}{\sigma_M} \mp \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right],$$

$$\varphi^{\sim}(T, \sigma, t) \approx \varphi(T, \sigma) \exp B \left[\frac{m_1 \sigma_m \cos \omega t}{\sigma_M} \right] \quad (11a)$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(T, \sigma, \sigma_m) &\approx \Delta\sigma_0 \varphi(T, \sigma) \\ &\times \left[1 - \int_0^{2\pi} \exp B \frac{m_1 \sigma_m \cos \omega t}{\sigma_M} d(\omega t) \right] \\ &= \Delta\sigma_0 \varphi(T, \sigma) \left[1 - I_0 \left(B \frac{m_1 \sigma_m}{\sigma_M} \right) \right] < 0, \end{aligned} \quad (11b)$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого ранга. Аналогично можно найти, что при больших напряжениях

$$\Delta\sigma(T, \sigma, \sigma_m) \approx \Delta\sigma_0 \varphi^{-1}(T, \sigma) \left[I_0 \left(B \frac{m_1 \sigma_m}{\sigma_M} \right) - 1 \right] > 0. \quad (11c)$$

На рис. 3 показаны амплитудные зависимости АПЭ при различных напряжениях при нагружении кристаллов. Видно, что после начального подъема кривые выходят на приблизительно линейный участок, после которого наступает насыщение величины эффекта. В случае $\Delta\sigma < 0$ оно сменяется снижением его абсолютной величины при дальнейшем росте акустических напряжений (кривые 1 и 2).

3. Амплитудно-зависимое ВТ

Величина декремента колебаний при гистерезисном внутреннем трении определяется выражением $\delta_h = \Delta W/W$, где

$$\Delta W = \int_0^{2\sigma_m} \sigma_{\sim} d\varepsilon_p = \sigma_{\sim} \varepsilon_p \Big|_0^{2\sigma_m} - \int_0^{2\sigma_m} \varepsilon_p d\sigma_{\sim}, \quad (12)$$

$W = \sigma_m^2/2E$, σ_m — амплитуда колебаний, σ_{\sim} — переменное напряжение в выражении для величины сверхупругой деформации (6)

$$\begin{aligned} \varepsilon_p(T, \sigma, \sigma_{\sim}) &= m_1 \xi_0 \\ &\times \left\{ \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} - \frac{m_1(\sigma + \sigma_{\sim})}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right. \\ &\left. - \left[1 + \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} + \frac{m_1(\sigma + \sigma_{\sim})}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

После подстановки (13) в (12) и вычисления интеграла получаем зависимость ВТ от температуры, напряжения и амплитуды ультразвуковых колебаний

$$\begin{aligned} \delta_h(T, \sigma, \sigma_m) &= \frac{\delta_m}{s_m^2} \\ &\times \left\{ \left[\frac{1}{1 + A_- \exp(-2s_m)} - \frac{1}{1 + A_+ \exp(2s_m)} \right] 2s_m \right. \\ &\left. - \left[\ln \frac{\exp(2s_m) + A_-}{1 + A_-} + \ln \frac{\exp(-2s_m) + A_+}{1 + A_+} \right] \right\}, \quad (14a) \end{aligned}$$

где

$$\delta_m = 2m_1^2 \xi_0 B(E/\sigma_M), \quad s_m = m_1 B(\sigma_m/\sigma_M),$$

$$A_{\pm}(T, \sigma) = \exp B \left(\frac{T - T_c}{T_c} \mp m_1 \frac{\sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right). \quad (14b)$$

На рис. 4 показаны амплитудные зависимости ВТ согласно (14a) ($B = 40$, $T/T_c = 1.1$, $\sigma_f/\sigma_M = 10^{-2}$, $m_1 = 0.5$) при различных напряжениях в процессе нагружения кристалла. Видно, что на кривых $\delta_h(\sigma_m)$ в соответствии с результатами [9,10] имеются участки АНЗВТ и АЗВТ. Для CuAlNi сплава $\sigma_M \approx 40$ МПа [28], $E = 6.7 \cdot 10^4$ МПа, и, следовательно, началу АЗВТ,

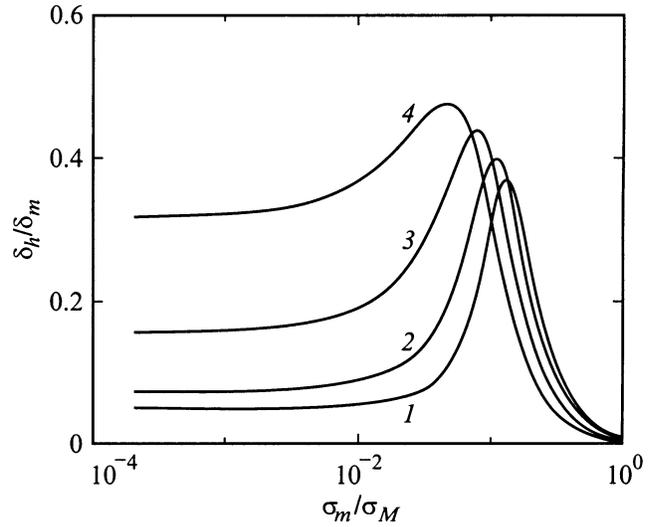


Рис. 4. Амплитудные зависимости ВТ при напряжениях σ : 10^{-2} (1), $5 \cdot 10^{-2}$ (2), 10^{-1} (3) и $1.5 \cdot 10^{-1} \sigma_M$ (4).

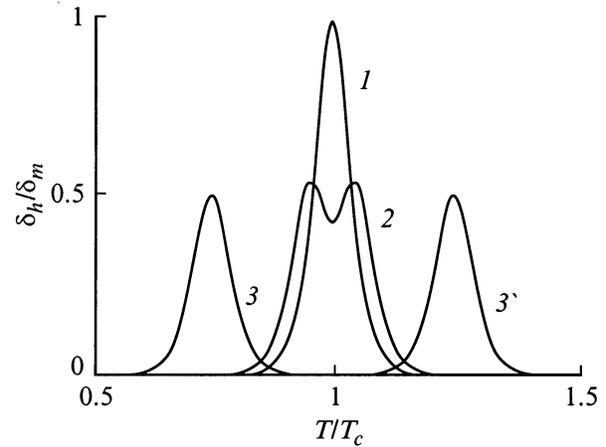


Рис. 5. Температурные зависимости АНЗВТ при напряжениях σ : 10^{-2} (1), 10^{-1} (2) и $5 \cdot 10^{-1} \sigma_M$ (3, 3').

согласно приведенным на рис. 4 данным, соответствует деформация $\varepsilon_m = \sigma_m/E \approx 6 \cdot 10^{-6}$, что согласуется с результатами [9,10].

Из общего выражения (14a) следует, что величина АНЗВТ при $\sigma_m \rightarrow 0$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \delta_h(T, \sigma, 0) &= \delta_m \left\{ \left[1 + \cosh B \left(\frac{T - T_c}{T_c} - m_1 \frac{\sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right. \\ &\left. + \left[1 + \cosh B \left(\frac{T - T_c}{T_c} + m_1 \frac{\sigma}{\sigma_M} \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1} \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

Из него видно, что зависимость декремента от напряжения имеет вид кривой с максимумом при напряжении $\sigma \approx [(T - T_c)/m_1 T_c] \sigma_M$, если $T > T_c$, или $\sigma \approx [(T_c - T)/m_1 T_c] \sigma_M$, если $T < T_c$.

Что касается температурной зависимости АНЗВТ, то, согласно (15), при $\sigma = \sigma_f \approx 0$ оно имеет максимальное

значение вблизи критической температуры T_c (кривая 1 на рис. 5). По мере роста напряжения температурная зависимость внутреннего трения становится неоднозначной: возникают два максимума ВТ — слева и справа от критической температуры (кривые 2 и 3). Согласно выражению (15), левый максимум сдвинут от температуры T_c на величину $(T_c - T)/T_c = (m_1\sigma - \sigma_f)/\sigma_M$, правый — на величину $(T - T_c)/T_c = (m_1\sigma + \sigma_f)/\sigma_M$.

4. Обсуждение результатов

Из приведенных выше результатов следует, что акусто-пластический эффект и высокочастотное ВТ в сплавах с памятью формы имеют ряд общих черт с аналогичными явлениями в случае дислокационной пластичности [12,17,18]. Этот вывод касается главным образом амплитудных зависимостей АПЭ и ВТ (рис. 3 и 4). Имеется, однако, и ряд существенных отличий. Они касаются деформационной (силовой) и температурной зависимостей рассматриваемых эффектов, которые имеют более сложный и неоднозначный характер в сплавах с памятью формы по сравнению с дислокационным гистерезисом в обычных кристаллах. Как видно из рис. 2, в процессе нагружения или разгрузки кристалла величина АПЭ испытывает инверсию знака. Она обусловлена тем, что на начальной стадии псевдоупругой деформации переменное напряжение в положительные полупериоды вызывает увеличение доли мартенситной фазы, что приводит к дополнительному приросту деформации и, следовательно, к снижению деформирующего напряжения. В случае больших напряжений действенными являются отрицательные полупериоды, которые уменьшают объемную долю мартенсита, что вызывает увеличение деформирующего напряжения.

Сейчас нет экспериментальных данных, касающихся температурных зависимостей АПЭ и высокочастотного ВТ в сплавах с памятью формы. Из приведенных на рис. 5 результатов видно, что эти зависимости имеют необычный по сравнению с дислокационным гистерезисом характер. Очевидно, что разобраться в сложных температурных и силовых (деформационных) зависимостях АПЭ и ВТ в сплавах, испытывающих термоупругое мартенситное превращение, можно лишь с помощью теоретической модели превращения. Рассмотренная выше модель размытых мартенситных переходов [7,8], как это продемонстрировано в разделах 2 и 3, может служить инструментом такого анализа.

В заключение необходимо заметить, что расчет абсолютной величины ВТ, согласно выражениям (14) и (15), дает значения δ_h приблизительно в 10^5 – 10^6 раз превышающие наблюдаемые на опыте. Это, скорее всего, означает, что в рассеянии энергии колебаний принимают участие небольшие объемы кристалла.

Список литературы

- [1] В.Н. Белко, Б.М. Даринский, В.С. Постников, И.М. Шапошников. ФММ **27**, 1, 141 (1969).
- [2] J.E. Bidaux, G. Gremand, W. Benoit. Proc. ECIUAS-6. Materials Science Forum **119/124**, 299 (1993).
- [3] Y. Wang, H. Shen, Z. Xu, Y. Zou, Y. Shu, Z. Zhang, Z. Yang. J. de Phys. **42**, C-5, 1049 (1981).
- [4] M. Nakaniva, K. Sugimoto, K. Kamel et al. J. Japan Inst. Metals **56**, 1, 30 (1992).
- [5] Z.Q. Zhao, F.X. Chen, S.Z. Li, D.Z. Yang. Scripta metall. **25**, 3, 669 (1991).
- [6] S. Koshimizu, W. Benoit. J. de Phys. **43**, C-4, 679 (1982).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **36**, 5, 1489 (1993).
- [8] Г.А. Малыгин. ЖТФ **66**, 11, 112 (1996).
- [9] К.В. Сапожников, С.Б. Кустов, В.В. Ветров, С.А. Пульнев. Изв. РАН. Сер. физ. **61**, 2, 249 (1997).
- [10] K.V. Sapozhnikov, V.V. Vetrov, S.A. Pulnev, S.B. Kustov. Scripta mater. **34**, 10, 1543 (1996).
- [11] А.Б. Лебедев. ФТТ **35**, 9, 2305 (1993).
- [12] K.V. Sapozhnikov, S.N. Golyandin, S.B. Kustov, Y. Nishino, S. Asano. Phil. Mag. **A77**, 1, 51 (1998).
- [13] F. Blaha, B. Langenecker. Naturwissenschaften **42**, 20, 556 (1955).
- [14] R. Fridrich, G. Kaiser, W. Pechhold. Z. Metallk. **60**, 5, 390 (1969).
- [15] T. Ohgaku, N. Takeuchi. Phys. Stat. Sol. (a) **102**, 1, 293 (1987).
- [16] Н.Н. Давиденков. ЖТФ **8**, 5, 483 (1938).
- [17] A. Asano. J. Phys. Soc. Japan **29**, 4, 952 (1970).
- [18] A.B. Lebedev. J. de Phys. III **6**, 12, C8–255 (1996).
- [19] M. Tanibayashi. Phys. Stat. Sol. (a) **128**, 1, 83 (1991).
- [20] А.В. Козлов, Н.С. Мордюк, С.И. Селицер. ФТТ **28**, 6, 1818 (1986).
- [21] Г.А. Малыгин. ФТТ **42**, 1, 67 (2000).
- [22] Г.А. Малыгин. ФТТ **35**, 11, 2993 (1993).
- [23] Г.А. Малыгин. ФТТ **35**, 1, 127 (1993).
- [24] Y. Deng, G.S. Ansell. Acta metall. mater. **39**, 8, 1995 (1991).
- [25] J.W. Christian. Met. Trans. **A13**, 4, 509 (1982).
- [26] C.M. Wayman. Strength of Metals and Alloys (ICSM). Pergamon Press (1986). P. 1779.
- [27] В.А. Лихачев, В.Г. Малинин. Структурно-аналитическая теория прочности. Наука, СПб. (1993). 471 с.
- [28] T.A. Schröder, C.M. Wayman. Acta metall. **27**, 3, 405 (1979).