

Влияние реактивных напряжений на термодинамику и кинетику мартенситных переходов в монокристаллах сплава с памятью формы Cu–Al–Ni

© В.И. Николаев, В.М. Егоров, Г.А. Малыгин, С.А. Пульнев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nikolaev.v@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 11 января 2010 г.
В окончательной редакции 17 марта 2010 г.)

Исследована теплота β'_1 – β_1 -мартенситного перехода в монокристаллах сплава Cu–13.5 wt.%, Al–4.0 wt.% Ni в условиях стесненной деформации памяти формы и действия реактивных напряжений. Эксперименты выполнялись на образцах, заземленных непосредственно в капсуле дифференциального калориметра. Найдено, что с ростом величины предварительной деформации максимум на кривых выделения и поглощения тепла заметно снижается и его положение слегка сдвигается в сторону более высокой температуры. Обнаружен эффект снижения скрытой теплоты перехода в 2 и 3 раза соответственно при нагреве и охлаждении. Предполагается, что наблюдаемые эффекты связаны с влиянием реактивных напряжений на параметры мартенситного перехода. Проведен количественный анализ данных в рамках теории размытых мартенситных переходов с учетом как термодинамических, так и кинетических факторов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-08-00722-а.

1. Введение

Мартенситные переходы в сплавах с эффектом памяти формы (ПФ) чувствительны к их структурному состоянию и внешним условиям их протекания. Так, наличие в сплаве границ зерен, являющихся препятствиями для движения межфазных границ, снижает критическую температуру перехода и его размытие по температуре [1,2] вплоть до полной блокировки мартенситного превращения в нанокристаллическом образце [3]. К влиянию размерного фактора на параметры мартенситного перехода следует отнести также и сравнительно недавно обнаруженную их зависимость от поперечных размеров кристалла, когда они становятся меньше $1 \mu\text{m}$ [3,4].

Хорошо известно влияние приложенного к образцу постоянного механического напряжения на критическую температуру перехода. В опытах на монокристаллах сплава Cu–Al–Ni, нагружаемых в камере калориметра постоянным механическим напряжением σ (мертвым грузом), найдено, что напряжение в соответствии с соотношением Клаузиуса–Клапейрона сдвигает характеристическую температуру β_1 – β'_1 -мартенситного перехода T_c в сторону высоких температур [5]. Кроме того, в работе [5] зафиксировано увеличение теплоты превращения $q = q_0 + \xi\sigma$ с ростом величины приложенного к кристаллу напряжения, где q_0 — теплота перехода в отсутствие напряжений, ξ — величина деформации решетки при структурном переходе. Рост q связан с работой внешней силы на свободной деформации ξ мартенситного перехода.

Совсем другая ситуация имеет место в случае стесненного по деформации мартенситного превращения (стесненной деформации памяти формы), вызывающего

генерацию в образце реактивных напряжений. Калориметрическое исследование образцов никелида титана TiNi [6] и сплава Cu–Al–Mn [7] в условиях стесненной деформации памяти формы показало, что генерация в процессе перехода реактивных напряжений сопровождается заметным снижением эффективной теплоты перехода по сравнению с теплотой в условиях свободной деформации ПФ в отсутствие напряжений.

Целью настоящей работы является исследование этого эффекта в монокристаллах сплава Cu–Al–Ni с помощью оригинальной методики и теоретический анализ результатов в рамках теории размытых мартенситных переходов [8].

2. Методика и результаты эксперимента

Материалом для исследования служили выращенные методом Степанова монокристаллы сплава Cu–13.5 wt.% Al–4.0 wt.% Ni с кристаллографической ориентацией [100] в направлении их длины. Возникающие в этих кристаллах в условиях стесненной деформации памяти формы реактивные напряжения ранее детально исследовались в [9–11] в широком диапазоне температур. Осуществлялся также калориметрический анализ мартенситной структуры в образцах этого сплава после их разгрузки и релаксации реактивных напряжений [12]. В настоящей работе из закаленных с 1223 К в воду при 293 К и стабилизированных при 373 К в течение 1 h кристаллов сплава вырезались плоские образцы шириной 1 mm, толщиной 0.5 и 0.25 mm и длиной около 16 mm в направлении [100] оси кристалла. Образцы затем деформировались путем изгиба их при

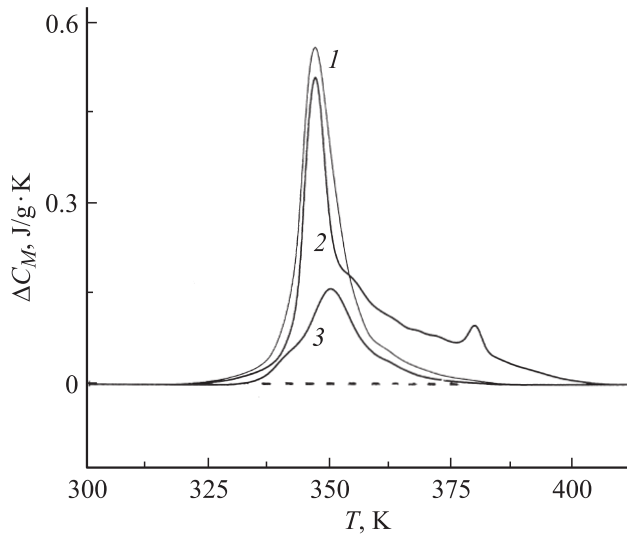


Рис. 1. Термограммы образцов сплава Cu–13.5 wt.%, Al–4.0 wt.% Ni толщиной 0.5 mm при нагреве в исходном состоянии (1) и в условиях свободной (2) и стесненной (3) деформации памяти формы.

комнатной температуре вокруг цилиндрической оправки диаметром 4 mm для задания им деформации ПФ.

Приготовленные таким способом в виде колечек с прорезью образцы использовались в двух сериях экспериментов в сканирующем дифференциальном калориметре Perkin-Elmer DSC-2, где регистрировалось выделение (поглощение) тепла при мартенситном превращении. В опытах первого типа сегменты, вырезанные из колечка, помещались в капсулу прибора, так что они не подвергались никакому механическому воздействию со стороны капсулы. В экспериментах второго типа колечко плотно, но без существенного натяга, помещалось в оправку (обойму) в виде тонкого кольца из нержавеющей стали. По внешним геометрическим размерам стальная оправка соответствовала внутреннему диаметру стандартной для этого прибора рабочей капсуле. Внутренний диаметр оправки был 5 mm, что не позволяло образцу вернуть себе исходную форму. В обоих экспериментах образцы нагревались (охлаждались) со скоростью 10 K/min. Результаты этих опытов демонстрируют рис. 1 и 2.

На рис. 1 показаны термограммы образцов толщиной 0.5 mm в трех случаях: 1) в исходном состоянии, до деформирования изгибом; 2) после задания ему деформации 9.3% путем изгиба кристалла в кольцо, разрезки кольца на сегменты и последующем их нагреве в свободном состоянии; 3) после аналогичной предварительной деформации и нагреве кольца в условиях стесненной деформации ПФ. Кривая 1 демонстрирует тепловой эффект мартенситного превращения в исходном материале. Деформированный образец при его нагреве в свободном состоянии демонстрирует появление на термограмме кроме исходного пика еще и допол-

нительного, более высокотемпературного (кривая 2). Появление этого дополнительного пика характерно для деформированных образцов этого сплава и наблюдается независимо от характера деформации. Как показано в [13,14], положение этого пика зависит от величины деформации ПФ и при максимальных деформациях ПФ наблюдается только этот второй пик. Авторы этих работ объясняют его наличием γ'_1 -мартенсита, который вследствие своей нестабильности при первом же нагреве исчезает (отсутствует при последующем охлаждении). Кривая 3 демонстрирует тепловой эффект при нагреве образца в зажатом состоянии. Хорошо видно, что по сравнению с двумя предыдущими опытами тепловой эффект мартенситного превращения существенно меньше и его максимум слегка сдвинут в сторону более высоких температур.

На рис. 2 наряду с термограммами для исходного (кривая 1) и стесненного по деформации кристалла толщиной 0.5 mm (кривая 3) приведена для сравнения термограмма стесненного по деформации кристалла толщиной 0.25 mm (кривая 2). Деформация последнего кристалла при предварительном изгибе составляла 4.6%. Видно, что в этом случае разница в тепловых эффектах мартенситных переходов в исходном и защемленном состояниях существенно меньше, чем в случае образцов толщиной 0.5 mm. Это обстоятельство можно объяснить меньшей величиной генерируемых в более тонком кристалле реактивных напряжений.

Результаты измерений обобщены в таблице, где приведены количественные данные по теплоте (энтальпии) перехода q в различных условиях, а также значения температур T_{\max} , соответствующих максимумам на кривых

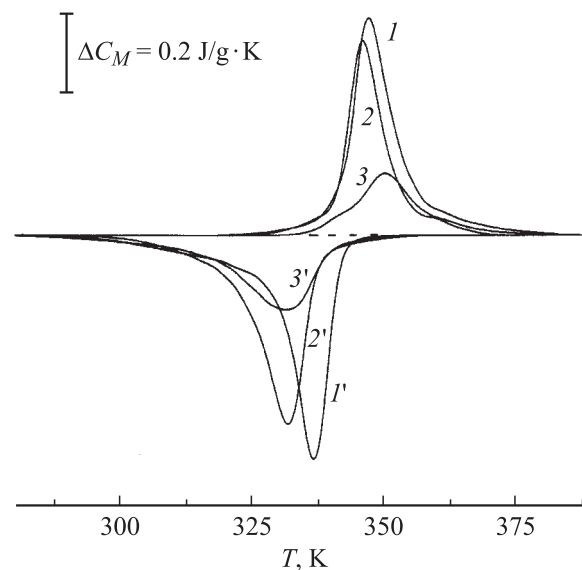


Рис. 2. Термограммы образцов сплава Cu–13.5 wt.%, Al–4.0 wt.% Ni при нагреве (1–3) и охлаждении (1'–3') в исходном состоянии (1, 1') и в условиях стесненной деформации памяти формы для толщины образца 0.25 (2, 2') и 0.5 mm (3, 3').

Значения параметров кривых $\Delta C_M(T)$ на рис. 1 и 2 для различных состояний образцов

| Состояние образца | Толщина образца, mm | $q, \text{J/g}$ | T_{\max}, K | $\Delta C_M^{\max}, \text{J/g} \cdot \text{K}$ |
|--------------------------|---------------------|-----------------|----------------------|--|
| Исходное | 0.50 | 7.3*/7.3** | 346/336 | 0.6/0.62 |
| Свободная деформация ПФ | 0.50 | 7.5/7.3 | 346 | 0.5 |
| Стесненная деформация ПФ | 0.25 | 6.1/4.9 | 343/332 | 0.53/0.53 |
| | 0.50 | 3.7/2.4 | 350/332 | 0.17/0.2 |

* При нагреве.

** При охлаждении.

ДСК на рис. 1 и 2, и значения этих максимумов ΔC_M^{\max} при разных состояниях исследуемых в калориметре образцов.

Из сравнения с имеющимися в литературе данными о теплоте прямого и обратного $\beta_1-\beta_1'$ -переходов $q_0 = 5.4-8.3 \text{ J/g}$ [5,15] следует, что приведенная в таблице величина q_0 для наших образцов в исходном состоянии близка к этим значениям. В условиях стесненной деформации ПФ и действия реактивных напряжений параметры мартенситного перехода (характеристическая его температура $T_c = T_{\max}$, теплота перехода q и величина максимума на кривых $\Delta C_M(T)$) испытывают изменение. В следующем разделе полученные результаты будут проанализированы в рамках теории размытых мартенситных переходов.

3. Анализ результатов

Согласно теории размытия мартенситных переходов [8], объемные доли φ_M и φ_A , занимаемые соответственно мартенситом и аустенитом, изменяются с температурой T и напряжением σ в соответствии с выражениями

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

$$\varphi_A(T) = \left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $\varphi_M + \varphi_A = 1$, k — постоянная Больцмана, $\Delta U = \omega \Delta u$ — изменение энергии сплава при структурном превращении, ω — объем зародыша новой фазы, Δu — изменение энергии единицы объема сплава при мартенситном переходе,

$$\Delta u = q_0 \frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \varepsilon_m(\sigma + \Delta\sigma_f), \quad (2)$$

q_0 — теплота превращения, T_{c0} — характеристическая температура превращения в отсутствие механического напряжения, ε_m — деформация превращения, $2\Delta\sigma_f$ — величина гистерезиса превращения по напряжению. При $\Delta u = 0$, когда $\varphi_M = \varphi_A = 1/2$, из соотношения (2) следуют уравнение Клаузиуса–Клапейрона

$T_c = T_{c0}(1 + \sigma/\sigma_m)$, где $\sigma_m = q_0/\varepsilon_m$, и его дифференциальная форма $d\sigma/dT = \sigma_m/T_{c0} = \text{const}$.

Выделяемая при мартенситном переходе текущая теплота превращения q зависит от объемной доли мартенсита как $q(T, \sigma) = q_0\varphi_M(T, \sigma)$, где q_0 — полная теплота превращения при $\varphi_M = 1$. В дифференциальном сканирующем калориметре определяется прирост теплоемкости сплава в результате фазового перехода $\Delta C_M(T) = dq(T, \sigma)/dT = q_0 d\varphi_M/dT$. С учетом (1) и (2) получаем для $\Delta C_M(T)$ соотношение

$$\Delta C_M(T) = q_0 \left[\frac{d}{dT} \left(\frac{\Delta U}{kT} \right) \right] \varphi_M(1 - \varphi_M). \quad (3a)$$

Здесь

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\Delta U}{kT} \right) = \frac{\omega}{kT} \left(\frac{d\Delta u}{dT} - \frac{\Delta u}{T} \right) = \frac{\omega(q_0 + \varepsilon_m\sigma)}{kT^2}. \quad (3b)$$

После подстановки (3b) в (3a) соотношение (3a) приобретает вид

$$\Delta C_M(T) = \frac{q_0}{T} \left(\frac{\omega q}{kT} \right) \varphi_M(1 - \varphi_M), \quad (3c)$$

где $q = q_0 + \varepsilon_m\sigma$. Из соотношений (3) следует, что при постоянной величине приложенного к кристаллу напряжения σ теплоемкость и эффективная теплота превращения q возрастают с напряжением в соответствии с результатами [5], а не снижаются, как это имеет место в случае действия реактивных напряжений ([6,7] и настоящая работа, см. таблицу).

В условиях стесненной деформации ПФ величина реактивных напряжений в защемленном кристалле в процессе прямого и обратного структурных переходов определяется уравнением баланса мартенситно-аустенитной деформации кристалла $\varepsilon_M = \varepsilon_m\varphi_A = \varepsilon_m(1 - \varphi_M)$ и его упругой деформации σ/K , где K — эффективный модуль упругости (жесткости) системы образец–стесняющее деформацию ПФ устройство [9–11]:

$$\frac{\sigma}{K} = \frac{\varepsilon_m}{1 + \exp\left[-\frac{\omega}{kT} \left(q_0 \frac{T - T_{c0} \pm \Delta T_f}{T_{c0}} - \varepsilon_m\sigma \right) \right]}, \quad (4)$$

где $\Delta T_f = (\Delta\sigma_f/\sigma_m)T_{c0}$ — величина гистерезиса превращения по температуре. Для решения нелинейного

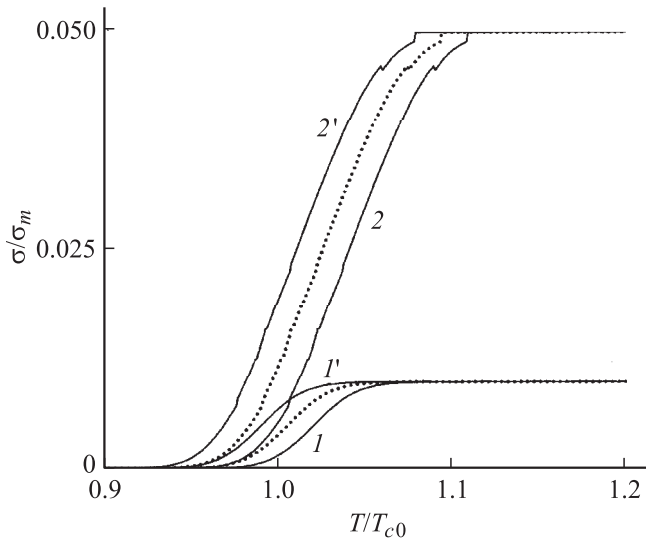


Рис. 3. Зависимость реактивных напряжений σ/σ_m от безразмерной температуры T/T_{c0} согласно уравнению (5) при нагреве (1, 2) и охлаждении (1', 2') для значений безразмерного модуля упругости $K_m = 0.01$ (1, 1') и 0.05 (2, 2'), $\bar{\omega} = 95$ и $\Delta T_f = 1.5 \cdot 10^{-2}$. Пунктирные линии зависимости $\sigma/\sigma_m(T/T_{c0})$ в отсутствие гистерезиса превращения.

уравнения (4) и определения величины реактивных напряжений σ уравнение (4) удобнее записать в безразмерных переменных $S = \sigma/\sigma_m$, $t = T/T_{c0}$ и параметрах $\bar{\omega} = \omega q_0/kT_{c0}$, $\Delta t_f = \Delta T_f/T_{c0}$, $K_m = K\varepsilon_m/\sigma_m$,

$$\frac{S}{K_m} = \frac{1}{1 + \exp \left[-\bar{\omega} \left(1 - \frac{1 \mp \Delta t_f + S}{t} \right) \right]}. \quad (5)$$

На рис. 3 кривые 1, 1' и 2, 2' демонстрируют в координатах $\sigma/\sigma_m - T/T_{c0}$ результаты расчета температурных зависимостей реактивных напряжений согласно (5) при нагреве (кривые 1, 2) и охлаждении (1', 2') при значениях безразмерного модуля соответственно $K_m = 0.01$ и 0.05 и $\bar{\omega} = 95$, $\Delta T_f = 1.5 \cdot 10^{-2}$. Из рисунка и уравнений (4) и (5) следует, что напряжения достигают максимального значения $\sigma_{\max} = K\varepsilon_m$, зависящего от эффективного модуля жесткости K изогнутого кристалла.

Деформация упругого изгиба кристалла в виде тонкого стержня прямоугольного сечения шириной b и толщиной h определяется соотношением $\varepsilon_{el} = h/2R$, где R — радиус кривизны стержня, $R^{-1} = M/E_{100}J$ [16], $M = PR$ — изгибающий момент, $P = bh\sigma$ и σ — соответственно изгибающая сила и напряжение, E_{100} — модуль Юнга в направлении оси [100] стержня, $J = bh^3/12$ — момент инерции сечения стержня. В результате для напряжения упругого изгиба стержня получаем соотношение $\sigma = K\varepsilon_{el}$, где $K = (h/6R)E_{100}$ — изгибная жесткость исследуемого образца. При его выводе предполагалось, что стальное кольцо, в котором помещается образец в калориметр, обладает гораздо большей жесткостью, чем сам образец, а радиус изгиба кристал-

ла R равен $(R_1 + R_2)/2$, где $R_1 = 2$ mm и $R_2 = R_1 + h$ — соответственно его внутренний и внешний радиусы.

В условиях стесненной деформации памяти формы и зависимости реактивного напряжения σ от T (рис. 3) для теплоты превращения q в (3с) получаем соотношение

$$q' = q_0 + \varepsilon_m \left(\sigma - \frac{d\sigma}{d \ln T} \right). \quad (6)$$

По сравнению с (3с) оно содержит дополнительное слагаемое $d\sigma/d \ln T$, снижающее текущее (эффективное) значение теплоты перехода q' . Дифференцируя обе стороны уравнения (5) по t , находим, что в безразмерных переменных величина $d\sigma/d \ln T$ определяется соотношением

$$\frac{dS}{d \ln t} = \frac{(1+S)\varphi_M(1-\varphi_M)}{t/\bar{\omega}K_m + \varphi_M(1-\varphi_M)}, \quad (7)$$

а приведенная к q_0 эффективная теплота перехода (6) — соответственно соотношением

$$\frac{q'}{q_0} = \frac{(1+S)t}{t + \bar{\omega}K_m\varphi_M(1-\varphi_M)}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (3с), получаем, что в условиях стесненной деформации ПФ и действия реактивных напряжений изменение теплоемкости кристалла в безразмерных переменных $T_{c0}\Delta C_M/q_0 - t$ описывается уравнением

$$\frac{T_{c0}\Delta C_M}{q_0} = \frac{\bar{\omega}}{t} \frac{(1+S)\varphi_M(1-\varphi_M)}{t + \bar{\omega}K_m\varphi_M(1-\varphi_M)}. \quad (9)$$

В следующем разделе данные по влиянию реактивных напряжений на параметры мартенситного перехода в сплаве Cu–Al–Ni (раздел 2) обсуждаются в свете найденных соотношений (8) и (9).

4. Обсуждение результатов и выводы

Рис. 4 демонстрирует изменение объемной доли мартенсита φ_M согласно соотношениям (1) и (2) в исходном состоянии исследуемого сплава при прямом (кривая 1) и обратном (кривая 2) $\beta'_1 - \beta_1$ -превращении и приведенных в разделе 3 значениях безразмерных параметров, с учетом того, что $T_{c0} = 342$ K, $\Delta T_f = 5$ K, $q_0 = 65$ MJ/m³, а кривая 3 — изменение φ_M в отсутствие гистерезиса превращения. На рис. 5 кривые 2 и 3 показывают, как изменяется с ростом температуры объемная доля мартенсита в условиях действия реактивных напряжений (рис. 3) при двух значениях безразмерного модуля упругости K_m (соответственно 0.05 и 0.2) в сравнении с объемной долей в отсутствие реактивных напряжений (кривая 1). Для построения этих кривых в уравнения (1) и (2) подставлялись реактивные напряжения σ , полученные при решении уравнения (5) и приведенные на рис. 3 (пунктирные линии, $\Delta T_f = 0$, $\varepsilon_m = 0.1$, $\sigma_m = 650$ МПа, $E_{100} = 22$ GPa). Видно, что с ростом модуля K_m (и величины реактивных напряжений) мартенситный переход сдвигается в сторону высоких температур и в отличие

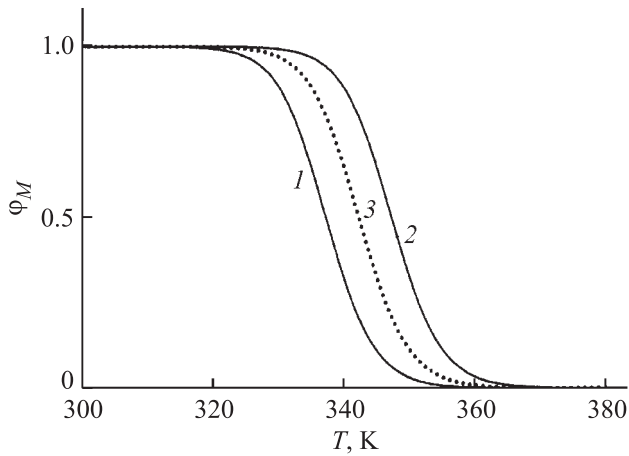


Рис. 4. Температурная зависимость объемной доли мартенсита φ_M при прямом (1) и обратном (2) мартенситном превращении согласно уравнениям (1) и (2) в отсутствие реактивных напряжений. 3 — в отсутствие гистерезиса превращения.

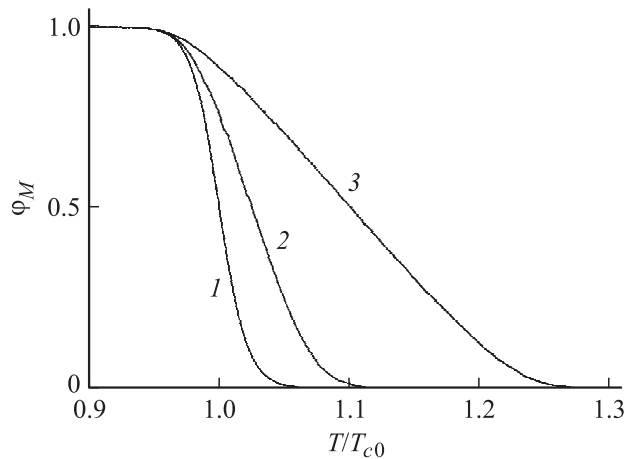


Рис. 5. Температурная зависимость объемной доли мартенсита φ_M согласно уравнению (5) в условиях свободной (1) и стесненной (2, 3) деформации памяти формы при $\Delta T_f = 0$, $K_m = 0.05$ (2) и 0.2 (3).

от действия постоянного, не зависящего от температуры напряжения сильно размывается по температуре из-за температурной зависимости реактивных напряжений.

Согласно уравнениям (6)–(8), именно зависимость σ от температуры оказывает влияние на текущее эффективное значение теплоты перехода q' . На рис. 6 приведены результаты расчета величины q' в соответствии с формулой (8) при нескольких значениях модуля K_m . Видно, что в процессе превращения эффективная теплота перехода q испытывает сильное снижение, но по окончании перехода практически возвращается к исходному значению q_0 (кривая 2). С ростом безразмерного модуля K_m и величины не зависящих от температуры максимальных значений реактивных напряжений $\sigma_{\max} = K\varepsilon_m$ (кривые 3 и 4) предельное значение q'_{\max} согласно (8), линейно увеличивается с напряжением:

$q'_{\max} = q_0(1 + S_{\max}) = q_0 + \varepsilon_m\sigma_{\max}$ в соответствии с результатами [5].

На рис. 7 приведены в координатах $T_{c0}\Delta C_M/q_0 - T/T_{c0}$ результаты расчета согласно соотношению (9) кривых изменения теплоемкости кристалла в процессе мартенситного перехода и действия реактивных напряжений. Видно, что по сравнению с термограммой для исходного состояния кристалла (кривая 1) максимумы кривых

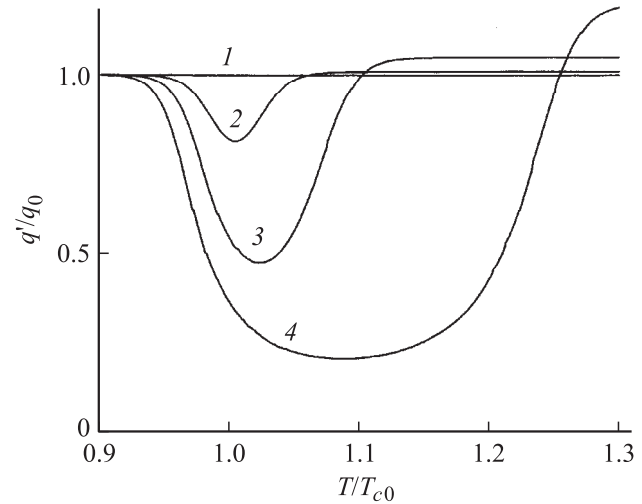


Рис. 6. Зависимость текущей эффективной теплоты мартенситного перехода q' от температуры согласно уравнению (8) в условиях свободной (1) и стесненной (2–4) деформации памяти формы при величине безразмерного модуля упругости $K_m = 0.01$ (2), 0.05 (3) и 0.2 (4).

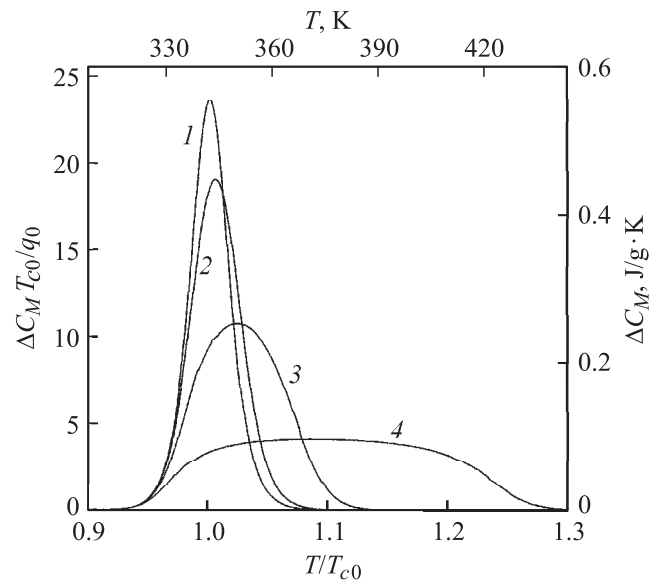


Рис. 7. Вид термограмм выделения тепла согласно уравнению (9) при мартенситном переходе в условиях свободной (1) и стесненной (2–4) деформации памяти формы при величине безразмерного модуля упругости $K_m = 0.01$ (2), 0.05 (3) и 0.2 (4). Правая ось ординат и верхняя ось абсцисс показывают изменение теплоемкости и температуры образцов в размерных единицах.

$\Delta C_M(T)$ в условиях действия реактивных напряжений снижаются по величине с ростом модуля K_m (кривые 2–4) из-за роста величины реактивных напряжений, а сами термограммы занимают более широкий температурный интервал из-за размытия перехода по температуре ΔT_M (рис. 5). При этом характеристическая температура перехода T_c , соответствующая максимуму кривой $\Delta C_M(T)$, смещается с ростом K_m в сторону более высоких температур. Очевидно, что полная величина тепловыделения по окончании перехода q_0 в условиях действия реактивных напряжений остается неизменной, они влияют только на кинетику перехода и его эффективные параметры.

Анализ приведенных в разделе 3 соотношений показывает, что в условиях действия реактивных напряжений величина максимума теплоемкости (максимума скорости тепловыделения) $\Delta C_M^{\max} = \Delta C_M(T_c)$, характеристическая температура перехода T_c и размытие перехода по температуре ΔT_M зависят от эффективного модуля упругости K_m согласно выражениям

$$\Delta C_M^{\max} = \frac{\Delta C_M^0}{1 + (2 + \bar{\omega})K_m/4}, \quad T_c = T_{c0} \left(1 + \frac{1}{2} K_m \right),$$

$$\Delta T_M = \Delta T_M^0 \left[1 + \frac{1}{4} (2 + \bar{\omega}) K_m \right], \quad (10)$$

где $\Delta C_M^0 = \bar{\omega}q_0/4T_{c0}$ и $\Delta T_M^0 = 4T_{c0}/\omega$ — соответственно величина максимума теплоемкости и размытие (ширина) перехода по температуре в исходном состоянии кристалла. Видно, что все параметры (10) существенно зависят от модуля K_m и, следовательно, в рассматриваемом случае от толщины кристалла, поскольку $K_m \sim K \sim h$. Из сравнения кривых на рис. 2 и 7 видно, что теория и эксперимент находятся в согласии друг с другом.

На рис. 7 ось ординат справа демонстрирует изменение теплоемкости кристалла в размерных единицах ($q_0 = 8.1 \text{ J/g}$). Ось абсцисс вверху промаркирована в градусах Кельвина ($T_{c0} = 342 \text{ K}$). Видно, что результаты теоретического расчета ΔC_M в целом соответствуют экспериментальным данным на рис. 1 и 2. Оценка модуля K_m согласно приведенному в разделе 3 соотношению $K_m = K\varepsilon_m/\sigma_m$, где $K = (h/6R)E_{100}$, дает значения 0.066 и 0.125 и $\sigma_{\max} \approx 43$ и 81.5 МПа соответственно для толщины кристаллов 0.25 и 0.5 мм.

Таким образом, анализ показывает, что имеется качественное согласие между теорией и экспериментом относительно влияния реактивных напряжений на такие (кинетические) параметры перехода, как его критическая (характеристическая) температура T_c и размытие перехода по температуре ΔT_M , но существует расхождение относительно полного, интегрального, значения теплоты перехода q_0 . В наших экспериментах это расхождение оказывается более значительным по сравнению с наблюдаемым в [6,7], что может быть связано с более жесткой схемой защемления образца в нашем случае. Очевидно, что механизм влияния реактивных

напряжений на полную теплоту перехода требует дальнейшего как экспериментального, так и теоретического исследования.

Список литературы

- [1] H.-S. Yang. Scripta Mater. **60**, 493 (2008).
- [2] Г.А. Малыгин. ФТТ **50**, 1480 (2008).
- [3] H. Gleiter. Martensitic phase transition of nanocrystalline materials. Public technical report. ADA208804; <http://stinet.dtic.mil/>.
- [4] T. Kuninori, E. Sakeda, H. Hashimoto. Trans. JIM **37**, 1404 (1996).
- [5] J. Ortin, L. Manosa, C.M. Friend, A. Planes, M. Yoshikawa. Phil. Mag. A **65**, 461 (1992).
- [6] С.А. Егоров. ЖТФ **76**, 8, 37 (2006).
- [7] С.А. Егоров. ЖТФ **77**, 11, 74 (2006).
- [8] Г.А. Малыгин. УФН **171**, 187 (2001).
- [9] С.А. Пульнев, В.И. Николаев, Г.А. Малыгин, С.Л. Кузьмин, В.В. Шпейзман, С.П. Никаноров. ЖТФ **76**, 8, 42 (2006).
- [10] В.И. Николаев, С.А. Пульнев, Г.А. Малыгин, В.В. Шпейзман, С.П. Никаноров. ФТТ **49**, 1791 (2007).
- [11] В.И. Николаев, С.А. Пульнев, Г.А. Малыгин, В.В. Шпейзман, С.П. Никаноров. ФТТ **50**, 2079 (2008).
- [12] В.М. Егоров, В.И. Николаев, Г.А. Малыгин, С.А. Пульнев. ЖТФ **79**, 6, 87 (2009).
- [13] C. Picornell, J. Pons, E. Cesari. Acta Mater. **49**, 4221 (2001).
- [14] C. Picornell, J. Pons, E. Cesari. Mater. Sci. Eng. A **378**, 222 (2004).
- [15] V. Recarte, J.I. Perez-Landazabal, P.P. Rodriguez, E.H. Vocanegra, M.L. N6, J. San Juan. Acta Mater. **52**, 3941 (2004).
- [16] В.И. Феодосьев. Сопrotивление материалов. Наука, М. (1972). 544 с.