

Механизм двунаправленного эффекта памяти формы в кристаллах никелида титана

© Г.А. Малыгин

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

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

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2003 г.)

С помощью теории размытых мартенситных переходов (РМП) количественно обсуждается механизм возникновения двунаправленного и кругового эффектов памяти формы в кристаллах никелида титана. Возникновение эффектов обусловлено анизотропным распределением частиц Ti_3Ni_4 при отжиге изогнутых кристаллов и последующей мартенситной релаксацией когерентных микронапряжений, индуцированных частицами. С помощью теории РМП рассчитано изменение величины и знака радиуса кривизны тонкой ленты из никелида титана в процессе ступенчатого $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$ фазового перехода и найдены условия появления двунаправленного и кругового эффектов в зависимости от структурных факторов и геометрических параметров ленты.

Эффект памяти формы (ЭПФ) в кристаллах, испытывающих мартенситный переход, имеет обычно одно направление, противоположное направлению предварительной деформации кристалла. Как установлено в [1–3], после специальной термомеханической обработки в кристаллах никелида титана (TiNi) можно наблюдать двунаправленный эффект памяти формы. Он состоит в том, что при снижении температуры не только восстанавливается исходная деформация TiNi, но возникает противоположная по знаку деформация. Такой двунаправленный ЭПФ наблюдается после высокотемпературного отжига изогнутых лент [1–4] и пластинок [5] из никелида титана при содержании Ni 50.5 at.% и выше.

Электронно-микроскопические исследования отожженных при температурах 600–800 К образцов TiNi с указанной выше концентрацией атомов Ni показывают [1,6,7], что наряду с твердым раствором сплав содержит выделения интерметаллида Ti_3Ni_4 дискообразной (линзообразной) формы с радиусами от 10 до 100 nm в зависимости от температуры и времени отжига. Имеется четыре равноправных варианта частиц Ti_3Ni_4 , ориентированных в соответствии с числом габитусных плоскостей типа (111) $B2$ -фазы [6,7]. Однако, если в процессе отжига лента подвергается изгибу (находится в напряженном состоянии), преимущество получает один вариант мартенсита [1,6]. При этом преципитаты в сжатом слое оказываются ориентированными плоскостями дисков перпендикулярно направлению сжимающего напряжения, а в растягиваемых слоях — параллельно растягивающему напряжению. Вследствие когерентной связи выделений с матрицей и ориентированного (анизотропного) характера связанных с преципитатами внутренних напряжений [8] пластинки и ленты упруго изгибаются под их действием [1,4,5].

Другая особенность обогащенных никелем сплавов TiNi состоит в том, что при снижении температуры наличие в сплаве частиц Ti_3Ni_4 приводит к двуступенчатому характеру мартенситного превращения с образова-

нием промежуточной ромбоэдрической фазы (R -фазы). В отсутствие этого обогащения исходная объемноцентрированная кубическая $B2$ -фаза переходит непосредственно в орторомбическую $B19$ - или моноклинную $B19'$ -фазу, в то время как в обогащенном никелем сплаве, содержащем выделения Ti_3Ni_4 , наблюдается двуступенчатое превращение $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$. Второй этап превращения сопровождается инверсией знака ЭПФ и возникновением двунаправленного эффекта памяти формы [1,2].

В [3] с учетом приведенных выше результатов предложен следующий качественный механизм появления двунаправленного ЭПФ. При снижении температуры в диапазоне температур образования R -фазы вблизи выделений Ti_3Ni_4 возникают зародыши R мартенсита, что приводит к частичной релаксации внутренних напряжений и выпрямлению ленты. При последующем $R \rightarrow B19'$ превращении релаксация внутренних напряжений в сжатой зоне усиливается. Они меняют знак, в результате чего под действием растягивающих напряжений лента (пластинка) выгибается в сторону, противоположную ее начальному изгибу.

В настоящей работе этот качественный механизм возникновения двунаправленного ЭПФ проанализирован количественно с помощью теории размытых мартенситных переходов (РМП) [9,10]. Микроустройства с чувствительными элементами из никелида титана сейчас широко обсуждаются на предмет их использования в микроэлектромеханических системах [11]. Поэтому разработка количественной теории двунаправленного ЭПФ имеет важное значение, поскольку указанный эффект расширяет функциональные возможности никелида титана как перспективного материала для чувствительных элементов микро- и нанокомпозитных датчиков и актуаторов [12–14].

Учитывая это, в разд. 1 с помощью теории РМП промоделирован двуступенчатый $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$ мартенситный переход. В разд. 2 рассмотрен механизм упругой

и мартенситной релаксации ориентированных микронапряжений, связанных с частицами Ti_3Ni_4 . Обсуждению механизма возникновения двунаправленного и кругового эффектов памяти формы в тонкой ленте из никелида титана посвящены соответственно разд. 3 и 4.

1. Двуступенчатый мартенситный переход

При наличии двух видов мартенсита (R и M) их объемные доли φ_R и φ_M в кристалле при температуре T и напряжении σ согласно теории РМП соответственно равны [15]

$$\varphi_R = \frac{\exp(-\Delta U_R/kT)}{1 + \exp(-\Delta U_R/kT) + \exp(-\Delta U_M/kT)}, \quad (1a)$$

$$\varphi_M = \frac{\exp(-\Delta U_M/kT)}{1 + \exp(-\Delta U_R/kT) + \exp(-\Delta U_M/kT)}. \quad (1b)$$

Здесь $\Delta U_{R,M} = \omega_{R,M} \Delta u_{R,M}$ — изменение внутренней энергии кристалла при переходе его элементарного объема ω в новое структурное состояние, $\Delta u_{R,M}$ — изменение объемной плотности внутренней энергии при таком переходе,

$$\Delta u_{R,M} = q_{R,M} \frac{T - T_{R,M}}{T_{R,M}} - \xi_{R,M} (m_{R,M} \sigma \mp \tau_{fR,fM}), \quad (2)$$

где q — теплота превращения, T_R и T_M — критические (характеристические) температуры превращений, $\xi_{R,M}$ — сдвиговые деформации решетки при ее структурных перестройках, τ_{fR} и τ_{fM} — напряжения трения при прямых и обратных R и M мартенситных переходах, обуславливающие гистерезис превращений, $m_{R,M}$ — ориентационные факторы габитусных плоскостей и направлений смещений атомов при структурной перестройке решетки относительно приложенного к кристаллу одноосного механического напряжения σ .

Для дальнейших расчетов удобно записать аргументы экспонент в (1) в следующем виде:

$$\frac{\Delta U_R}{kT} = B_R (T/T_R - 1 - m_R \sigma / \tau_R \pm \tau_{fR} / \tau_R), \quad (3a)$$

$$\frac{\Delta U_M}{kT} = B_M (T/T_M - 1 - m_M \sigma / \tau_M \pm \tau_{fM} / \tau_M), \quad (3b)$$

где

$$B_{R,M} = \omega_{R,M} q_{R,M} / kT \approx \omega_{R,M} q_{R,M} / kT_{R,M}, \quad (3c)$$

$$\tau_{R,M} = q_{R,M} / \xi_{R,M}.$$

На рис. 1, *a* показаны температурные зависимости объемных долей вариантов мартенсита R и M согласно (3) при снижении температуры (в отсутствие напряжения $\sigma = 0$) и следующих значениях параметров: $B_R = 80$, $B_M = 120$, $T_R = 1.05T_M$, $\tau_{fR} / \tau_R = 10^{-3}$, $\tau_{fM} / \tau_M = 3 \cdot 10^{-2}$. Видно, что при указанных значениях

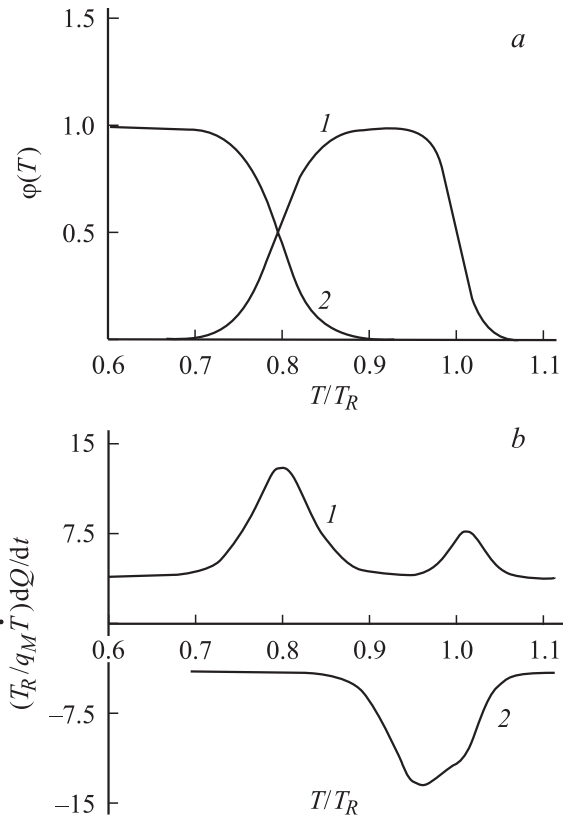


Рис. 1. Температурные зависимости объемных долей R (1) и M (2) модификаций мартенсита в никелиде титана (а) и соответствующие скорости выделения тепла в нем в процессе снижения (1) и повышения (2) температуры (б).

параметров в области температур $0.8T_R < T < T_R$ доминирует R -мартенсит, а в области температур $T < 0.8T_R$ доминирующим является M -мартенсит.

Обычно о температурах начала и конца прямого и обратного мартенситных переходов в $TiNi$ судят по калориметрическим кривым [12] или по кривым удельного электросопротивления [2]. Во время двуступенчатого прямого и обратного мартенситных переходов тепло $Q(T)$ и интенсивность его выделения dQ/dt при изменении температуры с постоянной скоростью \dot{T} определяются формулами

$$Q = q_R \varphi_R + q_M \varphi_M,$$

$$\frac{dQ}{\dot{T} dt} = q_R \frac{d\varphi_R}{dT} + q_M \frac{d\varphi_M}{dT}, \quad (4)$$

где объемные доли модификаций мартенситов R и M описываются соотношениями (1)–(3). На рис. 1, *b* приведены калориметрические кривые прямого и обратного мартенситных переходов, рассчитанные в соответствии с этими соотношениями при указанных выше параметрах и $q_R = 0.2q_M$. В согласии с многочисленными экспериментальными данными видно, что при обратных мартенситных переходах (кривая 2) вследствие большого температурного гистерезиса $B19' \rightarrow R$ превращения

последнее протекает очень близко по температуре к $R \rightarrow B2$ превращению. Тестированный таким образом двуступенчатый мартенситный переход будет использован далее для расчета двунаправленного ЭПФ в никелиде титана.

2. Упругая и мартенситная релаксация напряжений в ленте

Рассмотрим изогнутую по радиусу $R_0 > 2l$ тонкую ленту длиной $2l$, толщиной $2h \ll b$ и шириной $b \ll 2l$. Как указано выше, при отжиге ленты в изогнутом состоянии в ее сжатом слое формируются дискообразные частицы Ti_3Ni_4 с плоскостями дисков, перпендикулярными направлению сжимающего напряжения. Из-за когерентной связи указанных преципитатов с матрицей они создают ориентированные вдоль слоя средние упругие деформации $\varepsilon_0 = f\delta_0$ [8,16], где f — объемная концентрация выделений, $\delta_0 < 0$ — свободная деформация преципитата. После охлаждения и снятия изгибающего усилия в ленте возникнут внутренние упругие напряжения и деформации $\varepsilon_e(y)$, а при температурах мартенситных переходов — пластические деформации $\varepsilon_p(y, T)$, где y — координата в поперечном к нейтральной оси ленты направлении. Под действием этих напряжений и деформаций лента будет дополнительно изгибаться в ту или иную сторону относительно ее начального изгиба.

Чтобы определить новый радиус изгиба ленты R_{ep} (ее кривизну R_{ep}^{-1}) и распределение в ленте упругих напряжений $\sigma(y, T)$, рассмотрим какой-либо слой ленты. Его деформация ε состоит из следующих компонент:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 H(y) + \varepsilon_e(y, T) + R_{ep}^{-1} y + \varepsilon_p(y, T). \quad (5a)$$

Из (5a) получаем соотношение для упругих напряжений

$$\begin{aligned} \sigma(y, T) &= E\varepsilon_e(y, T) \\ &= E[\varepsilon - \varepsilon_0 H(y) - R_{ep}^{-1} y - \varepsilon_p(y, T)]. \end{aligned} \quad (5b)$$

Величина неизвестных параметров ε и R_{ep}^{-1} определяется условиями равновесия приложенных к ленте напряжений и изгибающих моментов

$$\int_{-h}^h \sigma(y, T) ds = N, \quad \int_{-h}^h \sigma(y, T) y ds = M, \quad (6)$$

где $ds = bdy$ — элемент площади сечения ленты. Для ленты со свободными концами в отсутствие внешних нагрузок и моментов $N = M = 0$. В (5) и (6) $H(y)$ — ступенчатая функция: $H = 1$ при $y < 0$ и 0 при $y > 0$.

Интегрируя (6), находим

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} |\varepsilon_0| + \bar{\varepsilon}_p(T) \right), \quad R_{ep}^{-1}(T) = R_e^{-1} + R_p^{-1}(T),$$

$$\bar{\varepsilon}_p(T) = \frac{1}{2h} \int_{-h}^h \varepsilon_p(y, T) dy,$$

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_p(T) = \frac{1}{h^2} \int_{-h}^h \varepsilon_p(y, T) y dy. \quad (7)$$

Здесь $R_e^{-1} = -(3/4h)|\varepsilon_0|$ и $R_p^{-1} = -(3/2h)\bar{\bar{\varepsilon}}_p(T)$ — изменение кривизны ленты в результате соответственно упругой и мартенситной релаксации напряжений в ленте. Подставляя (7) в (5b), находим распределение напряжений по толщине ленты

$$\sigma(y, T) = \sigma_0(y) - \sigma_p(y, T), \quad (8a)$$

$$\sigma_0(y) = \frac{1}{2} E |\varepsilon_0| \left(\frac{3y}{2h} \pm 1 \right),$$

$$\sigma_p(y, T) = E \left(\varepsilon_p(y, T) - \frac{3}{2} \bar{\bar{\varepsilon}}_p(T) \frac{y}{h} + \frac{1}{2} \bar{\varepsilon}_p(T) \right). \quad (8b)$$

Знак плюс в первой формуле (8b) относится к внутреннему слою ленты ($y < 0$), знак минус — к наружному ($y > 0$). Напряжения $\sigma_0(y)$ эквивалентны напряжениям, которые возникают при изменении температуры ΔT в биметаллической ленте из-за разницы коэффициентов теплового расширения $\Delta\alpha$ составляющих ее металлов [17]. В этом случае $\varepsilon_0 = \Delta\alpha\Delta T$. Кривая 1 на рис. 2 демонстрирует характер распределения напряжений σ_0 по толщине ленты. Как видно, в крайних волокнах сжатого слоя ($y = -h$) преобладают сжимающие напряжения, а в крайних волокнах растянутого слоя ($y = h$) — растягивающие напряжения.

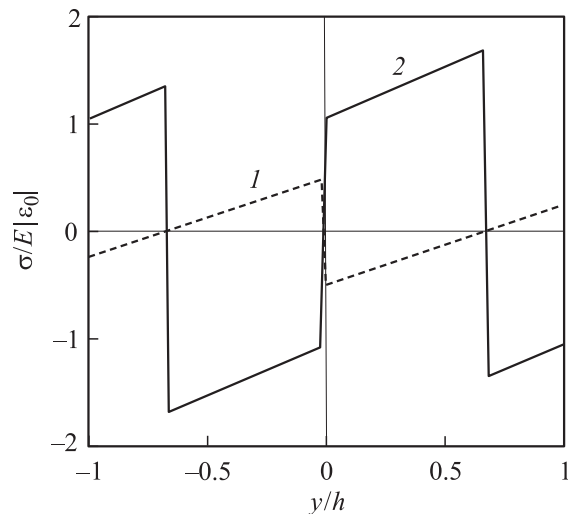


Рис. 2. Распределение напряжений по толщине ленты при упругой (1) и мартенситной (2) релаксации в ней напряжений.

Снижение температуры до температуры R и M мартенситных переходов приводит к релаксации упругих напряжений (8а) на величину $\sigma_p(y, T)$ и их перераспределению в ленте. Связанные с образованием R - и M -модификаций мартенсита локальные пластические деформации зависят от величины и знака напряжений $\sigma_0(y)$ и согласно теории РМП определяются соотношением

$$\varepsilon_p(T, y) = \left[n_R m_R \varepsilon_R \varphi_R(T, \sigma_0(y)) + n_M m_M \varepsilon_M \varphi_M(T, \sigma_0(y)) \right] \text{sign}[\sigma_0(y)], \quad (9a)$$

где $\varepsilon_{R,M} = f \xi_{R,M}$, ξ_R и ξ_M — сдвиговые деформации решетки при ее перестройке соответственно в R - и M -модификации, n_R и n_M — число вариантов мартенсита, имеющих одинаковые ориентационные факторы. Для численных расчетов пластических деформаций (9) аргументы (3) экспонент в выражениях (1) для объемных долей R и M мартенситов удобно записать в следующем виде:

$$\frac{\Delta U_R}{kT} = B_R (t - 1 - m_R a_R |S_0(\bar{y})| \pm \tau_{fR}/\tau_R),$$

$$\frac{\Delta U_M}{kT} = B_M (bt - 1 - m_M a_M |S_0(\bar{y})| \pm \tau_{fM}/\tau_M), \quad (9b)$$

где $t = T/T_R$, $\bar{y} = y/h$, $b = T_R/T_M$.

$$\frac{\sigma_0(y)}{E|\varepsilon_0|} = S_0(\bar{y}) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} \bar{y} \pm 1 \right),$$

$$a_R = \xi_R |\varepsilon_0| (E/q_R), \quad a_M = \xi_M |\varepsilon_0| (E/q_M), \quad (9c)$$

Кривая 2 на рис. 2 демонстрирует распределение напряжений (8а) по толщине ленты при температуре $0.9T_R$ и следующих значениях параметров (9с): $b = 1.05$, $a_R = 0.12$, $a_M = 0.1$, $\xi_R = 3 \cdot 10^{-2}$, $\xi_M = 0.12$, $f = 0.1$, $|\varepsilon_0| = 3 \cdot 10^{-3}$, $q_R = 30 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$, $q_M = 150 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$, $E = 40 \text{ GPa}$, $m_R = m_M = 0.5$, $n_R = n_M = 3$. Значения остальных параметров приведены выше. Расчет показывает, что в (7) и (8b) $\bar{\varepsilon}_p(T) = 0$.

Из рис. 2 видно, что в результате образования R -мартенсита напряжения в крайних волокнах ленты релаксируют и изменяют знак (кривая 2). Поскольку образование M -мартенсита сопровождается большими деформациями решетки ($\xi_M > \xi_R$), при дальнейшем снижении температуры релаксация напряжений еще более усиливается, в результате чего лента изгибается в направлении, противоположном исходному.

3. Двунаправленный эффект памяти формы

Форма ленты в процессе мартенситного перехода зависит от ее радиуса кривизны $R(T)$. Кривизна ленты имеет следующие составляющие:

$$R^{-1}(T) = R_e^{-1} + R_p^{-1}(T) + R_0^{-1}, \quad (10)$$

где R_0 — начальный радиус изгиба ленты до релаксации в ней напряжений. Для дальнейших расчетов кривизну

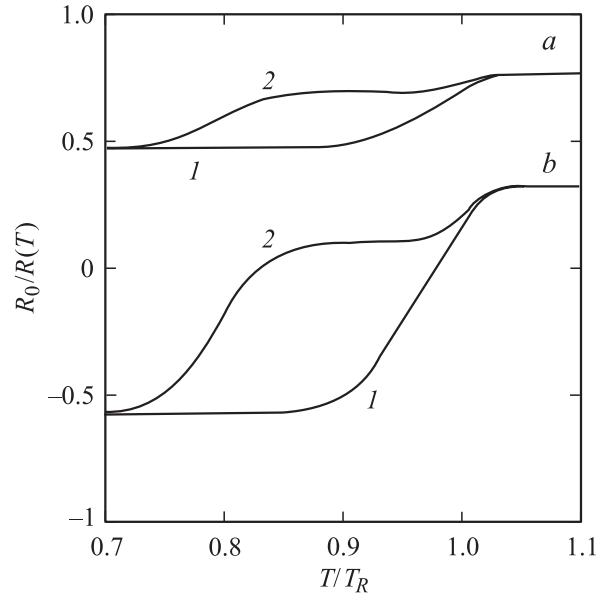


Рис. 3. Температурные зависимости приведенной кривизны ленты $R_0/R(T)$ при однонаправленном (а) и двунаправленном (б) ЭПФ при повышении (1) и понижении (2) температуры согласно формуле (11).

ленты с учетом обозначений (7) удобнее записать в приведенной форме

$$\frac{R_0}{R(T)} = 1 - \frac{3R_0}{2h} \left(\frac{1}{2} |\varepsilon_0| + \bar{\varepsilon}_p(T) \right). \quad (11)$$

На рис. 3 показаны результаты расчета температурных зависимостей приведенной кривизны при двух значениях параметра R_0/h (соответственно 10^2 и $3 \cdot 10^2$) и указанных выше значениях остальных параметров. Видно, что в первом случае (рис. 3, а) наблюдается однонаправленный ЭПФ, поскольку в процессе мартенситных переходов не происходит изменения знака кривизны ленты. Во втором случае, т.е. для более тонкой ленты, наблюдается двунаправленный ЭПФ, поскольку имеет место изменение знака кривизны ленты при мартенситном превращении (рис. 3, б). Поскольку деформации ε_0 и $\bar{\varepsilon}_p$ изменяются пропорционально концентрации f частиц Ti_3Ni_4 в ленте, возникновение двунаправленного ЭПФ зависит от указанной концентрации. Чем она больше, тем больше величина как упругой, так и пластической деформации ленты, и тем больше величина двунаправленного ЭПФ. Эти выводы хорошо согласуются с результатами экспериментов с отожженными лентами из никелида титана, имеющими повышенную по сравнению с эквиатомной концентрацию атомов никеля [1,2].

Начальная форма ленты после ее высокотемпературного отжига описывается выражением

$$W_0(x) = R_0 \left[\sqrt{1 - (x/R_0)^2} - \sqrt{1 - (L_0/R_0)^2} \right]. \quad (12)$$

На рис. 4 штриховая линия иллюстрирует форму начального изгиба ленты в координатах $\bar{W}_0(x) = x/L_0$, где

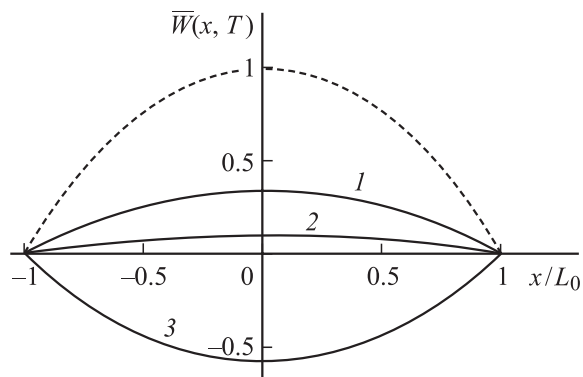


Рис. 4. Изменение формы ленты при понижении температуры от $T = 1.1T_R$ (1) до $0.9T_R$ (2) и $0.7T_R$ (3). Штрих — исходная форма ленты до упругой и мартенситной релаксации в ней напряжений.

$\bar{W}_0(x) = W_0(x)/W_0(0)$, $W_0(0)$ — максимальный прогиб ленты, $2L_0 = 2R_0 \sin \theta_0$ — расстояние между концами ленты (хорда дуги (12)), $2\theta_0 = 2l/R_0$ — полный угол изгиба ленты. В показанном на рис. 4 примере угол $\theta_0 = 0.5$, $2\theta_0 = 57.3^\circ$, $W_0(0) = R_0(1 - \cos \theta_0) \approx 0.12R_0$.

Изменение формы ленты в результате упругой и мартенситной релаксации в ней напряжений описывается аналогичным формуле (12) выражением

$$W(x, T) = R(T) \times \left[\sqrt{1 - (x/R(T))^2} - \sqrt{1 - (L(T)/R(T))^2} \right], \quad (13)$$

где $R(T)$ — зависящий от температуры радиус кривизны ленты (10), $2L(T) = 2R(T) \sin(\theta(T))$ — расстояние между ее концами, $2\theta(T) = 2l/R(T)$ — угол изгиба ленты при данной температуре. Кривые 1–3 на рис. 4 показывают, как изменяется форма ленты согласно формулам (10) и (13) по мере снижения температуры. По оси ординат отложен прогиб ленты $\bar{W}(x, T) = W(x, T)/W_0(0)$, отнесенный к ее максимальному начальному прогибу. При температуре $1.1T_R$, как видно из рис. 3, б, изменение формы ленты вызвано чисто упругой релаксацией внутренних напряжений (кривая 1 на рис. 4). При температуре $0.9T_R$, как видно из того же рис. 3, б, изменение формы ленты обусловлено образованием в ней R -мартенсита (кривая 2 на рис. 4), а при температуре $0.7T_R$ — образованием M -мартенсита, в результате чего кривизна ленты меняет знак (кривая 3 на рис. 4) и возникает двунаправленный эффект памяти формы. При последующем нагреве форма ленты изменяется в обратном порядке. Поскольку интервалы температур $B19' \rightarrow R$ и $R \rightarrow B2$ переходов при этом практически сливаются (кривая 2 на рис. 1, б), это изменение происходит в узком температурном интервале $(0.9–1.03)T_R$ (кривая 1 на рис. 3, б). Температурная зависимость максимального прогиба ленты определяется

выражением

$$W(0, T) = R(T)[1 - \cos(\theta(T))]. \quad (14)$$

При указанных выше параметрах и полной мартенситной релаксации напряжений максимальный прогиб ленты (при температуре $0.7T_R$) примерно равен $-7 \cdot 10^{-2}R_0$.

4. Круговой эффект памяти формы

Приведенная выше величина максимального прогиба ленты составляет малую долю ее начального радиуса кривизны. Это обусловлено малым углом первоначального изгиба ленты $2\theta_0 = 2l/R_0$. Если этот угол увеличить до значения порядка 2π или больше (взяв, например, более длинную ленту), можно наблюдать так называемый круговой (*all-round*) ЭПФ [1,2]. Он состоит в том, что свернутая при отжиге в кольцо лента в результате снижения температуры и ступенчатого мартенситного перехода вначале распрямится, а затем снова свернется в кольцо, но с противоположным начальному знаком радиуса кривизны.

В случае кругового ЭПФ выражения (12) и (13) удобнее записать в полярных координатах. Считая, что неподвижная точка кольца соответствует полярному углу $\theta = 0$, отсчитываемому от вертикальной оси (рис. 5), имеет вместо (12) и (13) следующие соотношения для формы ленты:

$$W_0(\theta) = R_0(\cos \theta - 1), \quad (15)$$

$$W(\theta, T) = R(T)(\cos \theta - 1). \quad (16)$$

На рис. 5 штриховая кривая иллюстрирует согласно (15) начальную форму ленты в виде кольца ($2\theta = 2\pi$) в координатах $\bar{W}_0(\theta) - \sin \theta$, где $\bar{W}_0(\theta) = W_0(\theta)/R_0$. Кривые 1–3 на рисунке показывают форму ленты согласно (16) при температурах соответственно $1.1T_R$ (после упругой релаксации напряжений), $0.83T_R$ (полное распрямление ленты) и $0.7T_R$ (после окончания

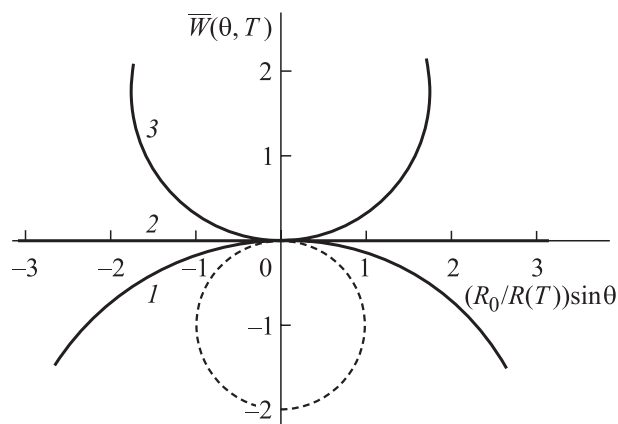


Рис. 5. Изменение формы ленты при круговом ЭПФ: 1 — $T = 1.1T_R$, 2 — $0.83T_R$, 3 — $0.7T_R$. Штрих — исходная форма ленты.

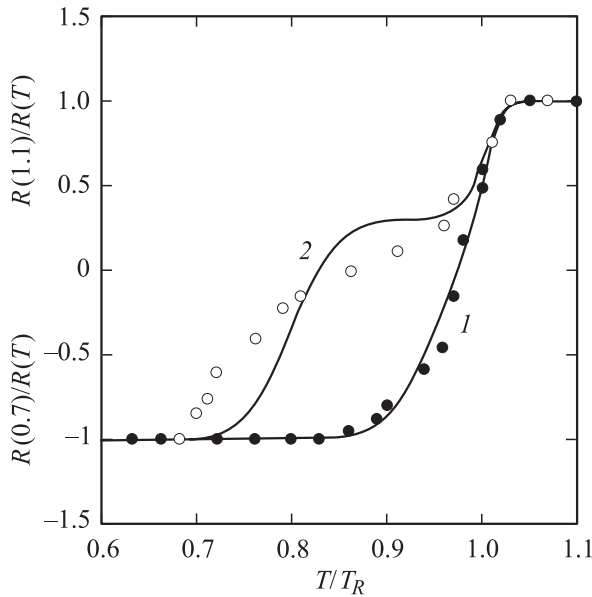


Рис. 6. Температурные зависимости нормированной кривизны ленты из никелида титана при круговом ЭПФ согласно выражению (11): 1 — нагрев, 2 — охлаждение. Экспериментальные точки — [1].

мартенситной релаксации напряжений). Кривые 1–3 приведены в координатах $\bar{W}(\theta, T) - (R(T)/R_0) \sin \theta$, где $\bar{W}(\theta, T) = (R(T)/R_0)W(\theta, T)$. Угол раскрытия кольца $2\theta(T) = 2l/R(T)$. Видно, что при температурах ниже $0.83T_R$ кривизна ленты изменяет знак и лента в результате мартенситного превращения сворачивается в полукольцо.

Рис. 6 демонстрирует результаты сравнения теории и эксперимента [1] по круговому эффекту памяти формы в ленте из никелида титана с содержанием атомов Ni 51 at.% (отжиг 1 h при 773 K). Экспериментальные точки показывают, как изменяется приведенная кривизна ленты $R_0/R(T)$ при повышении и понижении температуры. На рисунке кривизна ленты нормирована на ее предельные значения $R_0/R(1.1)$ при положительных значениях кривизны и $|R_0/R(0.7)|$ — при отрицательном знаке кривизны, где $R(1.1)$ и $R(0.7)$ — радиусы кривизны ленты при температурах соответственно $1.1T_R$ и $0.7T_R$. Согласно (11), предельные значения приведенной кривизны описываются формулами

$$\frac{R_0}{R(1.1)} = 1 - \frac{3R_0}{4h} |\varepsilon_0|,$$

$$\frac{R_0}{R(0.7)} = 1 - \frac{3R_0}{2h} \left(\frac{1}{2} |\varepsilon_0| + \bar{\varepsilon}_p(0.7) \right). \quad (17)$$

Принимая во внимание (7) и (9), получаем оценку $\bar{\varepsilon}_p(0.7) \approx (1/9)n_M m_M f \xi_M$. Из рис. 6 видно, что имеет место удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом.

Таким образом, сделанный в настоящей работе на основе теории РМП анализ двунаправленного и кругового эффектов памяти формы показывает, что для возникновения эффектов требуется создание в ленте (или пластинке) из никелида титана анизотропного распределения когерентных частиц Ti_3Ni_4 в необходимой концентрации и определенное соотношение между толщиной ленты и радиусом ее изгиба при высокотемпературном отжиге.

Список литературы

- [1] N. Nishida, T. Honma. Scripta metall. **18**, 11, 1293 (1984).
- [2] N. Nishida, T. Honma. Scripta metall. **18**, 11, 1299 (1984).
- [3] T. Honma. Shape Memory Alloy-86 / Ed. by Ch. Youyi, T.Y. Hsu, T. Ko. China Academic Publ., Guilin (1986). P. 83.
- [4] М.А. Хусаинов. Вестн. Новгородского гос. ун-та **10**, 34 (1998).
- [5] М.А. Хусаинов. ЖТФ **67**, 6, 118 (1997).
- [6] D.Y. Li, L.Q. Chen. Acta mater. **45**, 2, 471 (1997).
- [7] L. Bataillard, J.E. Bidaux, R. Gotthardt. Phil. Mag. **A78**, 2, 327 (1998).
- [8] Г.А. Малыгин. ФТТ **45**, 8 1491 (2003).
- [9] Г.А. Малыгин. ФТТ **36**, 5, 1489 (1994).
- [10] Г.А. Малыгин. УФН **171**, 2, 187 (2001).
- [11] P. Krulevitch, A.P. Lee, P.B. Ramsey, J.C. Trevino, J. Hamilton, A. Northrup. J. Microelectromechanical Systems **5**, 4, 270 (1996).
- [12] J.L. Seguin, M. Bendahan, A. Isalgue, V. Esteve-Cano, H. Carchano, V. Torra. Sensors and Actuators **74**, 1/3, 65 (1999).
- [13] R.X. Wang, Y. Zohar, M. Wong. J. Micromech. Microeng. **12**, 3, 323 (2002).
- [14] Г.А. Малыгин. ФТТ **43**, 7, 1286 (2001).
- [15] Г.А. Малыгин. ФТТ **44**, 11, 2075 (2002).
- [16] Дж. Эшелби. Континуальная теория дислокаций. Мир, М. (1963). 247 с.
- [17] Л.Е. Андреева. Упругие элементы приборов. Машиностроение, М. (1981). 344 с.