

Гетерогенное зарождение мартенсита на преципитатах и кинетика мартенситного превращения в кристаллах с эффектом памяти формы

© 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 27 декабря 2002 г.)

В рамках теории размытых мартенситных переходов теоретически обсуждается образование мартенсита в упругом поле напряжений около когерентного преципитата дискообразной формы. Найдено, что гетерогенное зарождение мартенсита на преципитатах повышает характеристическую температуру мартенситного перехода, которая линейно увеличивается с ростом объемной плотности преципитатов. Теоретические результаты количественно проиллюстрированы на примере $B2 \rightarrow R$ -перехода в кристаллах никелида титана.

Экспериментально установлено, что наличие в кристаллах с эффектом памяти формы частиц другой фазы влияет на параметры мартенситного превращения и на связанные с мартенситным превращением деформационные эффекты [1–4]. При электронно-микроскопическом исследовании кристаллов никелида титана эквивалентного состава обнаружено, что около когерентных выделений фазы Ti_3Ni_4 возникают зародыши мартенсита [4–7]. Их образование связывают с существованием упругих полей напряжений около когерентных выделений и релаксацией напряжений в результате локального мартенситного перехода. Мартенситной релаксацией внутренних напряжений около преципитатов объясняют возникновение в кристаллах $TiNi$ так называемого двунаправленного эффекта памяти формы [1,4].

В [8] с помощью теории размытых мартенситных переходов (РМП) [9,10] рассмотрено образование зародышей мартенситной фазы в упругих полях винтовых и краевых дислокаций и их плоских скоплений. Проанализировано также влияние двумерных решеток краевых дислокаций на кинетику и параметры мартенситного перехода в кристаллах с эффектом памяти формы.

В настоящей работе с помощью теории РМП теоретически обсуждается образование мартенситных зародышей около преципитатов дискообразной формы. Линзообразную (чечевицеобразную [4]) форму имеют, например, упомянутые выше выделения Ti_3Ni_4 . Они образуются при отжиге сплава $TiNi$ в интервале температур 500–900 К [1–4]. Для образования выделений необходимо, чтобы содержание атомов Ni в сплаве было не менее 50.5 at.%. Частицы Ti_3Ni_4 имеют ромбоэдрическую решетку и при возникновении в исходной объемно центрированной кубической решетке фазы $B2$ испытывают дилатацию в направлении, перпендикулярном плоскости диска [4]. Преципитаты сохраняют когерентную связь с матрицей, если их радиус не превышает 0.5 μm [2,5].

В разделе 1 настоящей работы проведен расчет упругих напряжений около преципитатов указанного выше вида. В разделе 2 с помощью теории РМП

рассматривается механизм гетерогенного зарождения мартенсита вблизи отдельного преципитата на примере $B2 \rightarrow R$ -перехода в никелиде титана. В разделе 3 обсуждается влияние объемной концентрации преципитатов на параметры мартенситного перехода.

1. Поле напряжений около преципитата дискообразной формы

Для расчета поля напряжений около преципитата дискообразной формы воспользуемся результатами анализа Эшелби поля упругих деформаций, создаваемых включением эллипсоидальной формы в матрице [11]. Дискообразную форму преципитата аппроксимируем сплюснутым эллипсоидом вращения радиусом r_0 и высотой $2h_0 < 2r_0$

$$\frac{r^2}{r_0^2} + \frac{z^2}{h_0^2} = 1. \quad (1)$$

Гармонический потенциал Φ для него, согласно [11], имеет вид

$$\Phi(r, z) = \pi r_0^2 h_0 \int_{\lambda}^{\infty} \frac{W(r, z, l)}{\Delta(r, z, l)} dl,$$

$$W = 1 - \frac{r^2}{r_0^2 + l} - \frac{z^2}{h_0^2 + l},$$

$$\Delta = (r_0^2 + l)(h_0^2 + l)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\lambda = \lambda(r, z)$ — наибольший корень уравнения $W(l) = 0$, l — переменная интегрирования.

Вводя безразмерные координаты $\bar{r} = r/r_0$, $\bar{z} = z/h_0$ и параметр $\beta = h_0/r_0$, получаем, интегрируя (2)

$$\Phi = \frac{\pi r_0 h_0}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \bar{\Phi}. \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}(\bar{r}, \bar{z}) &= \left(2 - \frac{\bar{r}^2 - 2\beta^2 \bar{z}^2}{1 - \beta^2}\right) \arcsin\left(\frac{1 - \beta^2}{\bar{\lambda} + 1}\right)^{1/2} \\ &+ \left(\frac{\bar{\lambda} + \beta^2}{1 - \beta^2}\right)^{1/2} \frac{\bar{r}^2}{\bar{\lambda} + 1} - \frac{2\beta^2 \bar{z}^2}{(1 - \beta^2)^{1/2} (\bar{\lambda} + \beta^2)^{1/2}}, \\ \bar{\lambda}(\bar{r}, \bar{z}) &= \frac{1}{2} [(\bar{r}^2 - 1) + \beta^2(\bar{z}^2 - 1)] + \left\{ \frac{1}{4} [(\bar{r}^2 - 1) \right. \\ &\left. + \beta^2(\bar{z}^2 - 1)]^2 + \beta^2[\bar{r}^2 + \bar{z}^2 - 1] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Потенциал (3) определяет поле смещений около включения, если известны значения его свободных деформаций. В нашем случае свободная деформация (дилатация) преципитата равна относительной разности расстояний между плоскостями (111) в матрице $B2$ и включении Ti_3Ni_4 $\delta_{(111)} = (d_{B2} - d_R)/d_{B2} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ [4]. Принимая во внимание то, что указанная дилатация имеет чисто осевое направление $\delta_{(111)} = \delta_z$, получаем для радиального u_r и осевого u_z перемещений, согласно [11], выражения

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{\delta_z h_0}{8(1 - \nu)(1 - \beta^2)^{1/2}} \left(\frac{1}{1 - \beta^2} \frac{\partial H}{\partial \bar{z}} - 2\nu \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{r}} \right), \\ u_z &= \frac{\delta_z h_0}{8(1 - \nu)(1 - \beta^2)^{1/2}} \\ &\times \left(-\frac{\beta}{1 - \beta^2} \frac{\partial H}{\partial \bar{r}} - 2 \frac{1 - \nu}{\beta} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{z}} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $H(\bar{r}, \bar{z}) = \bar{z}(\partial \bar{\Phi} / \partial \bar{r}) - \bar{r}(\partial \bar{\Phi} / \partial \bar{z})$, ν — коэффициент Пуассона. Дилатации δ_x и δ_y , параллельные плоскости диска, вдвое меньше δ_z [12]. Вследствие геометрической формы преципитата они не вносят существенного вклада в смещения (5), поэтому ими можно пренебречь.

Отличные от нуля компоненты упругих деформаций в цилиндрической системе координат (r, θ, z) [13], согласно (5), равны

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \beta \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}}, \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r} = \beta \frac{\bar{u}_r}{\bar{r}}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}},$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{z}} + \beta \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right). \quad (6)$$

Здесь $\bar{u}_r = u_r/h_0$ и $\bar{u}_z = u_z/h_0$ — безразмерные перемещения. Предполагая упругую изотропность матрицы, для нормальных и сдвиговой компонент поля напряжений, индуцированных преципитатом, получаем

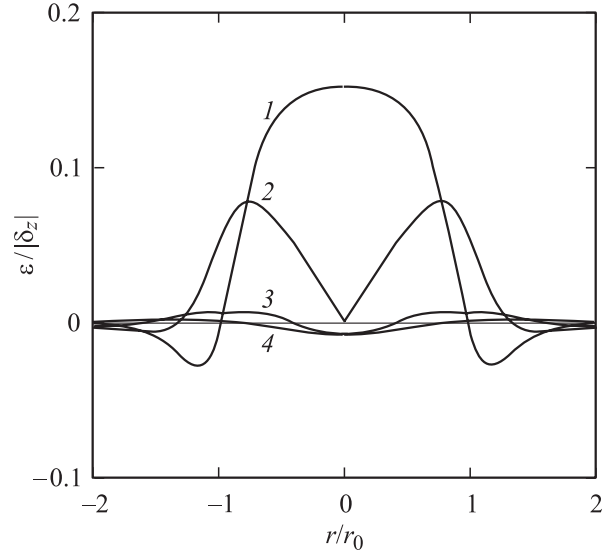


Рис. 1. Зависимость компонент упругих деформаций от радиуса на расстоянии $z = 2h_0$ от преципитата. 1 — ε_{zz} , 2 — ε_{rr} , 3 — $\varepsilon_{\theta\theta}$, 4 — ε_{rz} .

выражения

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{E}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} [(1 - \nu)\varepsilon_{rr} + \nu(\varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{zz})], \\ \sigma_\theta &= \frac{E}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} [(1 - \nu)\varepsilon_{\theta\theta} + \nu(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz})], \\ \sigma_z &= \frac{E}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} [(1 - \nu)\varepsilon_{zz} + \nu(\varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{rr})], \\ \sigma_{rz} &= \frac{E}{1 + \nu} \varepsilon_{rz}, \end{aligned} \quad (7)$$

где E — модуль Юнга.

Смещения (5) и соответствующие им деформации (6) могут быть найдены дифференцированием потенциала (3) по координатам r и z . Ввиду громоздкости получающихся формул мы их не приводим. На рис. 1 в качестве иллюстрации показаны результаты численного расчета деформаций (6) на расстоянии $z = 2h_0$ от преципитата при величине параметра $h_0/r_0 = \beta = 0.2$, $\nu = 0.3$ и $\delta_z = -|\delta_z|$. Как и следовало ожидать, преобладает деформация растяжения в осевом направлении ε_{zz} . Из выражений (6) видно, что другие компоненты поля деформаций оказываются относительно ε_{zz} тем меньше, чем меньше величина параметра β , т.е. чем больше сплюснутость линзообразного включения.

Компоненты поля напряжений (7), соответствующие указанным деформациям, приведены на рис. 2. Видно, что над (и под) центральной частью преципитата доминируют осевые σ_z (кривая 1), а вблизи его краев — сдвиговые σ_{rz} (кривая 2) напряжения. Рис. 3 демонстрирует характер распределения этих напряжений около включения в плоскости rz . Из расчета следует, что при $E = 40$ ГПа и $|\delta_z| = 3 \cdot 10^{-2}$ напряжения вблизи

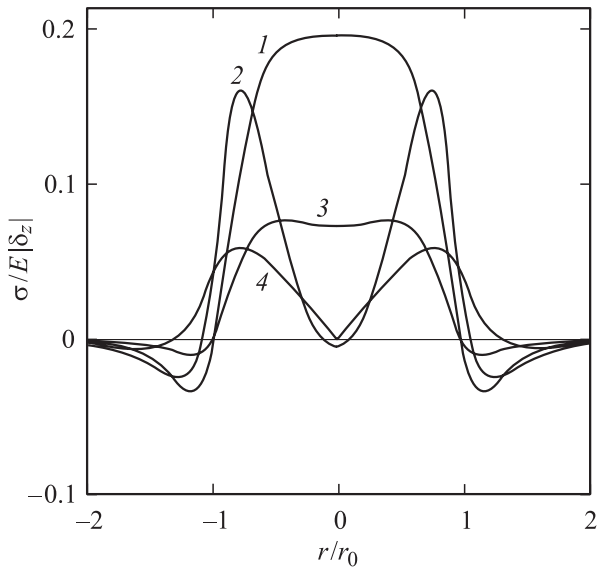


Рис. 2. Зависимость компонент упругих напряжений от радиуса на расстоянии $z = 2h_0$ от преципитата. 1 — σ_z , 2 — σ_r , 3 — σ_{rz} , 4 — σ_θ .

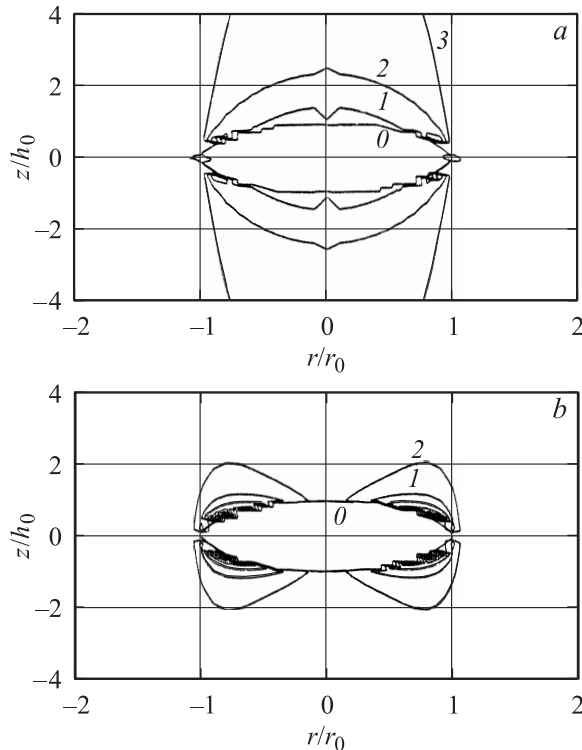


Рис. 3. Линии равных осевых σ_z (a) и сдвиговых σ_{rz} (b) напряжений около преципитата. σ_z : 1 — 0.18, 2 — 0.18, 3 — $0.04E|\delta_z|$; σ_{rz} : 1 — 0.13, 2 — $0.06E|\delta_z|$. θ — граница преципитата.

когерентных частиц Ti_3Ni_4 могут достигать величины порядка 150–200 МПа.

В заключение раздела заметим, что внутри преципитата поле деформаций и напряжений может быть

также найдено с помощью потенциала (2). Для этого надо положить в (2) и (3) корень $\lambda = 0$ [11]. Соответствующие вычисления с помощью соотношений (5)–(7) показывают, что внутри преципитата упругие напряжения и деформации постоянны и сильно зависят от параметра $\beta = h_0/r_0$. Поскольку для цели настоящей работы напряжения внутри преципитата не представляют интереса, в дальнейшем будем считать их равными нулю.

2. Образование мартенсита около когерентного включения

Согласно теории РМП, относительная объемная доля одновариантного мартенсита φ_M в материале при температуре T и напряжении σ определяется выражением [9,10]

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

$$\Delta U = \omega \Delta u, \quad \Delta u = q \frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - m_{ijkl} \xi_{ik} \sigma_{jl}. \quad (8)$$

Здесь ΔU — изменение внутренней энергии кристалла при переходе его элементарного объема ω из аустенитного в мартенситное состояние, Δu — изменение внутренней энергии единицы объема материала при таком переходе, q — теплота перехода, T_{c0} — критическая (характеристическая) температура перехода в отсутствие напряжения σ_{jl} , ξ_{ik} — деформации решетки при ее структурной перестройке, m_{ijkl} — ориентационный фактор при согласовании систем координат напряжений σ_{jl} и деформаций решетки. Как видно из (8), 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 мартенсита в кристалле равно количеству в нем аустенита, определяет характеристическую температуру перехода

$$T_c = T_{c0} + T_{c0} \frac{m_{ijkl} \xi_{ik} \sigma_{jl}}{q}. \quad (9)$$

Согласно (9), приложение к кристаллу внешних напряжений будет вызывать изменение критической температуры превращения. Очевидно, что наличие в кристалле преципитатов с дальнедействующими упругими полями также должно влиять на характеристическую температуру перехода.

В рассмотренном выше случае частиц Ti_3Ni_4 и $B2 \rightarrow R$ -перехода с учетом ориентационных соотношений между решетками $B2$ -фазы и R -мартенсита имеем $m_{ijkl} \xi_{ik} \sigma_{jl} \approx \xi_z \sigma_z$. Остальными составляющими энергии мартенситной релаксации поля напряжений преципитата можно пренебречь ввиду малой величины этих компонент по сравнению с σ_z (рис. 2). Подставляя в (8) энергию релаксации, получаем распределение объемной

доли мартенсита около преципитата в зависимости от температуры и координат

$$\varphi_M(r, z, T) = \left[1 + \exp \left(B \left(\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \frac{\xi_z \sigma_z(r, z)}{q} \right) \right) \right]^{-1}. \quad (10)$$

Здесь $B = \omega q / kT \approx \omega q / kT_{c0}$ — параметр, определяющий размытие перехода по температуре $\Delta T_M = 4T_{c0}/B$ [9,10]. Так, например, в случае $B2 \rightarrow R$ -перехода находим, что при $\Delta T_R \approx 20$ К и $T_{c0} \approx 300$ К [1] $B = 60$. Далее, полагая $q_R = 30 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$ [14], получаем оценку элементарного объема при R -мартенситном превращении $\omega \approx 5 \text{ nm}^3$. Необходимо заметить, что $B2 \rightarrow R$ -переход начинается как фазовый переход второго рода, но при дальнейшем снижении температуры он становится размытым фазовым переходом первого рода с величиной гистерезиса порядка 5–10 К [1,14]. Хотя теория РМП способна описывать промежуточный вариант между переходами первого и второго рода [15], далее при расчетах будем рассматривать образование R -мартенсита как чистый переход первого рода.

Для количественного расчета распределения мартенсита в упругом поле когерентного преципитата удобно записать выражение (10) в безразмерной форме

$$\varphi_M(\bar{r}, \bar{z}, t) = \left[1 + \exp \left(B(t - 1 - a|S_z(\bar{r}, \bar{z})|) \right) \right]^{-1},$$

$$S_z(\bar{r}, \bar{z}) = \frac{1}{(1-2\nu)(1+\nu)} \left[\frac{1-\nu}{|\delta_z|} \varepsilon_{zz}(\bar{r}, \bar{z}) + \frac{\nu}{|\delta_z|} [\varepsilon_{rr}(\bar{r}, \bar{z}) + \varepsilon_{\theta\theta}(\bar{r}, \bar{z})] \right],$$

$$S_z = \frac{\sigma_z}{E|\delta_z|}, \quad a = |\xi_z| |\delta_z| \left(\frac{E}{q} \right), \quad t = T/T_{c0}. \quad (11)$$

На рис. 4, *a* приведены результаты расчета согласно (11) радиального распределения R -мартенсита ($\xi_z = 1 \cdot 10^{-2}$, $a_R = 0.4$) на расстоянии $z = 2h_0$ от преципитата при двух температурах $T > T_{c0}$. Видно, что концентрация мартенсита около преципитата при обеих температурах существенно выше, чем вдали от него. На рис. 4, *b* показан характер распределения R -мартенсита вблизи преципитата в плоскости rz при температуре $1.05T_{c0}$. Рис. 5 демонстрирует, как по мере снижения температуры увеличивается содержание мартенсита в отдельной точке кристалла в отсутствие (кривая 1) и при наличии (кривая 2) когерентного преципитата.

Как показывают электронно-микроскопические исследования [4–6], одновариантный R -мартенсит около частиц Ti_3Ni_4 имеет форму пластинок толщиной от одного до нескольких десятков нанометров и длиной 10–200 nm. Теория РМП не описывает морфологию

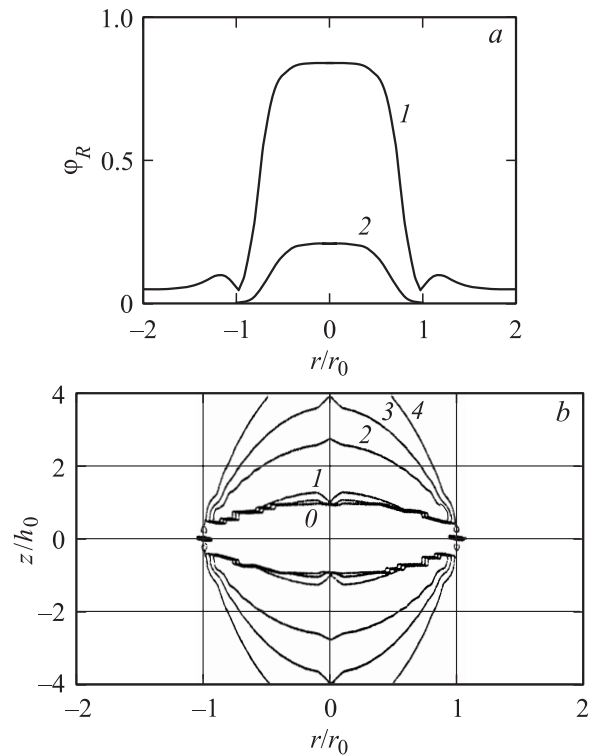


Рис. 4. *a*) Зависимость объемной плотности R -мартенсита от радиуса на расстоянии $z = 2h_0$ от преципитата при температурах $1.05T_{c0}$ (1) и $1.1T_{c0}$ (2). *b*) Линии равных значений φ_R в сечениях rz около преципитата при температуре $1.05T_{c0}$. $\varphi_R = 0.76$ (1,2), 0.52 (3) и 0.29 (4).

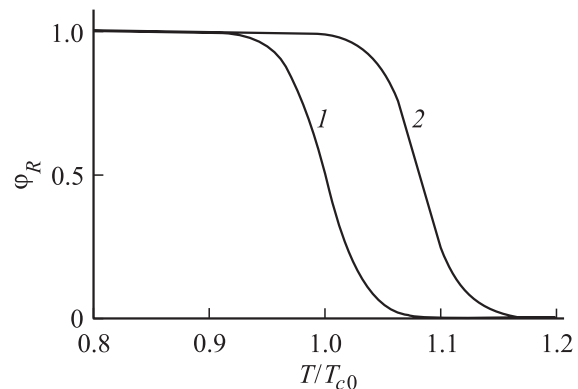


Рис. 5. Температурная зависимость объемной плотности R -мартенсита в точке $r = 0$, $z = 2h_0$ в отсутствие (1) и при наличии (2) когерентного преципитата.

мартенсита, а позволяет лишь определить его количество в данной точке кристалла. В случае пластинчатого мартенсита $\varphi_M = \Lambda_M/\Lambda$, где Λ_M — толщина мартенситных пластинок, Λ — расстояние между ними. На начальной стадии R -перехода, когда он развивается как фазовый переход второго рода, около преципитатов вместо пластинок мартенсита формируются зародыши ромбоэдрических кристаллов [5].

3. Влияние объемной плотности преципитатов на параметры мартенситного перехода

Результаты электронно-микроскопического исследования [6] показывают, что пластинчатый R -мартенсит образуется не только вблизи частиц Ti_3Ni_4 , но и между ними, что свидетельствует о наложении полей напряжений от отдельных преципитатов в указанных местах. Величина суммарных напряжений в кристалле зависит от плотности и взаимной ориентации преципитатов.

В кристаллах $TiNi$, отожженных в отсутствие внешнего приложенного напряжения, имеется четыре энергетически равноправных, но по-разному ориентированных варианта частиц Ti_3Ni_4 в соответствии с числом у них габитусных плоскостей типа (111) [12]. Ввиду анизотропного характера распределения напряжений около рассматриваемых частиц суммарные напряжения в матрице будут максимальны, если в дисперсной структуре преобладает один вариант частиц. Такая ситуация имеет место, если отжиг сплава $TiNi$ производится в условиях действия на кристалл одноосного напряжения того или иного знака [4,12]. Анизотропный характер распределения ориентаций частиц Ti_3Ni_4 определяет в сплавах $TiNi$ двунаправленный эффект памяти формы [1,4]. Этот вариант распределения частиц мы количественно и проанализируем.

Пусть в результате отжига кристалла $TiNi$ в условиях приложенного к нему одноосного напряжения дисперсные частицы ориентированы в одном направлении, образуя некоторую пространственную структуру. Для простоты можно считать, что эта структура имеет регулярный характер. Например, она близка к тетрагональной структуре с пространственными параметрами $l_x = l_y$, $l_z < l_x$. Частицы Ti_3Ni_4 находятся в узлах тетрагональной решетки, так что объемная плотность частиц равна $f = V_0/V$, где $V_0 = (4/3)\pi r_0^2 h_0$ — объем преципитата указанного выше вида, $V = l_x l_y l_z$ — объем элементарной ячейки тетрагональной структуры. Преципитаты ориентированы своими z -осями в направлении Z -оси указанной структуры.

Поле внутренних напряжений, создаваемое такой регулярной структурой, может быть записано в виде тройной суммы по узлам пространственных ячеек. Принимая во внимание обозначения (11) и учитывая, что $\bar{r}(\bar{x}, \bar{y}) = (\bar{x}^2 + \bar{y}^2)^{1/2}$ получаем

$$S(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = \sum_0^N \sum_0^N \sum_0^N S_z(\bar{x} + m\bar{l}_x, \bar{y} + n\bar{l}_y, \bar{z} + k\bar{l}_z), \quad (12)$$

где $S = \sigma/E|\delta_z|$, σ — суммарное напряжение от преципитатов, расположенных в узлах ячеек, $\bar{l}_x = l_x/r_0$, $\bar{l}_y = l_y/r_0$ и $\bar{l}_z = l_z/r_0$ — безразмерные параметры тетрагональной структуры.

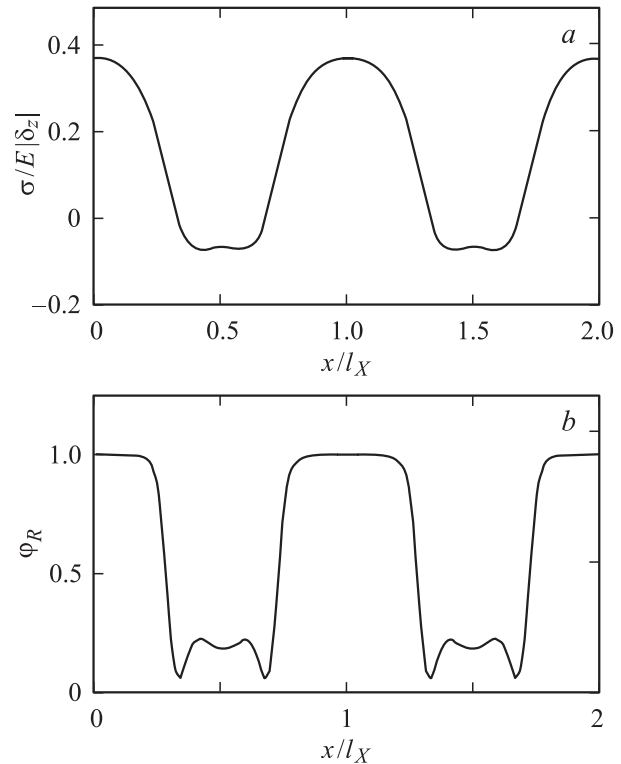


Рис. 6. Внутренние напряжения в кристалле с объемной плотностью преципитатов 9% (а) и соответствующее распределение в кристалле объемной плотности R -мартенсита при температуре $1.05T_{c0}$ (б).

На рис. 6,а показано распределение согласно (12) внутренних напряжений в дисперсной структуре с параметрами $l_x = l_y = 3r_0$, $l_z = r_0$. Им соответствует объемная плотность преципитатов $f = 4\pi h_0/27r_0 \approx 9 \cdot 10^{-2}$. Кривая на рисунке демонстрирует зависимость безразмерного напряжения $S(x, y, z)$ от координаты x в пределах двух ячеек тетрагональной структуры на расстоянии $y = 0$, $z = 2h_0$ от преципитатов. Видно, что в результате сложения напряжений от соседних преципитатов напряжение между ними становится приблизительно вдвое больше, чем напряжения от отдельного преципитата (кривая 1 на рис. 2). Соответственно росту напряжений увеличивается в местах концентрации напряжений и количество мартенсита. На рис. 6, б приведена зависимость от координаты x объемной плотности R -мартенсита при температуре $1.05T_{c0}$ согласно выражению

$$\varphi_R(x, y, z, t) = \left[1 + \exp\left(B(t - 1 - a|S(x, y, z)|)\right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Видно, что в местах наложения напряжений от соседних преципитатов кристалл переходит при указанной температуре полностью в мартенситное состояние, в то время как вблизи одиночного преципитата часть кристалла при этой температуре находится еще в аустенитном состоянии (кривая 1 на рис. 4, а).

Чтобы установить, как объемная плотность преципитатов f влияет на параметры мартенситного перехода, необходимо произвести усреднение поля внутренних напряжений (12) при разных значениях f . Для этого достаточно произвести усреднение поля в пределах одной тетрагональной ячейки. Можно проделать такую же операцию усреднения для объемной плотности мартенсита (13). Оба способа требуют слишком больших временных ресурсов при компьютерных вычислениях. Поэтому для оценки среднего поля напряжений воспользуемся результатами Эшелби [11,12], согласно которым усредненная величина поля внутренних деформаций в кристалле пропорциональна объемной плотности в нем центров дилатации или сдвига. Это означает, что в нашем случае $\langle \varepsilon_z \rangle = \delta_z f$, и, следовательно, согласно (9) и (11), характеристическая температура мартенситного перехода должна линейно зависеть от объемной плотности преципитатов

$$T_c(f) = T_{c0}(1 + \alpha f), \quad \alpha = \frac{|\xi_z| |\delta_z|}{1 - 2\nu} \left(\frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right) \left(\frac{E}{q} \right). \quad (14)$$

Для приведенных выше параметров $B2 \rightarrow R$ -перехода получаем оценку $\alpha \approx 0.5$. В приближении среднего поля внутренних напряжений объемная плотность мартенсита в кристалле с объемной плотностью преципитатов f должна изменяться с температурой в соответствии с выражением

$$\varphi_M(T, f) = \left[1 + \exp \left(B \frac{T - T_c(f)}{T_{c0}} \right) \right]^{-1}. \quad (15)$$

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что теория РМП позволяет количественно проанализировать механизм гетерогенного зарождения мартенсита около отдельного преципитата и установить влияние объемной плотности преципитатов на параметры мартенситного перехода. Результаты работы предполагается в дальнейшем использовать для создания количественной теории двунаправленного эффекта памяти формы.

Список литературы

- [1] N. Nishida, T. Honma. Scripta Metall. **18**, 11, 1293 (1984).
- [2] J. Zhang, W. Cai, X. Ren, K. Otsuka, M. Asai. Met. Trans. JIM **40**, 12, 1367 (1999).
- [3] J.Kh. Allafi, X. Ren, G. Eggeler. Acta Mater. **50**, 4, 793 (2002).
- [4] T. Honma. Shape Memory Alloy-86 / Ed. Ch. Youyi, T.Y. Hsu, T. Ko. Chima Academic Publ., Guilin. (1986). P. 83.
- [5] V.I. Zeldovich, G.A. Sobyagina, V.G. Pushin. Scripta Mater. **37**, 1, 79 (1997).
- [6] В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова, Г.А. Сбитнева. Сплавы с эффектом памяти формы и другие перспективные материалы. СПб. (2001). Ч. 1. С. 63.
- [7] В.Г. Пушин, В.В. Кондратьев, В.Н. Хачин. Предпереходные явления и мартенситные превращения. Екатеринбург (1998). 124 с.
- [8] Г.А. Малыгин. ФТТ **45**, 2, 327 (2003).
- [9] Г.А. Малыгин. ФТТ **36**, 5, 1489 (1994).
- [10] Г.А. Малыгин. УФН **171**, 2, 187 (2001).
- [11] Дж. Эшелби. Континуальная теория дислокаций. Мир, М. (1963). 247 с.
- [12] D.Y. Li, L.Q. Chen. Acta Mater. **45**, 2, 471 (1997).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Физматлит, М. (2001). 259 с.
- [14] R.X. Wang, Y. Zohar, M. Wong. J. Micromech. Microeng. **11**, 6, 686 (2001).
- [15] Г.А. Малыгин. ФТТ **43**, 10, 1911 (2001).