

УДК 539.4.015

© 1993

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТОВ СВЕРХУПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ПАМЯТИ ФОРМЫ ПРИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Г. А. Малыгин

Сформулировано феноменологическое уравнение, описывающее кинетику термоупругого мартенситного превращения. В качестве меры превращения взят относительный объем кристалла, занятый мартенситной фазой. Кинетика отражает автокаталитический характер процесса образования мартенсита на начальной стадии фазового перехода и затухание скорости превращения по мере уменьшения количества аустенита в кристалле. При решении уравнения учтены зависимость характеристической температуры перехода от приложенного к кристаллу напряжения, а также наличие в кристалле сил трения, препятствующих перемещению по нему дислокаций превращения. С помощью найденного решения количественно проанализированы кривые сверхупругой деформации кристалла, связанные с мартенситным переходом. В качестве еще одного приложения кинетической модели рассмотрены различные случаи проявления эффекта памяти формы при прямом и обратном мартенситных превращениях.

Явление обратимой сверхупругой деформации и эффект памяти формы наблюдаются во многих металлических сплавах при протекании в них термоупругого мартенситного превращения [1-5]. Эти явления можно рассматривать как особый случай пластической деформации, осуществляемых перемещением по кристаллу специального типа дислокаций — дислокаций превращения [6-10]. Движение таких дислокаций в кристалле вызывает переход его локальных объемов из одного фазового состояния в другое. В настоящее время нет последовательно микроскопической (дислокационной) теории бездиффузионных мартенситных превращений, способной описать их кинетику. Имеются лишь отдельные дислокационные модели образования зародышей мартенситной фазы [7, 10] и дислокационное описание упругих мартенситных прослоек [9].

Структурные исследования показывают, что термоупругое мартенситное превращение осуществляется путем образования в кристалле новой фазы в виде тонких пластин мартенсита [2, 3, 6]. По мере снижения температуры количество и размеры пластин увеличиваются, в результате чего они заполняют весь кристалл, переводя его из аустенитного в мартенситное состояние. На более макроскопическом, чем дислокационный, уровне описание кинетики этого превращения может быть сделано подобно тому, как это делается в случае обычных диффузионных превращений [11]. Для этого необходимо иметь количественную меру превращения. В качестве таковой можно взять объем кристалла, испытывавшего мартенситное превращение.

Эта идея была положена в основу количественного описания эффектов сверхупругой деформации и памяти формы в [12]. Однако сформулированное в [12] кинетическое уравнение для объема мартенситной фазы имеет аналитически сложный и несколько формальный характер. Оно скорее моделирует явление, чем выражает его физическую сущность.

В настоящей работе кинетика мартенситного перехода сформулирована с последовательно физических позиций (раздел 1). Она имеет достаточно простой вид, что позволяет найти решение кинетического уравнения в замкнутой форме и с его помощью проанализировать эффекты сверхупругой деформации (раздел 2) и памяти формы (раздел 3), обусловленные мартенситным превращением. Количественный анализ этих эффектов с кинетических позиций и является целью настоящей работы.

1. Кинетика мартенситного превращения

При квазигомогенном распределении мартенсита в кристалле в виде некоторого достаточно большого числа N мартенситных пластин со средним объемом каждой из них Ω объем кристалла, занятый мартенситной фазой, равен $V_M = N\Omega$. При снижении температуры T количество мартенсита в кристалле увеличивается как за счет роста числа пластин, так и за счет увеличения их объема (удлинения и расширения пластин)

$$-\frac{dV_M}{dT} = \Omega \frac{dN}{dT} + N \frac{d\Omega}{dT}. \quad (1)$$

Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока в кристалле имеется свободный аустенит, объем которого $V_A = V - V_M$ уменьшается по мере роста количества мартенситной фазы; V — полный объем кристалла.

Принимая во внимание это обстоятельство, а также отмеченный в [8] автокаталитический характер процесса образования мартенсита, кинетическое уравнение для объема кристалла, занятого мартенситом, можно записать в виде

$$-\frac{dV_M}{dT} = B'(T) V_M (V - V_M), \quad (2)$$

где $B'(T)$ — коэффициент, определяющий скорость автокаталитической реакции. Вводя вместо V_M объемную долю мартенсита в кристалле $\Phi_M = V_M/V$, получаем уравнение

$$-\frac{d\Phi_M}{dT} = B(T) \Phi_M (1 - \Phi_M), \quad (3)$$

где $B(T) = B'(T)V$. Поскольку доля объема кристалла, занятая аустенитом, $\Phi_A = 1 - \Phi_M$, то уравнение для нее имеет соответственно вид

$$\frac{d\Phi_A}{dT} = B(T) \Phi_A (1 - \Phi_A). \quad (4)$$

Интегрируя (3), получаем кривую фазового равновесия, определяющую количество мартенсита в кристалле как функцию температуры

$$\Phi_M(T) = [1 + e^{\psi(T) - \psi(T_0)}]^{-1},$$

$$\psi(T) = \int B(T) dT. \quad (5)$$

Здесь $\psi(T_0)$ — постоянная интегрирования, T_0 — характеристическая температура превращения. В качестве ее можно взять температуру, соответствующую моменту, когда половина объема кристалла испытала превращение $\Phi_M(T_0) = 0.5$. Поскольку

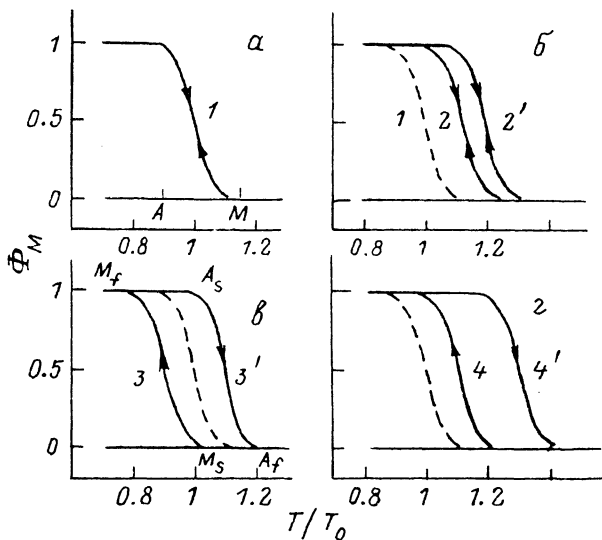


Рис. 1. Кинетика мартенситного превращения, согласно (9), при $4T_0 / \Delta T_M = 40$, $m = 0.5$ и напряжениях σ / σ_M и σ_f / σ_M соответственно. 0, 0 (а), 0, 4, 0 (б), 0, 0, 0, 2 (в), 0, 4, 0, 2 (г).

собственная ширина фазового перехода ΔT_M существенно меньше температуры T_0 , то температурной зависимостью скорости реакции B можно пренебречь и считать, что $B(T) \approx B(T_0) = B_0$. В таком случае из (5) получаем

$$\Phi_M(T) = [1 + e^{B_0(T-T_0)}]^{-1}. \quad (6a)$$

На рис. 1, а показан характер температурной зависимости Φ_M согласно (6a). Постоянная B_0 определяет величину наклона фазовой кривой при $T = T_0$. Если вместо B_0 ввести эффективную ширину перехода $\Delta T_M = -(d\Phi_M/dT)T_0 = 4B_0^{-1}$, то уравнение (6a) можно записать в виде

$$\Phi_M(T) = [1 + e^{4(T-T_0)/\Delta T_M}]^{-1}. \quad (6б)$$

Буквами $M \equiv T^M$ и $A \equiv T^A$ на рис. 1, а обозначены температуры начала соответственно мартенситного и аустенитного превращений.

Согласно модели, их точные значения зависят от чувствительности определения малых концентраций фаз. Полагая $\Phi_M = \Phi_A = 10^{-2}$, получаем, согласно (6б),

$$M = T_0 + 1.15\Delta T_M, \quad A = T_0 - 1.15\Delta T_M. \quad (7)$$

Кривые фазового равновесия (5), (6) описывают прямой и обратный мартенситный переходы в отсутствие внешнего силового воздействия на кристалл, а также сил трения, препятствующих перемещению по нему дислокаций превращения. Приложение к кристаллу напряжения σ вызывает сдвиг равновесной температуры перехода T_0 в соответствии с соотношением [1]

$$\frac{T_0(\sigma) - T_0}{T_0} = \frac{m\delta_0\sigma^*}{\Delta H}, \quad (8)$$

где ΔH — теплота превращения; δ_0 — деформация решетки, связанная с ее перестройкой в мартенситное состояние; $\sigma^* = \sigma \mp \sigma_f$; σ_f — напряжение трения, препятствующее как прямому, так и обратному фазовому переходу; m — ориентационный фактор. В случае одноосного растяжения $m = (1/2) \sin 2\lambda \cos \varphi$, где λ — угол между осью растяжения и нормалью к плоскости габитуса мартенсита, φ — угол между направлением кристаллографического сдвига δ_0 и направлением максимальных касательных напряжений в указанной плоскости [3, 4].

Подставляя $T_0(\sigma^*)$ из (8) в (6б) и вводя обозначение $\sigma_M = \Delta H/\delta_0$, получаем выражение, описывающее кинетику превращения в условиях действия на кристалл внешних напряжений и наличия в нем сил трения для движения дислокаций превращения

$$\Phi_M(\sigma, T) = \left[1 + \frac{4T_0}{e^{\Delta T_M}} \left(\frac{T - T_0}{T_0} - m \frac{\sigma \mp \sigma_f}{\sigma_M} \right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

Слагаемое $(T - T_0)/T_0$ в круглой скобке в (9) имеет смысл термодинамической (химической) силы, действующей на дислокации превращения при фазовом переходе. В отсутствие сил трения ($\sigma_f = 0$) приложенное к кристаллу напряжение σ вызывает смещение кривой перехода в область повышенных температур. Это смещение тем сильнее, чем больше ориентационный фактор m . В качестве примера на рис. 1, б приведены кривые фазового равновесия при двух значениях m — соответственно 0.3 (кривая 2) и 0.5 (кривая 2'). Из этого рисунка видно, что, например, при $T = 1.2T_0$ вариант мартенсита с ориентационным фактором 0.3 практически отсутствует, в то время как мартенсит с более благоприятным фактором 0.5 занимает половину объема кристалла. Экспоненциальный характер зависимости объемной доли того или иного варианта мартенсита от ориентационного фактора объясняет эффект исчезновения неблагоприятно ориентированных прослоек мартенсита при приложении к кристаллу внешней нагрузки [1, 4].

Учет в (9) сил трения приводит к температурному гистерезису перехода. На рис. 1, в, г приведены кривые фазового равновесия при прямом и обратном мартенситном превращении соответственно в отсутствие и в присутствии приложенных к кристаллу напряжений. В отсутствие напряжений характерные температуры, соответствующие началу (M_s, A_s) и концу (M_f, A_f) мартенситного и аустенитного превращений, с учетом чувствительности определения малых концентраций фаз равны

$$\begin{aligned} M_{s,f} &= T_0 \pm 1.15\Delta T_M - mT_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_M}, \\ A_{s,f} &= T_0 \mp 1.15\Delta T_M + mT_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_M}, \\ A_f - M_s &= A_s - M_f = 2mT_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_M}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $A_f - M_s$ — ширина гистерезиса по температуре. Приложенное к кристаллу напряжение приводит к сдвигу указанных температур в сторону их повышения (рис. 1, з)

$$M_{s,f}^a = M_{s,f} + mT_0 \frac{\sigma}{\sigma_M},$$

$$A_{s,l}^{\sigma} = A_{s,l} + mT_0 \frac{\sigma}{\sigma_M}. \quad (11)$$

Линейный характер зависимостей этих температур от напряжения σ хорошо подтверждается опытом. Так, например, в случае сплава Cu—Zn [13] по наклону прямых $M_s^{\sigma} - \sigma$ можно найти при $m = 0.5$ и $T_0 = 153$ К, что для этого сплава напряжение $\sigma_M = \Delta H / \delta_0 = 23$ МПа.

Помимо кристаллографического сдвига перестройка решетки в мартенситную структуру может сопровождаться небольшой ее дилатацией δ_1 [4]. По этой причине приложение к кристаллу гидростатического давления P должно влиять на кривую фазового равновесия (9), поскольку в правой части соотношения (8) в этом случае появляется дополнительное слагаемое $\delta_1 P$ (со знаком минус). Действительно, экспериментальные данные по влиянию гидростатического давления на мартенситное превращение свидетельствуют о том, что с ростом давления температура перехода сдвигается в область низких температур, а количество мартенсита в кристалле при данной температуре уменьшается [14].

2. Сверхупругость

В отсутствие внешнего напряжения образование мартенсита не сопровождается изменением формы или размеров кристалла, поскольку действие термодинамических сил, обуславливающих превращение, имеет изотропный характер и вызывает образование самоаккомодированных прослоек мартенситной фазы [3, 6, 9]. Как отмечено в [4], в случае кристаллов Cu—Zn для полной аккомодации прослойка должна содержать четыре варианта мартенсита, а всего в кристалле может быть 24 неэквивалентных друг другу варианта, различающихся величиной и знаком ориентационного фактора m .

Приложение к кристаллу напряжения приводит к вырождению неблагоприятно ориентированных вариантов и снятию силовой изотропности превращения, что должно сопровождаться изменением размеров и формы кристалла при воздействии на него внешнего напряжения. Действительно, вклад каждого из вариантов в полную деформацию кристалла ε зависит от величины и знака ориентационного фактора m_k и объемной доли этого варианта в кристалле $\Phi_m(m_k)$

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^{N_0} \varepsilon_k, \quad \varepsilon_k = m_k \delta_{0k} \Phi_M(m_k), \quad (12a)$$

где N_0 — полное число различных вариантов мартенсита. Пусть, например, имеются два самоаккомодированных варианта с ориентационными факторами m_1 и $-m_1$. В таком случае, согласно (9), (12a), получаем

$$\varepsilon = m_1 \delta_0 \left[\left(1 + A_0 e^{-m_1 \frac{4T_0 \sigma^*}{\Delta T_M \sigma_M}} \right)^{-1} - \left(1 + A_0 e^{m_1 \frac{4T_0 \sigma^*}{\Delta T_M \sigma_M}} \right)^{-1} \right], \quad (12b)$$

где

$$A_0 = \exp [4(T - T_0) / \Delta T_M], \quad \sigma^* = \sigma \mp \sigma_f.$$

Из (12b) следует, что при нулевом эффективном напряжении σ^* деформация кристалла отсутствует. Но она становится отличной от нуля при приложении напряжения вследствие уменьшения количества неблагоприятно ориентированного по отношению к напряжению варианта мартенсита.

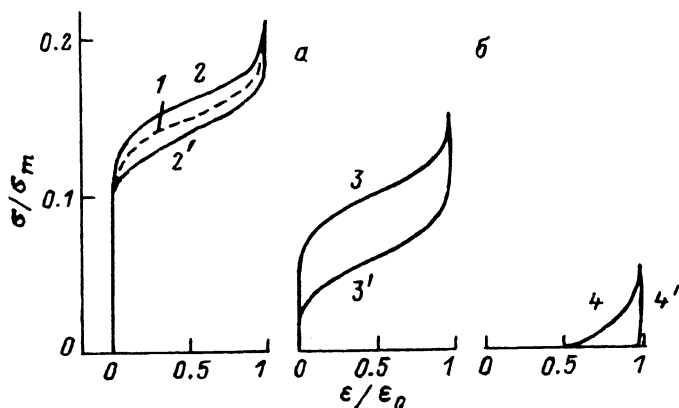


Рис. 2. Кривые сверхупругой деформации, согласно (13), при различных температурах деформирования.

Из-за сильной зависимости Φ_M от m основной вклад в деформацию ϵ должен вносить мартенсит с максимальным значением $m = m_0$, так что в (12а) можно полагать $\epsilon \approx \epsilon_0 \Phi_M(m_0)$, где $\epsilon_0 = m_0 \delta_0$. Учитывая это обстоятельство и подставляя в (9) $\Phi_M = \epsilon/\epsilon_0$, получаем зависимость приложенного к кристаллу напряжения σ от величины деформации ϵ , т. е. кривую сверхупругой (псевдоупругой) деформации кристалла при квазигомогенном распределении в нем мартенситной фазы

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = \pm \frac{\sigma_f}{\sigma_m} + \frac{T - T_0}{T_0} + \frac{\Delta T_M}{4T_0} \ln \frac{\epsilon/\epsilon_0}{1 - \epsilon/\epsilon_0}, \quad (13)$$

где

$$\sigma_m = \sigma_M/m_0.$$

На рис. 2, а показан вид этой кривой при нагружении (кривая 2) и разгрузке (2') кристалла. Пунктир иллюстрирует зависимость $\sigma(\epsilon)$ в отсутствие гистерезиса превращения ($\sigma_f = 0$). Кривые 2 и 2' демонстрируют эффект обратимой псевдоупругой деформации при температуре $T/T_0 = 1.15$ и $\sigma_f/\sigma_m = 10^{-2}$, когда весь мартенсит возникает в результате чисто силового воздействия на кристалл (мартенсит напряжения). Это обстоятельство объясняет высокое значение предела текучести, т. е. напряжения σ_ϕ , соответствующего отклонению кривой 2 от кривой упругого нагружения аустенитной фазы. Снижение температуры деформирования до $T/T_0 = 1.08$ заметно облегчает формирование мартенсита и приводит к снижению фазового предела текучести (рис. 2, б, кривая 3). Очевидно, что точное значение σ_ϕ зависит от чувствительности $\delta\epsilon$ определения момента отклонения кривой $\sigma(\epsilon)$ от кривой упругого нагружения аустенита. Полагая в (13) $\delta\epsilon = 10^{-3}$, получаем температурную зависимость фазового (мартенситного) предела текучести

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_m} = \frac{\sigma_f}{\sigma_m} + \frac{T - T_0}{T_0} - 1.7 \frac{\Delta T_M}{T_0}. \quad (14)$$

Линейный характер зависимости σ_ϕ от T хорошо подтверждается опытом [13]. Кривые 3 и 3' на рис. 2, б демонстрируют также эффект увеличения петли гистерезиса $\Delta\sigma = 2\sigma_f$ из-за роста напряжения трения ($\sigma_f/\sigma_m = 2 \cdot 10^{-2}$) при снижении температуры деформирования.

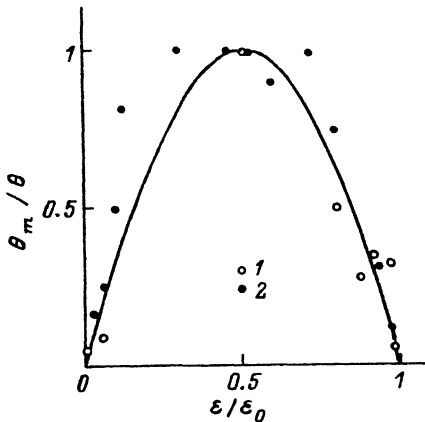


Рис. 3. Вариация с деформацией обратной величины коэффициента деформационного упрочнения θ согласно (16).

Экспериментальные точки: 1 — [15], 2 — [13].

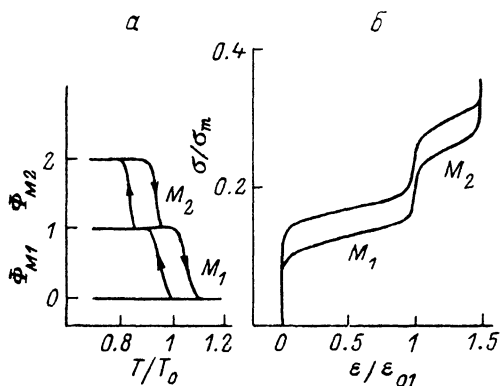


Рис. 4. Кинетика мартенсит-мартенситного превращения (а) и соответствующая диаграмма сверхупругой деформации (б).

Снижение этой температуры ниже T_0 приводит к образованию в кристалле мартенсита охлаждения, в результате чего фазовый предел текучести становится отрицательным (рис. 2, в, кривая 4), а сверхупругая деформация теряет обратимость (кривая 4'). Как видно из рис. 2, при $T/T_0 = 0.98$ и $\sigma_f / \sigma_m = 2 \cdot 10^{-2}$ величина невозстанавливаемой при разгрузке деформации $\epsilon \approx \epsilon_0$. Эта деформация может быть частично или полностью восстановлена при нагреве разгруженного кристалла и переводе его в аустенитное состояние (см. следующий раздел).

Текущий наклон кривых нагружения на рис. 2 определяется коэффициентом деформационного (фазового) упрочнения кристалла $\theta = d\sigma / d\epsilon$. Согласно (13), он равен

$$\theta = \frac{1}{4} \theta_m \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \right]^{-1},$$

$$\theta_m = \frac{\Delta T_M \sigma_M}{\epsilon_0 T_0}, \quad (15)$$

где θ_m — наименьшее значение коэффициента при $\epsilon / \epsilon_0 = 0.5$.

На рис. 3 приведена теоретическая зависимость обратного значения коэффициента от $\epsilon / \epsilon_0 = \Phi_M$

$$\frac{\theta_m}{\theta} = 4 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) = 4 \Phi_M (1 - \Phi_M). \quad (16)$$

Светлыми и темными кружками на рис. 3 обозначены результаты графической обработки кривых сверхупругой деформации монокристаллов сплавов Cu—Zn [13] и Cu—Al—Ni [15]. Видно, что экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с кинетикой мартенситного превращения (3) и кривой сверхупругой деформации (13) на начальной и конечной стадиях превращения и хуже — на промежуточной стадии. На этой стадии объем мартенсита увеличивается главным образом за счет расширения мартенситных прослоек. В случае монокристаллов при малом числе пластин мартенсита это может привести к возникновению площадки текучести на кривой $\sigma(\epsilon)$ с нулевым коэффициентом упрочнения [15].

На рис. 3 экспериментальные точки, ей соответствующие, не указаны. Вторая возможная причина расхождения экспериментальных и теоретических данных в средней части кривых нагружения — это малая величина коэффициента упрочнения, характерная для этого участка диаграммы сверхупругой деформации, вызывающая большой разброс их значений при графическом дифференцировании кривых.

Из соотношений (15), (16), принимая во внимание, что $\theta^{-1} = d\varepsilon/d\sigma = \varepsilon_0 (d\Phi_M/d\sigma)$, следует

$$\frac{d\Phi_M}{d\sigma} = B_\sigma \Phi_M (1 - \Phi_M), \quad B_\sigma = B_0 \frac{T_0}{\sigma_M}. \quad (17)$$

Уравнение (17) описывает кинетику образования мартенсита напряжения. В силу соотношения Клаузиуса—Клайперона (8) она аналогична кинетике образования мартенсита охлаждения (3).

В качестве еще одного примера рассмотрим влияние двойного мартенситного превращения на характер диаграмм сверхупругой деформации. Суть двойного превращения состоит в том, что после образования первичной модификации мартенсита M_1 при дальнейшем снижении температуры она испытывает переход в другую модификацию M_2 . При последующем нагреве кристалла эти переходы протекают в обратном порядке. Такая ситуация имеет, например, место в сплаве Cu—Al—Ni [13, 15, 16].

На рис. 4, а показана цепочка фазовых превращений $M_1 \leftrightarrow M_2$, рассчитанная согласно выражению (9). Ради простоты было принято, что мартенсит M_2 отличается от мартенсита M_1 только характеристической температурой перехода $T_{02} < T_{01}$. Кривые демонстрируют увеличение и уменьшение суммарного количества мартенсита в кристалле $\Phi_M = \Phi_{M_1} + \Phi_{M_2}$ при нагреве и охлаждении ($T_{02} = 0.9 T_{01}$, $\Delta T_M/4T_0 = 10^{-2}$, $\sigma_f/\sigma_m = 5 \cdot 10^{-2}$). Соответствующие этим превращениям кривые сверхупругой деформации при температуре $T = 1.15T_{01}$ показаны на рис. 4, б. Они рассчитаны согласно выражению (13) в предположении аддитивного вклада модификаций M_1 и M_2 в полное напряжение течения $\sigma(\varepsilon) = \sigma_1(\varepsilon) + \sigma_2(\varepsilon)$. Кроме того, предполагалось, что модификация M_2 имеет меньший по сравнению с модификацией M_1 кристаллографический сдвиг $\varepsilon_{02} = 0.5\varepsilon_{01}$.

3. Эффект памяти формы

Согласно многочисленным опытным данным [1-5] и вышеизложенному (см. раздел 2), если предварительная деформация кристалла осуществляется при температурах ниже температуры начала мартенситного превращения M_s , то последующая разгрузка кристалла не приводит к полному восстановлению накопленной под действием напряжений сверхупругой деформации (рис. 2, в, кривая 4). Эта деформация, как показывает опыт [1, 2, 5], может быть практически полностью восстановлена при нагреве разгруженного кристалла выше температуры A_f конца аустенитного превращения.

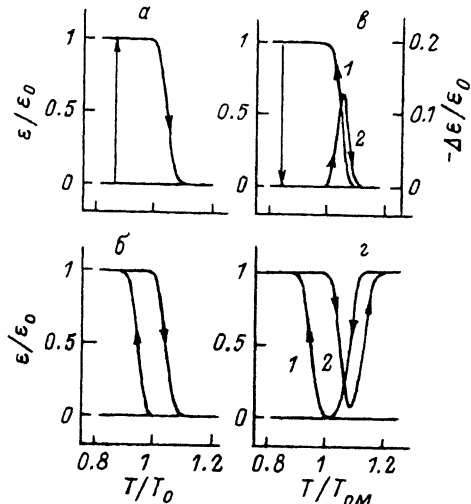
На рис. 5, а приведены схема опыта по наблюдению эффекта памяти формы и температурная зависимость восстанавливаемой деформации, рассчитанная согласно выражению

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + e^{\frac{4T_0}{\Delta T_M} \left(\frac{T - T_0}{T_0} - m_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_M} \right)} \right]^{-1}, \quad (18)$$

где $\varepsilon_0 = m_0 \delta_0$, m_0 — ориентационный фактор наиболее благоприятно ориентированного по отношению к напряжению предварительного нагружения варианта мар-

Рис. 5. Эффект памяти формы.

a — однократный, *б* — многократнообратимый, *в* — реверсивный, *г* — мартенситно-аустенитный.



тенсита. Этот вариант, как показывает опыт [4], доминирует в кристалле и заполняет весь его объем. Фигурирующее в (18) напряжение σ_f помимо напряжения собственно решеточного трения включает в себя также ориентированные внутренние микронапряжения, возникшие в результате аккомодационных процессов, сопровождающих образование мартенситных прослоек в кристалле. Эти напряжения обеспечивают анизотропность канала обратного мартенситного перехода и, как следствие этого, приводят к эффекту запоминания формы [17]. При расчете (18) было принято $m_0\sigma_f/\sigma_M = 5 \cdot 10^{-2}$, $4T_0/\Delta T_M = 10^2$.

Если напряжения σ_f сохраняют свою стабильность при нагреве выше температуры A_f , то повторное охлаждение разгруженного кристалла может привести к частичному или полному восстановлению его первоначальной деформации (эффект двойной памяти формы; рис. 5, б) и многократному обратимому изменению формы или размеров кристалла при циклических нагревах и охлаждениях через интервал мартенситного превращения [4, 5].

Иная последовательность операций нагружения и изменения температуры кристалла, а именно охлаждение его под нагрузкой ниже температуры M_f (рис. 5, в, кривая 1) с последующей разгрузкой и деформированием кристалла напряжением противоположного знака до полной компенсации первоначально накопленной деформации, приводит при последующем нагреве разгруженного кристалла выше температуры A_f к частичному восстановлению как первичной, так и вторичной, противоположной ей по знаку, предварительных деформаций (рис. 5, в, кривая 2). Этот вариант эффекта памяти формы может быть назван, согласно [5], эффектом реверсивной памяти формы при знакопеременном деформировании.

Как он возникает, показано на рис. 5, в. Кривая 1 на этом рисунке демонстрирует кинетику накопления деформации превращения при охлаждении кристалла под постоянной нагрузкой $\sigma/\sigma_m = 0.1$. Кривая рассчитана согласно выражению

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + e^{\frac{4T_0}{\Delta T M} \left(\frac{T - T_0}{T_0} - \frac{\sigma}{\sigma_m} \right)} \right]^{-1} \quad (19)$$

При разгрузке и последующем нагреве кристалла температурная зависимость деформации памяти формы имела бы в этом случае вид

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \left[1 + e^{\frac{4T_0}{\Delta T M} \left(\frac{T - T_0}{T_0} - \frac{\sigma_f}{\sigma_m} \right)} \right]^{-1} \quad (20a)$$

где $\sigma_{f1} \approx \sigma$. Если перед нагревом кристалл продеформировать в противоположном направлении на величину $\varepsilon \approx -\varepsilon_0$, то последующий его нагрев должен был бы привести к деформации памяти формы противоположного знака

$$\varepsilon_2 = -\varepsilon_0 \left[1 + e^{\frac{4T_0}{\Delta T M} \left(\frac{T - T_0}{T_0} - \frac{\sigma_f}{\sigma_m} \right)} \right]^{-1}, \quad (20b)$$

где σ_{f2} — величина внутренних микронапряжений в рассматриваемом случае.

Кривая 2 на рис. 5, *в* демонстрирует температурную зависимость суммарной деформации $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ памяти формы при предварительном знакопеременном деформировании ($\sigma_{f1}/\sigma_m = 0.1$, $\sigma_{f2} = 1.1\sigma_{f1}$). Видно, что эта деформация на порядок меньше первичной деформации памяти формы ε_1 , поскольку является суммой деформаций памяти формы противоположных знаков. Эти деформации развиваются по близким, но все же различающимся мартенситным каналам, что и определяет конечное значение суммарной деформации. Из этого рисунка видно также, что вначале восстанавливается деформация ε_2 , а затем ε_1 , т. е. процесс восстановления деформации развивается в обратном порядке по сравнению с предварительным деформированием.

В качестве еще одного примера рассмотрим особенности проявления эффекта памяти формы, когда наряду с мартенситной имеется аустенитная память формы. Процедура тренировки кристалла для одновременной активизации как той, так и другой памяти описана в [5]. Интегрируя уравнение (4) для объемной доли аустенита Φ_A , находим, что дополнительная деформация памяти формы, связанная с ним, равна $\varepsilon_A = \varepsilon_0^A \Phi_A$. Следовательно, для общей мартенситно-аустенитной обратимой деформации памяти формы имеем выражение

$$\varepsilon = \varepsilon_0^M \left[1 + e^{\frac{4T_0^M}{\Delta T M} \left(\frac{T - T_0^M}{T_0^M} - \frac{\sigma_f^M}{\sigma_m} \right)} \right]^{-1} + \varepsilon_0^A \left[1 + e^{-\frac{4T_0^A}{\Delta T M} \left(\frac{T - T_0^A}{T_0^A} - \frac{\sigma_f^A}{\sigma_m} \right)} \right]^{-1}, \quad (21)$$

где знак плюс у напряжений σ_f относится к охлаждению, а знак минус — к нагреву кристалла, индексы *A* и *M* у параметров обозначают соответствующие фазы.

Кривые 1, 2 на рис. 5, *г* демонстрируют деформационное поведение кристалла при его нагреве и охлаждении через интервал мартенситно-аустенитного перехода, согласно выражению (21), при $\varepsilon_0^A = \varepsilon_0^M = \varepsilon_0$, $\sigma_f^A = 0.5\sigma_f^M$ и $T_0^A = 1.1T_0^M$. Различие кинетических параметров фаз обусловлено процедурой предварительной тренировки кристалла. Видно, что в низкотемпературной части диапазона превращения доминирует мартенситная, а в высокотемпературной — аустенитная памяти формы.

Таким образом, рассмотренная в работе кинетическая модель термоупругого мартенситного превращения и сделанный с помощью ее анализ явлений сверхупругой деформации и памяти формы показывают, что лежащее в основе модели феноменологическое уравнение для объема мартенситной фазы (3) находится в достаточно хорошем соответствии с опытом. Модель содержит ограниченный набор ясных по своему физическому смыслу феноменологических параметров и способна описывать довольно тонкие детали механического поведения кристаллов при термоупругом мартенситном превращении. Точные значения этих параметров определяются очевидно микроскопическим механизмом превращения и взаимодействием дислокаций превращения со структурными дефектами в кристалле.

В заключение заметим, что кинетические модели мартенситных превращений типа [12] и рассмотренной в настоящей работе (см. также [9, 18]) могут быть полезны не только при теоретическом анализе экспериментальных данных, но и при количественных расчетах, связанных с эффектом сверхупругой деформации и памяти формы в различных материалах, испытывающих указанное превращение [19].

Список литературы

- [1] Delaey L., Krishnan R. V., Tas H., Warlimont H. // *J. Mater. Sci.* 1974. V. 9. N 9. P. 1521—1554.
- [2] Хандрос Л. Г., Арбузова И. А. *Металлы, электроны, решетка.* Киев: Наукова думка, 1975. С. 109—143.
- [3] Christian J. W. // *Met. Trans.* 1982. V. 13A. N 4. P. 509—538.
- [4] Wayman C. M. *Strength of metals and alloys (ICSMA-7).* Pergamon Press, 1986. P. 1779—1805.
- [5] Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П. *Эффект памяти формы.* Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. 216 с.
- [6] Christian J. W. // *J. de Phys.* 1974. V. 35. C-7. P. 65—76.
- [7] Olson G. B., Cohen M. // *Met. Trans.* 1976. V. 7A. N 12. P. 1915—1923.
- [8] Коэн М. *Мартенситные превращения.* Киев: Наукова думка, 1978. С. 69—74.
- [9] Бойко В. С., Гарбер Р. И., Косевич А. М. *Обратимая пластичность кристаллов.* М.: Наука, 1991. 280 с.
- [10] Петров Ю. Н. *Мартенситные превращения.* Киев: Наукова думка, 1978. С. 64—69.
- [11] Кристиан Дж. *Теория превращений в металлах и сплавах.* М.: Мир, 1978. 806 с.
- [12] Лихачев В. А., Малинин В. Г. // *Изв. вузов. Физика.* 1990. № 2. С. 121—138.
- [13] Schroeder T. A., Wayman C. M. // *Acta Met.* 1979. V. 27. N 3. P. 405—417.
- [14] Стрельцов В. А., Зайцев В. И., Горбач В. Г. *Мартенситные превращения в металлах и сплавах.* Киев: Наукова думка, 1979. С. 123—128.
- [15] Шимидзу К., Оцука К. *Эффекты памяти формы в сплавах.* М.: Металлургия, 1979. С. 60—87.
- [16] Otsuka K., Sakamoto H., Shimizu K. // *Acta Met.* 1979. V. 27. N 4. P. 581—601.
- [17] Perkins F. // *Scripta Met.* 1974. V. 8 N 12. P. 1469—1476.
- [18] Olson G. B., Cohen M. // *Metal. Trans.* 1975. V. 6. N 4. P. 791—795.
- [19] *Прогнозирование механического поведения материалов.* Новгород: Изд-во НПИ, 1991. Ч. 1. 182 с.

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

Поступило в Редакцию
13 августа 1992 г.