

01;05

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАТЕРИАЛОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ С ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ ПАРАМЕТРОМ ПОРЯДКА

© В.Л.Попов

Институт физики прочности и материаловедения РАН,  
634055 Томск, Россия  
(Поступило в Редакцию 8 февраля 1996 г.)

Рассматриваются материалы с памятью формы как среды с дополнительными внутренними степенями свободы, имеющими физический смысл концентраций возможных двойниковых вариантов мартенсита. На простейшем примере среды с двумя возможными ориентациями мартенситных кристаллов построены свободная энергия и диссипативная функция "двухкомпонентной модели". Анализируются ее свойства, такие как мартенситная неупругость и псевдоупругость, пластичность превращения, закономерности развития реактивных напряжений, явления аномального возврата деформации и многократнообратимой памяти формы. Получены аналитические выражения для максимальной накопленной деформации при реализации эффекта пластичности превращения и развивающихся затем при отогреве в "зажатом" состоянии реактивных напряжений.

Параметры модели выражены через температуры начала и конца мартенситного перехода при охлаждении  $M_s$ ,  $M_f$  и температуры начала и конца аустенитного превращения при нагреве  $A_s$ ,  $A_f$ , максимальную фазовую деформацию  $\epsilon_0$ , теплоту перехода. Обсуждаются пути обобщения модели для описания "медленных процессов" в материалах при малых напряжениях, таких как ползучесть, а также описания эффекта накопления инвариантных сдвигов при термоциклировании под нагрузкой.

### Введение

В последние годы большое внимание материаловедов привлекают так называемые "интеллектуальные материалы", позволяющие управлять их свойствами непосредственно в процессе эксплуатации, осуществлять (активный или пассивный) контроль за состоянием и структурой материала. Одним из представителей таких материалов являются материалы с эффектом памяти формы и композиты на их основе.

Для описания материалов с эффектом памяти формы был предложен ряд моделей, в основном одномерных [1-4], в которых в качестве внутренней степени свободы, ответственной за особые свойства материалов с эффектом памяти формы, принимается доля мартенситной

фазы  $\xi$  в материале (изменяющаяся от 0 до 1). Недостатком этих моделей является то, что доля мартенситной фазы  $\xi$ , определяя свободную энергию системы, не определяет полностью ее механического состояния и поэтому не может быть положена в основу описания механического поведения системы. Физическая причина этого состоит в том, что различно ориентированные варианты мартенсита (получающиеся из аустенитного зерна заданной ориентации), давая одинаковый вклад в энергию, создают в то же время неупругую деформацию противоположного знака. Для преодоления этого недостатка К. Бринсон [4] предложила использовать в качестве независимых внутренних переменных величины  $\xi_S$  и  $\xi_T$ , имеющие смысл долей мартенситной фазы, индуцированных напряжением и температурой. Бойд и Лагоудас [5,6] развили трехмерное обобщение подхода Бринсон.

Удивительным обстоятельством является то, что от внимания западных исследователей ускользнул один из мощнейших альтернативных подходов к описанию материалов с эффектом памяти формы, а именно структурно-аналитическая теория, созданная под руководством профессора Санкт-Петербургского университета В.А. Лихачева [7-9]. Возможности этой теории для прогнозирования функционально-механических свойств материалов с памятью формы потрясают воображение. Ее эффективность подтверждена многими тысячами расчетов поведения материалов с эффектом памяти формы при разнообразнейших режимах температурно-силового воздействия, а также устройств и механизмов на основе этих материалов.

Вместе с тем структурно-аналитическая теория также не лишена недостатков. Так, в ее рамках до сих пор не удалось описать эффекты обратимой памяти формы и деформацию ориентированного превращения в материалах с мартенситными реакциями первого рода [7]. В чисто дидактическом плане ее недостатком является то, что вычисления в рамках структурно-аналитической теории зачастую носят характер вычислительного эксперимента. Такой характер теории, будучи полностью оправдан с точки зрения ее приложений, вместе с тем иногда не позволяет достичь интуитивного понимания того или иного эффекта, а также затрудняет ее применение в расчетах инженерного плана, особенно в задачах, требующих больших затрат машинного времени (например, при расчетах композитов на мезоуровне). Указанные обстоятельства делают целесообразным разработку наряду со структурно-аналитической теорией более простых реологических моделей, сформулированных в терминах макроскопической механики (т. е. через свободную энергию и диссипативную функцию). В настоящей работе предлагается и анализируется модель именно такого плана.

### Формулировка модели

Хорошо известно, что эффект памяти формы обусловлен обратимым мартенситным превращением, которое является индуцированным температурой (или напряжением) фазовым переходом первого рода. Вместе с тем переход всего материала в целом из аустенитной в мартенситную фазу имеет много общего с переходами второго рода. Так, параметр порядка (доля мартенситной фазы  $\xi$ ) равен нулю выше температуры перехода и непрерывно возрастает от нулевого значения ниже

температуры перехода. Поэтому есть основания описать мартенситное превращение в массивном материале как переход второго рода.

В настоящей работе показано, что свойства материалов с эффектом памяти формы могут быть описаны естественным образом в рамках этого подхода. Мы здесь для простоты ограничимся рассмотрением только одномерной деформации. Подчеркнем, однако, что двух- и трех-мерные обобщения предлагаемого подхода не представляют труда. Детализации и обобщениям предлагаемой модели будет посвящена отдельная публикация.

Ключевым моментом излагаемой модели является введение многокомпонентного (в простейшем случае двухкомпонентного) параметра порядка. Как уже говорилось, величина параметра  $\xi$  (доля мартенситной фазы), определяя энергию системы, не определяет полностью ее состояния, поскольку различные двойниковые варианты мартенсита, давая одинаковый вклад в энергию, вместе с тем дают вклад разного знака в деформацию системы. Это дает основание выбрать в качестве параметров, однозначно определяющих состояние системы, компоненты  $\varepsilon_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) деформации, даваемые  $n$  различными двойниковыми вариантами мартенсита. Минимальное количество компонент параметра порядка, при котором система будет проявлять свойства памяти формы (и родственные им, такие как псевдоупругость, пластичность превращения и т. д.), равно двум. В реальных материалах, проявляющих эффект памяти формы, число независимых ориентационных вариантов мартенсита (при заданной ориентации аустенитного зерна), как правило, больше двух. Так, для перехода из кубической в тетрагональную фазу (например, для сплавов Ni-36.8Al(ат.%) ) имеется три варианта мартенсита, для перехода из кубической в тригональную (Ti-50.5Ni(ат.%), R-фаза) — четыре варианта мартенсита, для перехода из кубической в орторомбическую (Cu-14Al-4Ni) — шесть и для перехода из кубической в моноклинную фазу (например, Cu-40Zn или Ti-50.6Ni(ат.%) — 12) [10]. Нельзя поэтому ожидать, что излагаемая ниже двухкомпонентная модель будет давать хорошее количественное согласие с экспериментом. Скорее она призвана продемонстрировать нетривиальность и разнообразие свойств, проявляемых системой, описываемой очень простой по своей формулировке (и численным реализациям) моделью.

Имею в виду физический смысл параметров  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  как вкладов в пластическую деформацию, даваемую двумя различными вариантами мартенсита, запишем плотность упругой энергии системы в виде

$$\mathcal{E}^{el} = \frac{E}{2} \left( \frac{\partial U}{\partial x} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \right)^2, \quad (1)$$

где  $u$  — полное смещение точки с начальной координатой  $x$ ,  $E$  — модуль Юнга.

По своему смыслу вклады  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  имеют противоположный знак. Для определенности будем считать, что

$$\varepsilon_1 > 0, \quad \varepsilon_2 < 0. \quad (2)$$

Очевидно, что плотность свободной энергии, связанная с наличием мартенситной фазы, пропорциональна  $|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|$ , если, конечно,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$

величины,

$$\mathcal{E}_{\text{mart}}^1 = B(T) \cdot (|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|). \quad (3)$$

Для того чтобы мартенситное превращение было возможно, коэффициент  $B(T)$  должен менять знак при некотором значении  $T = T_0$ . Вблизи температуры фазового перехода он может быть представлен как

$$B(T) = b \cdot (T - T_0). \quad (4)$$

Для того чтобы величины  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  оставались ограниченными при  $T < T_0$ , необходимо принять во внимание члены второго порядка по  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , и записать свободную энергию мартенситной фазы как

$$\mathcal{E}_{\text{mart}}^{\text{tot}} = B(T)(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|) + \frac{\gamma}{2}(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2). \quad (5)$$

Физический смысл квадратичных членов состоит в том, что появление в системе частиц мартенситной фазы приводит к возникновению внутренних упругих напряжений. Энергию этих микронапряжений и описывают квадратичные члены. Полная плотность энергии имеет вид

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}^{\text{el}} + \mathcal{E}_{\text{mart}}^{\text{tot}}. \quad (6)$$

При  $T > T_0$  минимум свободной энергии достигается при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ , т. е. система находится в аустенитном состоянии. При  $T < T_0$  минимум энергии достигается при

$$\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \frac{b}{\gamma}(T_0 - T). \quad (7)$$

В частности, при температуре окончания прямого мартенситного перехода  $M_f$

$$\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \frac{b}{\gamma}(T_0 - M_f).$$

Максимальная неупругая деформация, которую можно достичь посредством мартенситных реакций, равна, следовательно,

$$\varepsilon_0 = |\varepsilon_1| + |\varepsilon_2| = \frac{2b}{\gamma}(T_0 - M_f). \quad (8)$$

До сих пор мы рассматривали только энергетику деформации и ничего не говорили о диссипативных процессах. Между тем любое изменение состояния системы сопровождается сильной диссипацией энергии. Существование конечного фазового предела текучести в системах с памятью формы говорит о том, что внутренние диссипативные силы носят характер сил сухого трения. Для сил такого типа скорость диссипации энергии пропорциональна модулю скорости деформации, а диссипативная функция может быть записана как

$$R = \sigma_0(|\dot{\varepsilon}_1| + |\dot{\varepsilon}_2|), \quad (9)$$

где  $\sigma_0$  имеет смысл напряжения внутреннего "трения".

Отметим, что диссипативная функция (9) подразумевает, что при внутренних напряжениях меньше  $\sigma_0$  процесс пластической деформации не идет, а при достижении внутренними напряжениями уровня  $\sigma_0$  идет без дальнейшего увеличения напряжений. В действительности же даже при уровне внешних напряжений ниже  $\sigma_0$  пластические процессы всегда имеют место благодаря процессам термоактивированного движения межфазных границ. Реальный “закон пластического течения” при малых напряжениях имеет скорее экспоненциальный вид [11]

$$\dot{\varepsilon}_1 = \nu_0 e^{-\frac{U_0}{kT}} e^{\frac{\nu_0 \sigma}{kT}}, \quad (10)$$

где  $U_0$  — энергия активации процесса,  $k$  — постоянная Больцмана,  $V_0$  — объем активации,  $\sigma$  — уровень внутренних напряжений.

Соответствующая диссипативная функция может быть записана как

$$R \simeq |\dot{\varepsilon}_1 \sigma| \approx |\dot{\varepsilon}_1| \left( \frac{U_0}{V_0} + \frac{kT}{V_0} \ln \frac{\dot{\varepsilon}_1}{\nu_0} \right). \quad (11)$$

В отличие от диссипативной функции (9) функция (11) способна описывать также “медленные процессы” в материале при малых напряжениях, такие как ползучесть. В данной работе, однако, мы ограничимся простейшей диссипативной функцией (9), оставив детальные обобщения для последующих исследований.

Уравнения равновесия для упругопластического течения среды с энергией (6) и диссипативной функцией (9) имеют вид

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \dot{\varepsilon}_i} + \frac{\partial R}{\partial \dot{\varepsilon}_i} = 0 \quad (12)$$

или

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varepsilon_i} + \sigma_0 \text{sign} \dot{\varepsilon}_i = 0, \quad (13)$$

где  $\text{sign}(z)$  определяется как функция, равная  $+1$  при  $z > 0$  и  $-1$  при  $z < 0$ .

Легко показать, что уравнение (13) соответствует “уравнению кинетики” вида

$$\dot{\varepsilon}_i = \text{sign} \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varepsilon_i} \right) \psi \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varepsilon_i} / \sigma_0 \right), \quad (14)$$

где функция  $\psi(z)$  определяется как  $\psi(z) = 0$  при  $|z| < 1$ ,  $\psi(z) = \infty$  при  $|z| > 1$ .

В вычислительных целях удобнее вместо  $\psi(z)$  использовать ступенчатую функцию

$$\begin{aligned} H(z) &= 0 \quad \text{при} \quad |z| < 1, \\ H(z) &= 1 \quad \text{при} \quad |z| > 1. \end{aligned} \quad (15)$$

Кинетика фазового превращения запишется тогда как

$$\dot{\varepsilon}_i = \nu_0 \text{sign} \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varepsilon_i} \right) H \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varepsilon_i} / \sigma_0 \right), \quad (16)$$

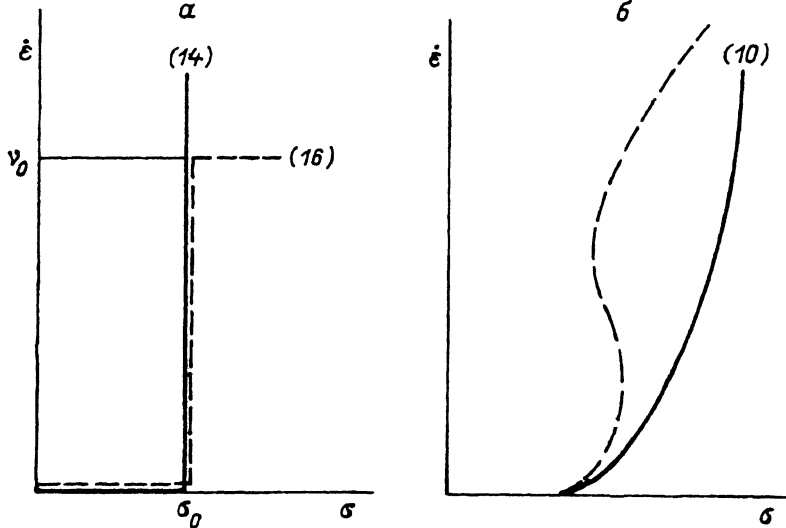


Рис. 1. "Законы пластического течения", соответствующие уравнениям.  
 а: сплошная кривая — (14), штриховая — (16); б: сплошная кривая — (10).

где константа  $\nu_0$  — величина, выбираемая таким образом, чтобы  $\nu_0^{-1}$  была много меньше времени эксперимента, но много больше шага интегрирования.

"Законы пластического течения" (14) и (16) схематически представлены на рис. 1,а. Реальные законы пластического течения скорее описываются кривыми типа приведенных на рис. 1,б (сплошная кривая — закон пластического течения (10), штриховая — закон, типичный для сил типа "сухого трения", для которых характерно наличие участка отрицательной скоростной зависимости напряжения трения). Детальный вид закона пластического течения, однако, несуществен для анализа основных свойств материалов с памятью формы, поэтому в данной работе мы ограничиваемся законом (16) как наиболее удобным для численных реализаций.

Константы модели  $b$ ,  $T_0$  и  $\gamma$  могут быть выражены через четыре характеристические температуры:  $M_s$  (начало прямого перехода),  $M_f$  (окончание прямого перехода),  $A_s$  (начало обратного перехода),  $A_f$  (окончание обратного перехода), максимальную величину мартенситной деформации  $\varepsilon_0$  и напряжение внутреннего "трения"  $\sigma_0$ . Действительно, при повышении температуры состояние с  $|\varepsilon_1| = |\varepsilon_2| = |\varepsilon_0/2|$  будет оставаться неизменным до тех пор, пока величина обобщенных сил  $\partial\mathcal{E}/\partial\varepsilon_1$ ,  $\partial\mathcal{E}/\partial\varepsilon_2$  не превзойдет  $\sigma_0$ , т. е. до тех пор, пока

$$|b(T - T_0)\text{sign}\varepsilon_1 + \gamma\varepsilon_1| = |b(T - T_0) + b(T_0 - M_f)| = b|T - M_f| < \sigma_0. \quad (17)$$

Отсюда

$$b(A_s - M_f) = \sigma_0. \quad (18)$$

Из (8) и (18) находим

$$b = \frac{\sigma_0}{A_s - M_f}, \quad (19)$$

$$\gamma = \frac{2\sigma_0}{\varepsilon_0} \frac{T_0 - M_f}{A_s - M_f}. \quad (20)$$

Численный анализ свойств модели показывает, что в качестве  $T_0$  может быть выбрано среднее значение между  $A_f$  и  $M_s$ ,

$$T_0 = \frac{A_f + M_s}{2}. \quad (21)$$

Нетрудно связать параметры  $b$  и  $\gamma$  с такой традиционно используемой для описания мартенситных переходов величиной, как удельная теплота перехода. Действительно, из уравнений равновесия (13), записанных в явном виде

$$-\sigma + b(T - T_0)\text{sign}\varepsilon_i + \gamma\varepsilon_i + \sigma_0\text{sign}\dot{\varepsilon}_i = 0, \quad (22)$$

очевидно, что приложение напряжения сдвигает положение фазового равновесия на величину

$$\Delta T = \frac{\sigma}{b}\text{sign}\varepsilon_i. \quad (23)$$

С другой стороны, из уравнения Клаузиуса-Клапейрона следует, что смещение точки фазового равновесия равно

$$\Delta T = \frac{T_0}{q_0}\varepsilon_0\sigma, \quad (24)$$

где  $q_0$  — теплота превращения.

Сравнивая выписанные соотношения, найдем

$$b = \frac{q_0}{T_0\varepsilon_0}. \quad (25)$$

### Свойства модели

Для анализа свойств описанной модели были выбраны параметры, характерные для сплава 55/45 NiTi [12]:  $\sigma_0 = 90$  МПа,  $M_f = -9^\circ\text{C}$ ,  $M_s = 3^\circ\text{C}$ ,  $A_s = 17^\circ\text{C}$ ,  $A_f = 30^\circ\text{C}$ ,  $\varepsilon_0 = 0.06$ . Рис. 2 демонстрирует зависимость доли мартенситной фазы, определяемой как

$$\xi = \frac{|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|}{\varepsilon_0}$$

при термодиклировании в полном интервале прямого и обратного переходов. Отметим, что в отличие от большинства существующих теорий материалов с эффектом памяти формы, в которых гистерезисная фигура (рис. 2), является постулатом, закладываемым в теорию, в излагаемой концепции она является одним из результатов теории.

а) Мартенситная неупругость и псевдоупругость. Диаграммы нагружения при различных температурах из аустенитной и мартенситной фазы показаны на рис. 3, а и б. Видно, что при деформации из аустенитного состояния фазовый предел текучести, практически равный нулю при температуре  $M_s$  начала прямого мартен-

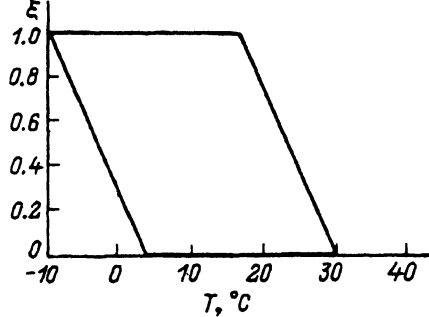


Рис. 2. Доля мартенситной фазы как функция температуры.

ситного перехода, при повышении температуры линейно возрастает. При нагружении материала, находящегося в мартенситном состоянии (рис. 3, б), фазовый предел текучести сначала уменьшается, обращается в нуль при температуре начала обратного перехода  $A_s$ , и при дальнейшем повышении температуры остается нулевым вплоть до температуры  $A_f$  окончания обратного перехода. Важно отметить, что даже при нулевом фазовом пределе текучести зависимость величины неупругой деформации, обусловленной мартенситными реакциями, от напряжения оказывается линейной на начальном участке, что может приводить к ошибочной интерпретации этой деформации как упругой. Кажущийся “модуль упругости” на линейном участке неупругой деформации на рис. 3 примерно в 8 раз меньше модуля Юнга, что соответствует экспериментальным результатам, полученным в [12]. Дальнейший ход кривых нагружения проявляет ряд характерных особенностей, которые находят простое физическое объяснение как в рамках данной модели, так и исходя из обычных представлений о мартенситном переходе как переходе первого рода. Для примера проанализи-

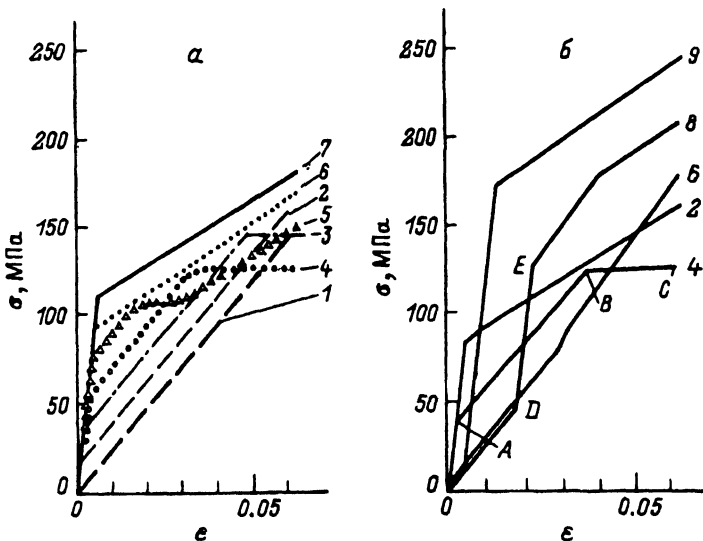


Рис. 3. Диаграммы нагружения из аустенитного (а) и мартенситного (б) состояния.

$T, ^\circ\text{C}$ : 1 — 2, 2 — 5, 3 — 8, 4 — 11, 5 — 14, 6 — 17, 7 — 20, 8 — 23, 9 — 29.



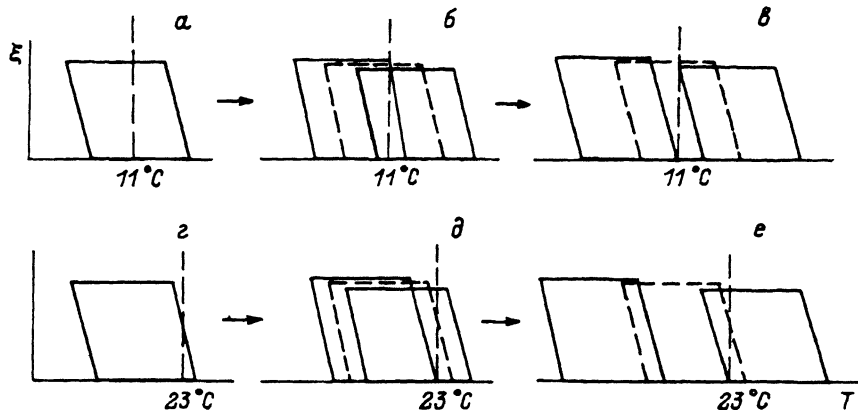


Рис. 4. Диаграммы, поясняющие физическую природу особенностей кривых нагружения из мартенситного состояния (а-е).

зируем ход кривых нагружения из мартенситной фазы при температурах  $t = 11$  и  $23^\circ\text{C}$ . Покажем, что к таким же результатам должна приводить и традиционная модель. Действительно, рассмотрим гистерезисную фигуру, определяющую кинетику фазового превращения (рис. 4,а). Под действием напряжения, в соответствии с уравнением Клаузиуса-Клапейрона, равновесие смещается линейно по напряжению в сторону повышения температуры перехода для вариантов, для которых  $\varepsilon_1\sigma > 0$  и понижения температуры перехода в противоположном случае. Материал деформируется чисто упруго до тех пор пока точка  $11^\circ\text{C}$  не достигнет края гистерезисной фигуры, смещающейся влево (рис. 4,б). При этом начинается обратный переход и неупругая деформация за счет исчезновения одного из вариантов мартенсита (точка А на рис. 3,б). При напряжении около 120 МПа обратный переход “невыгодного” варианта мартенсита полностью заканчивается и образовавшийся аустенит начинает превращаться в мартенсит другой ориентации. Поскольку аустенит по отношению к образованию мартенсита новой ориентации не является равновесной фазой, то этот переход происходит скачком (участок ВС на рис. 3,б). Такие скачки действительно наблюдаются при деформации нитинола [12]. Аналогичный анализ деформации при температуре  $23^\circ\text{C}$ , когда уже частично прошёл обратный переход в ненагруженном состоянии, дает следующую последовательность этапов деформации: при приложении напряжения продолжается обратный переход для мартенсита “невыгодной” ориентации, в то время как количество мартенсита “выгодной” ориентации остается без изменений. По окончании обратного перехода (рис. 4,д) мартенситная реакция временно прекращается и среда деформируется упруго (участок DE на рис. 3,б). При дальнейшем росте напряжения, однако, начинается прямая реакция образования мартенсита из имевшегося (и образовавшегося вновь) аустенита (рис. 4,е), в связи с чем фазовая пластичность продолжается дальше. Диаграммы нагружения и разгрузки при температурах выше температуры  $A_f$ , ниже температуры  $M_f$  и при  $T = (M_s + A_s)/2$ , представленные на рис. 5, демонстрируют эффекты псевдоупругости (а) и памяти формы (б, в).

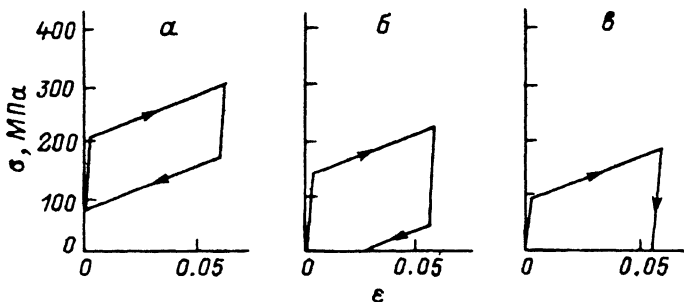


Рис. 5. Диаграммы нагружения и разгрузки при температурах  $T > A_f$  (а),  $T = (M_s + A_s)/2$  (б) и  $T < M_f$  (в).

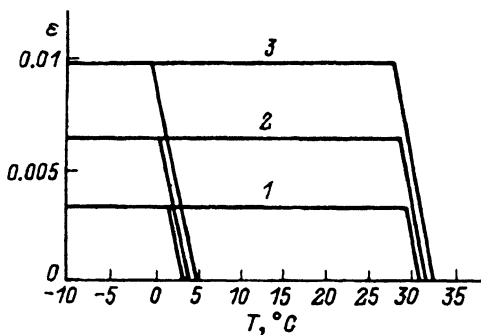


Рис. 6. Зависимость деформации от температуры при термоциклировании под нагрузкой в полном интервале температур прямого и обратного переходов (эффект пластичности превращения).

$\sigma$ , МПа: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15.

б) Пластичность превращения. Пластичность превращения заключается в том, что в процессе прямой мартенситной реакции, осуществляющейся в поле механических напряжений, происходит накопление значительной неупругой деформации. При нагреве через интервал обратной мартенситной реакции происходит полный возврат этой деформации независимо от того, действуют ли при нагреве напряжения или нет. На рис. 6 приведены кривые деформация-температура, возникающие при термоциклировании нагруженного материала через интервал температур прямой и обратной мартенситной реакций. Из рис. 6 легко усматривается прямопропорциональная зависимость между максимальной накопленной деформацией и приложенным напряжением, что является характерной чертой пластичности превращения. Отметим, что рост деформации прекращается до окончания прямой мартенситной реакции. Физическую причину этого иллюстрирует рис. 7. Приложенное напряжение "расщепляет" диаграмму, описывающую кинетику перехода, на две (для "выгодной" и "невыгодной" ориентаций) мартенсита. При температуре  $t_2$  начинается образование мартенсита "выгодной" ориентации, в связи с чем начинает накапливаться неупругая деформация. При дальнейшем охлаждении при температуре  $t_3$  условия для начала прямой реакции начинают удовлетворяться и для "невыгодной" ориентации. Начиная с этого момента оба варианта

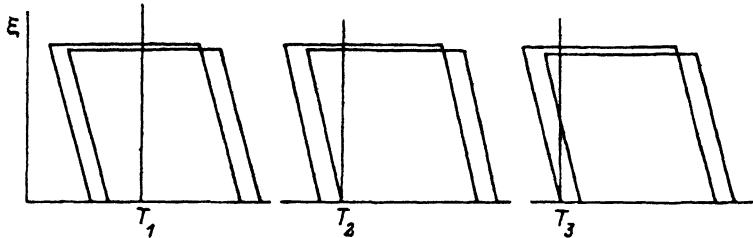


Рис. 7. Диаграммы, поясняющие закономерности накопления деформации в условиях реализации пластичности прямого превращения ( $T_1$  — исходная температура).

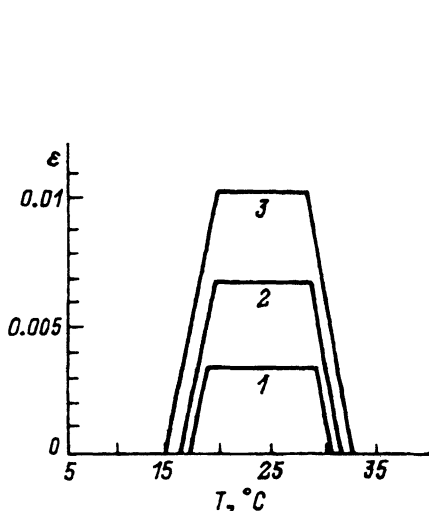


Рис. 8. Накопление и возврат деформации при нагреве под нагрузкой материала, находящегося первоначально в мартенситном состоянии.  
σ, МПа: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15.

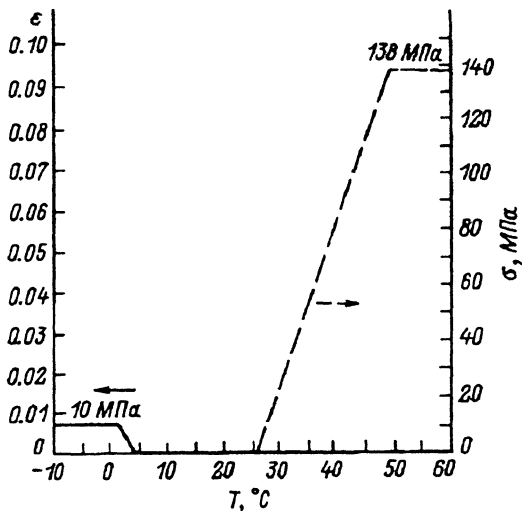


Рис. 9. Накопление деформации под нагрузкой 10 МПа при охлаждении и последующий рост реактивных напряжений при нагревании материала “зажатом” состоянии.

мартенсита образуются с равной “скоростью” и накопление неупругой деформации прекращается. Нетрудно вычислить величину максимальной неупругой деформации. Выписав уравнение (22) в явном виде для каждой из компонент  $\epsilon_i$ ; на этапе прямой реакции ( $\dot{\epsilon}_1 > 0$ ,  $\dot{\epsilon}_2 < 0$ )

$$\begin{aligned} -\sigma + b(T - T_0) + \gamma\epsilon_1 + \sigma_0 &= 0, \\ -\sigma - b(T - T_0) + \gamma\epsilon_2 - \sigma_0 &= 0 \end{aligned} \quad (26)$$

и складывая их, найдем

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 = \frac{2\sigma}{\gamma} \quad (27)$$

или, пользуясь выражением (20) для коэффициента  $\gamma$ ,

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon \frac{\sigma}{\sigma_0} \frac{A_s - M_f}{T_0 - M_f}. \quad (28)$$

Характер деформации под нагрузкой при нагреве в интервале обратной мартенситной реакции показан на рис. 8. Видно, что небольшие нагрузки, прикладываемые в мартенситном состоянии, не вызывают деформации. Однако при нагреве сначала происходит накопление деформации, а затем ее полный возврат. Такое поведение известно из многочисленных экспериментов.

в) Реактивные напряжения. Одним из важнейших свойств сплавов с эффектом памяти формы является их способность развивать при нагревании высокое реактивное напряжение, которое может значительно превышать напряжение, необходимое для предварительного деформирования материала. Рис. 9 иллюстрирует закономерности развития реактивных напряжений. На этапе охлаждения материал был нагружен напряжением  $\sigma = 10$  МПа. После этого он был “зажат” (деформация равна нулю) и отогрет до температуры  $60^\circ\text{C}$ . Возникающие при этом реактивные напряжения выросли до 138 МПа, т.е. больше, чем на порядок, по сравнению с напряжениями, использованными для достижения исходной деформации. Величина максимальных напряжений может быть оценена с использованием формулы (28), если учесть, что при высокой температуре вся фазовая деформация превращается в упругую, т.е.

$$\sigma_{\text{react}} = E\varepsilon_0 \frac{\sigma}{\sigma_0} \frac{A_s - M_f}{T_0 - M_f}. \quad (29)$$

г) Аномальный возврат деформации. Если охлаждаемое под напряжением тело разгрузить в области температуры реализации пластичности превращения, то в ряде случаев имеет место возврат деформации при охлаждении [13]. Кривая, моделирующая это явление, представлена на рис. 10. До точки А материал охлаждался под напряжением  $\sigma = 20$  МПа, а далее без нагрузки.

Закономерности деформации при частичном сбросе нагрузки также очень просты и сводятся к тому, что деформация всегда выходит на тот уровень (определяемый формулами (27) или (29)), который был бы достигнут, если бы с самого начала производилось охлаждение под данной нагрузкой. Так, если сброс напряжения происходит до уровня  $\sigma'$  и в момент сброса еще не была достигнута максимальная деформа-

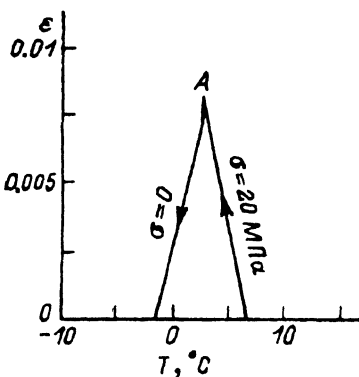


Рис. 10. Аномальный возврат деформации.

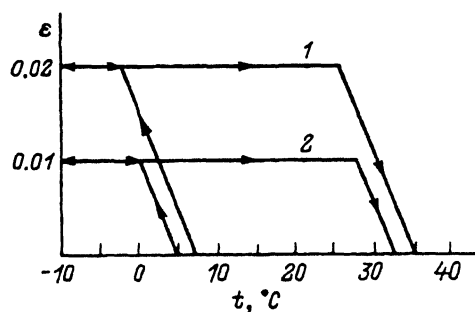


Рис. 11. Эффект многократнообратимой памяти формы.

$2\varepsilon_p$ : 1 — 0,02, 2 — 0,01.

дия  $\varepsilon' = 2\sigma'/\gamma$ , то деформация будет продолжаться расти (это явление, однако, не имеет никакого отношения к так называемой деформации ориентированного превращения [7], наблюдающейся и при полной разгрузке).

д) Эффект многократно обратимой памяти формы. Эффект обратимой памяти формы состоит в следующем: если материал охлаждается под нагрузкой, а затем подвергается процедуре "тренировки", заключающейся в термоциклировании во всем интервале прямого и обратного переходов в "зажатом" состоянии, то он приобретает способность к самопроизвольной деформации при охлаждении без нагрузки. Эта деформация испытывает полный возврат при нагреве. Ключ к пониманию эффекта многократнообратимой памяти формы может дать известное поведение композита, состоящего из предварительно подверженных действию напряжений в мартенситном состоянии элементов, вмонтированных в матрицу из обычного материала. При нагреве композита мартенсит переходит в аустенит и активные элементы претерпевают деформацию, создавая при этом упругие напряжения в матрице. Охлаждение аустенита будет, следовательно, проходить в поле напряжений, создаваемых матрицей, и будет наблюдаться пластичность прямого превращения. Очевидно, что при термоциклировании такой композит может многократно воспроизводить этот цикл превращений и связанных с ним деформаций. В описанном случае, однако, эффект многократнообратимой памяти формы обусловлен не тренировкой, а самой конструкцией композита.

Допустим теперь, что в материале помимо мартенситного канала реакции возможно протекание чисто пластической релаксации. При термоциклировании под напряжением это проявится в том, что какая-то часть деформаций, приводящих к внутренним напряжениям, будет иметь немартенситную природу, а член  $(\gamma/2)(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)$  в (5), описывающий энергию внутренних напряжений, должен будет записываться как

$$\frac{\gamma}{2} \left( (\varepsilon_1 + \varepsilon_p)^2 + (\varepsilon_2 + \varepsilon_p)^2 \right), \quad (30)$$

где  $\varepsilon_p$  — деформация немартенситной природы.

Нетрудно показать, что среда, описываемая энергией (5) с заменой (30), проявляет эффект обратимой памяти формы, что иллюстрирует рис. 11. Отметим, что максимальная деформация, достигаемая при понижении температуры, практически точно равна  $2\varepsilon_p$ , т.е. величине немартенситной компоненты деформации, достигнутой в процессе "тренировки".

Мы полагаем, что и эффект деформации ориентированного превращения, не находящий объяснения в рамках структурно-аналитической теории [7], также связан с открытием немартенситного канала неупругости при высоких напряжениях.

е) Накопление инвариантных сдвигов при термоциклировании под нагрузкой. В работе [11] было показано, что неполный возврат деформации при реализации эффекта памяти формы может наблюдаться не только при включении немартенситных каналов неупругости, но и посредством исключительно мартенситных реакций. Физическую природу этого явления

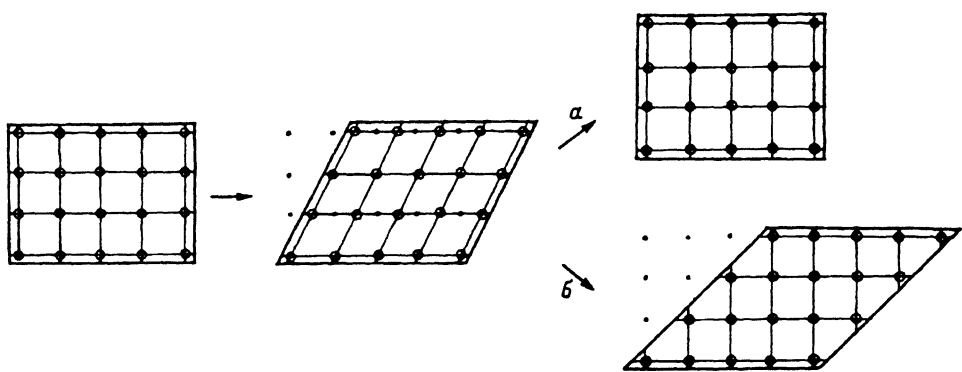


Рис. 12. Физический механизм накопления инвариантных сдвигов посредством чисто мартенситных реакций при термоциклировании.

поясняет рис. 12. Если дисторсия превращения достаточно велика (например, соответствует переходу из гранецентрированной кубической (ГЦК) в гексагональную плотноупакованную (ГПУ) фазу), то при отогреве мартенситного кристаллика он может вернуться в аустенитную фазу либо путем движения всех атомов строго в обратном направлении (по отношению к их движению при переходе аустенит-мартенсит) (рис. 12,а), либо путем их дальнейшего движения в том же направлении (рис. 12,б). В обоих случаях при высокой температуре мы будем иметь аустенит с одинаковой кубической кристаллической структурой, форма же кристаллита в целом во втором случае не вернется к исходной. Описание процесса накопления инвариантных сдвигов в рамках развиваемого подхода будет рассмотрено в отдельной публикации.

### Заключение

Несмотря на то что излагаемая модель в основных чертах дает те же результаты, что и структурно-аналитическая теория, существенно, что она сформулирована исходя из других физических посылок. Принципиальным является то, что “закон кинетики” мартенситного превращения, описываемой гистерезисной фигурой, представленной на рис. 2, не закладывается в модель в качестве постулата. Поэтому модель позволяет описывать те феномены, которые связаны с изменением формы этой фигуры (например, в результате изменения характера внутренних напряжений в среде). К таким явлениям относится, в частности, эффект многократнообратимой памяти формы. В свою очередь, можно указать явления, которые весьма трудно включить в излагаемую теоретическую схему, в то время как они естественным образом описываются структурно-аналитической теорией. Это прежде всего явления, связанные с наличием статистического разброса параметров перехода.

Проведенный анализ позволяет предполагать, что всеобъемлющая теория механического поведения материалов с эффектом памяти формы еще не завершена, но близка к завершению. Основой для создания такой теории может служить структурно-аналитическая теория [7], которую следует, однако, усовершенствовать с учетом других подходов.

- [1] *Tanaka K., Nagaki S.* // *Ing. Arch.* 1982. Vol. 51. P. 287-299.
  - [2] *Ivshin Y., Pence T.J.* // *Int. J. Engng. Sci.* 1994. Vol. 32. P. 681-704.
  - [3] *Liang C., Rogers C.A.* // *J. Intell. Mater. Syst. and Struct.* 1990. Vol. 1. N 2. P. 207-234.
  - [4] *Brinson L.C.* // *J. Intell. Mater. Syst. and Struct.* 1993. Vol. 4. P. 229-242.
  - [5] *Boyd J.G., Lagoudas D.C.* // *Plasticity 93. Proc. 4-th Intern. Symp. on Plasticity and Its Current Applications.* Baltimore, 1993.
  - [6] *Boyd J.G., Lagoudas D.C.* // *Int. J. of Plasticity.* 1995.
  - [7] *Лизачев В.А., Малинина В.Г.* Структурно-аналитическая теория прочности. СПб.: Наука, 1993. 471 с.
  - [8] *Likhachev V.A., Malinin V.G.* // *Soviet Phys. J.* 1990. Vol. 33. N 2. P. 190-205.
  - [9] *Likhachev V.A., Malinin V.G.* // *Russian Phys. J.* 1992. Vol. 35. N 4. P. 347-364.
  - [10] *Bhattacharya K., Kohn R.V.* // *Acta Met.* 1995. In press.
  - [11] *Попов Л.Е., Кобышев В.С., Ковалевская Т.А.* Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1984. 183 с.
  - [12] *Ford D.S., Hebda D.A., White S.R.* // *Active Materials and Smart Structures. SPIE Proc. Series.* 1994. Vol. 2427. P. 218-233.
  - [13] *Лизачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П.* Эффект памяти формы. Л., 1987. 216 с.
  - [14] *Евхард М.Е., Лизачев В.А.* // *Материалы с эффектом памяти формы. Сб. докл. I Российско-американского семинара "Новые физические и математические принципы в компьютерном конструировании материалов с эффектом памяти формы".* СПб., 1995. Т. 3. С. 11-18.
-