

01;05

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ И ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА КИНЕТИКУ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

© Г.А.Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 8 февраля 1996 г.)

Теоретически обсуждается влияние структурных факторов и внешних воздействий на кинетику термоупругих мартенситных превращений в сплавах с памятью формы. Обсуждение базируется на феноменологической и термодинамической моделях явления, учитывающих каталитический характер процесса превращения и его прекращение при исчерпании свободного объема материала. Найдено, что наличие в материале препятствий для движения межфазных границ приводит к замедлению скорости мартенситной реакции и увеличению размытия перехода по температуре. Внешнее воздействие на материал в виде приложения к нему механического, электрического (в случае сегнетоэластиков) или магнитного (магнитоэластики) полей влияет на фазовое состояние материала и равновесное положение межфазных границ, что приводит к сдвигу характеристических температур перехода. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими результатами показывает удовлетворительное их согласие.

Введение

Опыт показывает, что кинетика термоупругого мартенситного превращения и фазовое состояние сплавов с памятью формы чрезвычайно чувствительны к структурному состоянию материала и внешнему воздействию на него. К внешним воздействиям относятся приложение к испытываемому фазовый переход материалу механического напряжения σ_{ik} , гидростатического давления P , электрического E (сегнетоэластики [1]) или магнитного H (магнитоэластики [2]) полей, а также облучение его потоком частиц [3]. Облучение вызывает структурные изменения в материале, которые влияют на подвижность и равновесие межфазных границ и, следовательно, на кинетику превращения и фазовый состав материала. На параметры перехода существенное влияние оказывает наличие в материале дисперсных частиц [4], дислокаций [5], закалочных вакансионных петель [6].

В настоящее время отсутствует теоретическая модель мартенситного превращения, способная количественно, а в большинстве случаев и качественно объяснить влияние перечисленных факторов на фазовое состояние сплавов с памятью формы и кинетику мартенситных переходов в этих материалах. Необходимость разработки такой модели (а еще лучше полномасштабной теории) очевидна из-за сильной чувствительности функциональных свойств этих сплавов к их структуре и внешнему на них воздействию.

Целью настоящей работы является показать возможности некоторых простых феноменологических [7] и термодинамических [8] моделей для количественной интерпретации экспериментальных фактов, связанных с влиянием структуры и внешних полей на кинетику мартенситных превращений и фазовое равновесие в сплавах с памятью формы. Работа является продолжением предыдущих работ автора [7-9], посвященных данному вопросу.

1. Кинетика размытых мартенситных переходов

Особенность мартенситных превращений в сплавах с памятью формы состоит в их размытом по температуре характере, обусловленном тем, что образование новой фазы происходит неоднородно по объему материала в некотором достаточно широком температурном интервале и сопровождается гистерезисом превращения. Структура материала и внешние поля оказывают сильное влияние на параметры перехода, сдвигая критические (характеристические) температуры прямого и обратного превращений в ту или иную сторону. Задачей теории является количественно описать эти особенности переходов и установить влияние температуры T , внешних полей $\{G\} = \sigma_{ik}, P, E, H$ и структурных факторов $\{s\}$ на фазовое состояние материала

$$\phi_M = \phi_M(T, \{G\}, \{s\}), \quad (1)$$

где ϕ_M — объемная доля мартенсита в сплаве.

Деформация материала, связанная с образованием в нем мартенситной фазы с относительным объемом ϕ_M , равна

$$\varepsilon_{ik} = \xi_{ik} \phi_M, \quad (2a)$$

где ξ_{ik} — собственная деформация (дисторсия) решетки при ее структурной перестройке.

Если мартенситное превращение сопровождается образованием нескольких вариантов мартенсита, то для нахождения полной деформации необходимо просуммировать вклад каждого из них в (2a) [7], а в случае поликристаллов учесть при суммировании распределение зерен по ориентациям [10]. При неизотермическом термоупругом превращении скорость пластической деформации определяется скоростью изменения температуры \dot{T} , а при изменении внешних полей и структуры — соответственно скоростями их изменения $\{\dot{G}\}$ и $\{\dot{s}\}$

$$\dot{\varepsilon}_{ik} = \xi_{ik} \dot{\phi}_M, \quad \dot{\phi}_M = \frac{\partial \phi_M}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \phi_M}{\partial \{G\}} \{\dot{G}\} + \frac{\partial \phi_M}{\partial \{s\}} \{\dot{s}\}. \quad (2b)$$

Очевидно, что, имея соотношения (1), можно с помощью уравнений (2) определить деформационное поведение материала, испытывающего мартенситный переход, и установить, какое влияние на него оказывают структурные факторы $\{s\}$ и внешние поля $\{G\}$.

Ниже с помощью феноменологической модели [7] будет получена в явном виде зависимость относительной доли мартенсита (1) от температуры, напряжения σ_{ik} и объемной плотности препятствий для движения межфазных границ. В следующем разделе с помощью термодинамической модели [8] рассмотрено в общем виде влияние внешних полей и структурных факторов на фазовое равновесие в сплавах с памятью формы.

При квазиоднородном распределении мартенсита в материале в виде достаточно большого числа N мартенситных пластин со средним объемом Ω каждой из них объем сплава, занятый мартенситной фазой, равен $V_M = N\Omega$. При снижении температуры количество мартенсита будет увеличиваться как за счет роста числа пластин, так и увеличения их объема. Принимая во внимание отмеченный во многих работах автокаталитический характер образования мартенсита, можно записать кинетику его формирования в виде следующей реакции [7]:

$$-\frac{dV_M}{dT} = B'(T)V_M(V_0 - V_M), \quad (3a)$$

где $B'(T)$ — коэффициент, определяющий скорость автокаталитической реакции; V_0 — объем материала.

Вводя относительную долю мартенсита $\phi_M = V_M/V_0$, имеем вместо (3a) уравнение

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

где $B = B'(T)V_0$.

Интегрируя его, получаем температурную зависимость ϕ_M в виде

$$\phi_M(T) = [1 + e^{B(T-T_0)}]^{-1}, \quad (4)$$

T_0 — постоянная интегрирования, определяющая характеристическую температуру перехода; при $T = T_0$ $\phi_M = 0.5$.

Скорость автокаталитической реакции B определяет степень размытия перехода по температуре, при $T = T_0$ $d\phi_M/dT = -(1/4)B$. Ввиду относительной узости перехода температурной зависимостью коэффициента B , если она есть, можно пренебречь.

Уравнение фазового равновесия (4) описывает прямой и обратный мартенситный переходы в отсутствие внешнего напряжения σ_{ik} и сил трения σ_{ik}^f , препятствующих перемещению межфазных границ. Влияние этих факторов на фазовое равновесие может быть учтено с помощью соотношения Клаузиуса-Клайперона

$$T_0(\sigma_{ik}^* = T_0 + \frac{T_0}{q}\xi_{ik}\sigma_{ik}^*), \quad (5a)$$

$$\sigma_{ik}^* = \sigma_{ik} \mp \sigma_{ik}^f - \sigma_{ik}^i, \quad (5b)$$

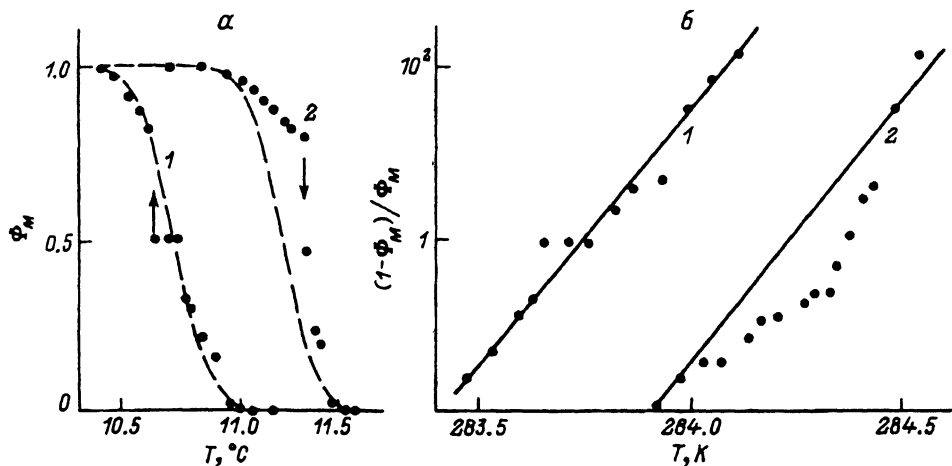


Рис. 1. Температурный гистерезис толщины мартенситной пластинки (а) и результаты обработки кривых гистерезиса в координатах (бс) (б).
1 — охлаждение, 2 — нагрев.

где q — теплота превращения; σ_{ik}^* — эффективное, σ_{ik}^i — внутреннее напряжения, действующие на межфазные границы.

С напряжением трения σ_{ik}^f связан гистерезис превращения, а с внутренними напряжениями — отбор вариантов мартенсита, определяющих каналы восстановления формы материала при обратном превращении.

Подставляя (5а) в (4), получаем зависимость количества мартенсита от температуры и приложенного к материалу механического напряжения

$$\phi_M(T, \sigma_{ik}^*) = \left(1 + e^{BT_0 \left(\frac{T-T_0}{T_0} - \frac{\xi_{ik} \sigma_{ik}^*}{q} \right)} \right)^{-1} \quad (6a)$$

В отсутствие внешнего и внутренних напряжений и при доминировании одной компоненты тензора $\xi_{ik} = \xi_0$

$$\phi_M(T) = \left(1 + e^{BT_0 \left(\frac{T-T_0}{T_0} \mp m \frac{\sigma^f}{\sigma_M} \right)} \right)^{-1}, \quad (6b)$$

где $\sigma_M = q/\xi_0$; m — ориентационный фактор; σ^f — напряжение сухого трения, препятствующее прямому и обратному превращению.

В качестве иллюстрации на рис. 1, а приведены результаты сравнения уравнения (6б) с экспериментальными данными по расширению и сокращению отдельной мартенситной пластинки в сплаве Cu-Zn-Al [6] при снижении и повышении температуры в интервале 10–12° С в отсутствие внешнего напряжения. Здесь $\phi_M = W/W_m$, W — текущая, $W_m = 77$ мкм — равновесная ширина (толщина) пластинки. Штриховые кривые на рис. 1, а проведены в соответствии с уравнением (6б) при $T_0 = 284K$, $B = 13.8K^{-1}$, $BT_0 = 3.9 \cdot 10^3$, $m\sigma^f/\sigma_M = 8.8 \cdot 10^{-4}$. Рис. 1, б

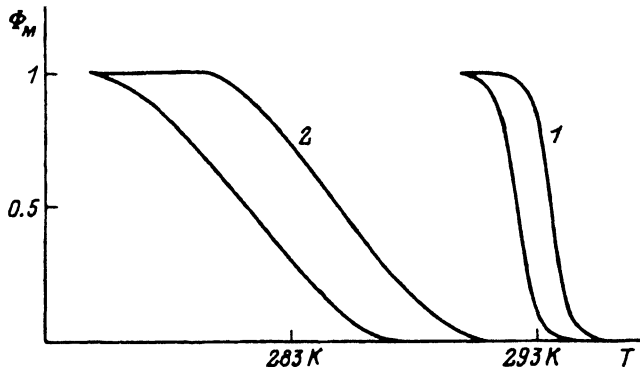


Рис. 2. Кривые температурного гистерезиса толщины мартенситных пластинок в отожженных (1) и закаленных (2) образцах.

демонстрирует результаты работы [6] в теоретических координатах

$$\ln \frac{1 - \phi_M}{\phi_M} = B[T - T_0 \mp mT_0 \frac{\sigma^f}{\sigma_M}]. \quad (6c)$$

В соответствии с (6с) экспериментальные точки при прямом мартенситном превращении укладываются на прямую линию, наклон которой определяет величину параметра B , т.е. степень размытия перехода. Из рис. 1 видно также, что при обратном переходе (кривые 2) наблюдается сильная задержка в сокращении пластинок, связанная, по-видимому, с тем, что межфазная граница при своем движении встретила достаточно мощное препятствие. Для его преодоления потребовался достаточно сильный перегрев материала, в результате которого граница скачком (указано стрелкой) переместилась в равновесное в соответствии с уравнением (6b) положение. Авторы [6] отмечают, что такое резкое движение границы сопровождается сильной эмиссией звука.

Кривые фазового равновесия (6) содержат три параметра, которые определяют соответственно степень размытия (ширину) превращения B , характеристическую температуру T_0 и гистерезис перехода по температуре $mT_0\sigma^f/\sigma_M$. От указанных параметров существенным образом зависят функциональные свойства сплавов с памятью формы [7]. Большое влияние на них оказывает структура материала.

В качестве примера на рис. 2 приведены (схематически) результаты опыта [6], выполненного на сплаве Cu-Zn-Al по той же методике, что и опыт, результаты которого представлены на рис. 1, а. На рис. 2 кривые 1 и 2 демонстрируют температурные зависимости ширины мартенситной пластинки соответственно в отожженном (как на рис. 1, а) и закаленном состояниях исследуемого сплава. Видно, что закалка существенно повлияла на все три отмеченных выше параметра фазового равновесия, на $10K$ снизив характеристическую температуру перехода и в 5–6 раз увеличив ширину и гистерезис превращения [6]. Электронно-микроскопическое исследование закаленных образцов сплава показало, что по сравнению с отожженными образцами они содержат большое количество закалочных вакансионных петель диаметром 10–15 нм, взаимодействие которых с межфазными границами

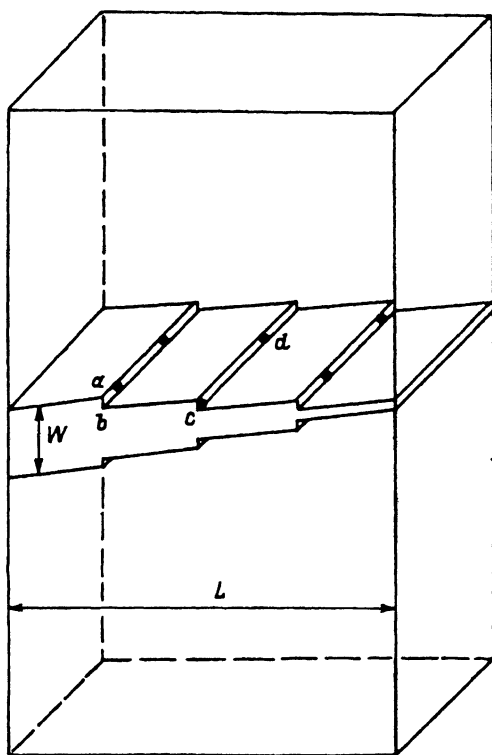


Рис. 3. Расширение (сокращение) мартенситной пластинки в сплаве с памятью формы, содержащем препятствия для движения межфазных границ (темные кружки).

и определяет, как можно предполагать, влияние закалки на кинетику мартенситного превращения [5].

Аналогичная ситуация имеет место и при облучении сплавов с памятью формы потоком нейтронов [3,11]. Облучение вызывает образование в материале большого количества вакансионных и межузельных петель и снижение критических температур мартенситного перехода. Такое же воздействие на параметры перехода оказывает наличие в сплаве дисперсных частиц, полученных в результате той или иной термообработки сплава [4]. Все эти обстоятельства указывают, что природа препятствий для движения межфазных границ не так важна, как их наличие в материале. Ниже в рамках рассматриваемой модели будет сделана количественная оценка влияния объемной плотности препятствий на ширину (размытие) фазового перехода.

На рис. 3 схематически показан механизм увеличения длины L и толщины W мартенситной пластинки в сплаве, содержащем в своем объеме препятствия (темные точки) для движения межфазных границ. Наличие препятствий (некогерентных частиц) приводит к тому, что увеличение объема пластинки происходит дискретно, слоями по мере преодоления межфазной границей препятствий. Пусть среднее расстояние между препятствиями в плоскости границы $bc = cd = \lambda$, а толщина слоя $h = 2r$, где r — радиус препятствий. В таком случае при

удлинения пластины L ее толщина $W = 2hN$, где $N = L/\lambda$ — число препятствий на длине L . В результате получаем

$$W = \frac{2h}{\lambda}L. \quad (7)$$

В поликристаллическом материале длина пластин ограничена размером зерен d , следовательно, толщина мартенситных пластинок в нем будет линейно связана с величиной зерен. Такая линейная связь действительно обнаружена при закалке на мартенсит сплава Cu-Al-Zn [12] с коэффициентом пропорциональности $2h/\lambda = 7 \cdot 10^{-4}$.

Скорость автокаталитической реакции в уравнении (3b) определяется скоростью увеличения объема (толщины) мартенситной пластины при изменении температуры на определенную величину. Поскольку увеличение объема происходит послойно, порциями $2h\lambda^2$, после преодоления межфазной границей очередного препятствия в результате переохлаждения (перегрева) ΔT , то увеличение относительного объема пластинки $\Delta\phi_M = 2h\lambda^2\phi_M\beta\Delta T$. Следовательно,

$$\frac{d\phi_M}{dT} = B_1\phi_M, \quad (8)$$

где $B_1 = 2\beta h\lambda^2$; β — коэффициент пропорциональности, обусловленный термодинамикой превращения (раздел 2).

При объемной доле препятствий $f = \frac{4}{3}\pi r^3 n$, где n — их объемная плотность, эффективное расстояние между препятствиями в плоскости границы $\lambda = (hn)^{-1/2}$, а следовательно, в (7) и (8)

$$\frac{h}{\lambda} = \left(\frac{6}{\pi}f\right)^{1/2}, \quad h\lambda^2 = n^{-1} = \frac{\pi h^3}{6f}. \quad (9)$$

Принимая далее во внимание, что в отсутствие препятствий скорость собственной мартенситной реакции определяется коэффициентом B_0 , имеем для эффективного коэффициента B при наличии препятствий соотношения

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{B_0} + \frac{1}{B_1}, \quad B = \frac{B_0}{1 + B_0/B_1}. \quad (10a)$$

Подставляя в (10a) найденные выше соотношения для коэффициента B_1 , получаем зависимость скорости автокаталитической реакции от объемной плотности n или объемной доли f препятствий

$$B = \frac{B_0}{1 + n/n_0}, \quad B = \frac{B_0}{1 + 6f/\pi n_0 h^3}, \quad (10b)$$

где n_0 — объемная плотность центров зарождения новой фазы в отсутствие специальных препятствий для движения межфазных границ.

Она определяет скорость B_0 собственной автокаталитической реакции сплава.

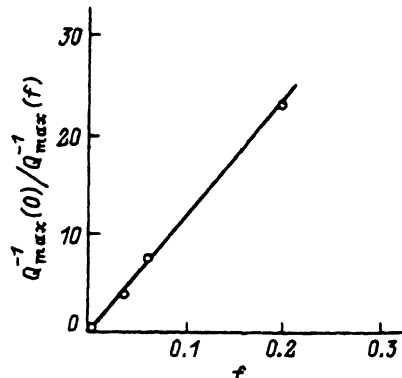


Рис. 4. Зависимость обратной величины переходного внутреннего трения от объемной доли f дисперсных частиц в сплаве.

Из (10b) следует, что чем выше плотность препятствий, тем меньше величина коэффициента B и тем, следовательно, больше размытие фазового перехода $\Delta T_M = 4B^{-1}$ по температуре, поскольку с ростом числа препятствий для его продолжения требуется все более сильное переохлаждение (перегрев) материала. Отмеченные выше факты по влиянию облучения, закалки и термообработки на размытие мартенситных переходов в сплавах с памятью формы качественно согласуются с этим выводом.

Для количественного сравнения соотношения (10b) с экспериментом воспользуемся результатом [4] по влиянию дисперсных частиц с объемной долей f на величину переходного внутреннего трения в сплавах Cu-Al-Ni-Ti. В [4] найдено, что с ростом f коэффициент затухания низкочастотных колебаний Q^{-1} уменьшается. Согласно [13,14], величина переходного внутреннего трения при термоупругом мартенситном превращении равна

$$Q_{tr}^{-1}(T) = \frac{K \xi_0 \dot{T}}{2\omega \sigma_0} \frac{d\phi_M}{dT}, \quad (11a)$$

где σ_0 — амплитуда колебаний с частотой ω , K — коэффициент упругости, \dot{T} — скорость изменения температуры при нагреве или охлаждении, $d\phi_M/dT$ — скорость мартенситного превращения.

Пропорциональность $Q_{tr}^{-1} \sim d\phi_M/dT$ зафиксирована в [14], а соответствие температурной зависимости $Q_{tr}^{-1}(T)$ кинетике (3) — в [9].

Из (11a) следует, что величина трения Q_{tr}^{-1} достигает максимального значения Q_{max}^{-1} при $(d\phi_M/dT)_{max} = 1/4B$,

$$Q_{max}^{-1} = \frac{K \xi_0 \dot{T}}{8\omega \sigma_0} B. \quad (11b)$$

Подставляя в (11b) величину B из (10b), получаем зависимость внутреннего трения от объемной доли препятствий в сплаве с памятью формы

$$Q_{max}^{-1}(f) = \frac{Q_{max}^{-1}(0)}{1 + af}, \quad (11c)$$

где $a = 6/\pi n_0 h^3$, $Q_{max}^{-1}(0)$ — величина трения в отсутствие препятствий.

На рис. 4 приведены результаты обработки данных [4] по переходному внутреннему трению в сплавах Cu-Al-Ni-Ti в виде обратной (11с) зависимости

$$\frac{Q_{\max}^{-1}(0)}{Q_{\max}^{-1}(f)} = 1 + af. \quad (11d)$$

Видно, что в соответствии с (11d) обратное значение $Q_{\max}^{-1}(f)$ увеличивается линейно с объемной долей препятствий f с коэффициентом пропорциональности $a = 110$.

Выше было отмечено (рис. 2), что наличие препятствий для движения межфазных границ влияет не только на размытие фазового перехода по температуре ΔT_M , но и на величину его температурного гистерезиса ΔT_f и характеристическую температуру перехода T_0 . Влияние препятствий на величину гистерезиса связано, как можно предполагать, с короткодействующим взаимодействием ступенек на межфазных границах [15] с препятствиями. Что касается влияния препятствий на характеристическую температуру перехода, то этот вопрос требует отдельного обсуждения (см. ниже). В заключение заметим, что рассмотренная выше феноменологическая модель размытого мартенситного перехода успешно использовалась для количественного анализа эффектов памяти формы [7], переходного внутреннего трения [9], акустической эмиссии, сопровождающей фазовый переход [9], анализа вида и характера гистерезиса кривых напряжение-деформация, связанных с мартенситными превращениями в сплавах с памятью формы [7,8].

2. Термодинамическая модель размытых фазовых переходов

Несмотря на достаточно хорошее соответствие опыту, недостатком рассмотренной выше феноменологической модели является ее слабая физическая обоснованность. Более обоснованной с физической точки зрения является термодинамическая модель размытых мартенситных переходов [8]. Она, как и феноменологическая модель, учитывает особенности протекания мартенситной реакции в реальных материалах и способна в довольно общем виде описать влияние структурных факторов и внешних полей на равновесие фаз в сплаве.

В рамках термодинамического подхода изменение фазового состояния системы взаимодействующих частиц является результатом изменения свободной энергии системы $\Delta F = U - T\Delta S$, где U — внутренняя энергия, а ΔS — энтропия системы при фазовом переходе. Для двухфазной системы, состоящей из фаз с объемными долями ϕ_1 и ϕ_2 , изменение свободной энергии равно

$$\Delta F = U_1\phi_1 + U_2\phi_2 + U_{12}(\phi_1, \phi_2) + kT[\phi_1 \ln \phi_1 + \phi_2 \ln \phi_2], \quad (12a)$$

где U_1 и U_2 — внутренние энергии соответствующих фаз, U_{12} — энергия их взаимодействия, последний член описывает энтропию системы, k — постоянная Больцмана.

Как было показано в разделе 1, размытие фазового перехода по температуре обусловлено тем, что образование зародышей фаз и движение межфазных границ из-за наличия в сплаве препятствий происходит микроскачками. В результате этого объем растущей (убывающей) фазы увеличивается (уменьшается) дискретно, порциями $v = h\lambda^2$

(рис. 3), что сопровождается скачками деформации [1], акустической эмиссией [9], а в случае сегнетоэлектриков и ферромагнетиков скачками поляризации и магнитного потока (скачками Баркгаузена [9]).

Учитывая, что размер таких активных областей значительно превышает размер стабильных зародышей, можно в (12а) пренебречь слагаемым, описывающим взаимодействие фаз (межфазной поверхностной энергией [8]). Полагая далее, что $\phi_1 = \phi_M$, $\phi_2 = 1 - \phi_M$, получаем

$$\Delta F = \Delta U \phi_M + kT[\phi_M \ln \phi_M + (1 - \phi_M) \ln(1 - \phi_M)], \quad (12b)$$

где $\Delta U = U_1 - U_2$, $\Delta U = v \Delta u$, Δu — плотность внутренней энергии, v — объем активной области.

Из условия равновесия фаз

$$\frac{\partial \Delta F}{\partial \phi_M} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Delta F}{\partial \phi_M^2} > 0 \quad (13)$$

находим равновесное значение относительной доли мартенсита в сплаве

$$\phi_M = \left(1 + e^{\frac{v \Delta u}{kT}}\right)^{-1}. \quad (14a)$$

Согласно (14а), фазовое равновесие в гетерофазной системе определяется разностью их внутренних энергий Δu . В случае переходов первого рода, к которым относятся и мартенситные переходы в сплавах с памятью формы,

$$\Delta u = q \frac{T - T_0}{T_0}, \quad (14b)$$

где $q = T_c \Delta S(\phi_c)$ — теплота превращения, $T_c \approx T_0$ — критическая температура точечного фазового перехода первого рода [8], $\Delta S(\phi_c)$ — скачок энтропии при таком переходе.

Подставляя Δu в (14а), получаем температурную зависимость ϕ_M

$$\phi_M(T) = \left(1 + e^{BT_0 \left(\frac{T - T_0}{T_0}\right)}\right)^{-1}, \quad BT_0 = \frac{qv}{kT}, \quad (14c)$$

аналогичную найденной в рамках феноменологической модели (уравнения (4) и (6)).

При действии на материал внешних полей $\{G\}$ изменение внутренней энергии при фазовом переходе равно

$$\Delta u = q \frac{T - T_0}{T_0} - [g]\{G\}, \quad (15a)$$

где $[g]$ — скачок сопряженного полю G параметра материала g в результате фазового перехода.

В случае приложения к материалу механических напряжений σ_{ik}^* , гидростатического давления P , электрического E_i (сегнетоэластики) или магнитного H_i (магнитоэластики) полей имеем

$$\Delta u = q \frac{T - T_0}{T_0} - \xi_{ik} \sigma_{ik}^* + \delta_0 P - \bar{p}_i E_i - \bar{m}_i H_i, \quad (15b)$$

где $[g] = \xi_{ik}$ и δ_0 — сдвиговые деформации и дилатация решетки при ее структурной перестройке, \bar{p}_i и \bar{m}_i — индуцированные перестройкой решетки электрический и магнитный моменты.

При $\Delta u = 0$ уравнение (15a) совпадает с уравнением баланса сил, приложенных к межфазной границе [16,17]. Очевидно, что при фазовом переходе изменение этого баланса в ту или иную сторону ($\Delta u > 0$ или $\Delta u < 0$) будет, согласно (14a), увеличивать или уменьшать количество мартенсита в сплаве. Условие равновесия фаз $\Delta u = 0$ определяет характеристическую температуру превращения T_0 , при которой $\phi_M = 0.5$. Приложение внешних полей изменяет эту температуру в соответствии с обобщенным уравнением Клаузиуса-Клайперона, вытекающим из соотношений (15a) и (15b),

$$q \frac{T'_0 - T_0}{T_0} = \xi_{ik} \sigma_{ik}^* - \delta_0 P + \bar{p}_i E_i + \bar{m}_i H_i, \quad (15c)$$

где T'_0 — новое значение характеристической температуры.

Что касается влияния структуры на изменение внутренней энергии Δu , а следовательно, и характеристической температуры превращения, то это изменение может быть обусловлено рядом факторов. Так, если перестройка решетки в низкосимметричную фазу сопровождается изменением упругих постоянных и параметров решетки, то при наличии в сплаве примесей, дисперсных частиц или дислокаций это будет вызывать изменение (увеличение) собственных энергий дефектов $[u_d]$, как следствие этого, изменение внутренней энергии Δu и характеристической температуры превращения линейно с ростом объемной плотности (концентрации) дефектов n_d ,

$$\Delta u = q \frac{T'_0 - T_0}{T_0} - [g]\{G\} + [u_d]n_d. \quad (16)$$

Если дефекты обладают дальнедействующими упругими полями, то их влияние на характеристическую температуру перехода может быть найдено путем решения краевой задачи для параметра порядка, позволяющей определить размер областей вокруг дефектов (их корреляционный радиус), где превращение имеет место в первую очередь. Если этот размер не превышает среднее расстояние между дефектами, характеристическая температура снижается линейно с ростом плотности дефектов [18].

Таким образом, рассмотренная выше термодинамическая модель размытых фазовых переходов дает физическое обоснование феноменологической модели раздела 1, основанной на интуитивных соображениях и эмпирических наблюдениях. Обе модели довольно просты и

ориентированы в направлении $\dot{\epsilon}_{ik}$ с помощью экспериментальных данных, поскольку содержат параметры, которые могут быть легко оценены или непосредственно найдены из опыта. Модели описывают влияние на эффекты памяти формы не только стационарных значений температуры, внешних полей и структурных факторов, но также учитывают влияние на эти эффекты нестационарных значений указанных факторов. Действительно, из уравнения (2a) с учетом соотношений (14a), (15b), (16) имеем

$$\dot{\epsilon}_{ik} = \frac{\xi_{ik} v}{kT} \left(q\dot{T} - [g]\{\dot{G}\} + [u_d]\dot{n}_d \right) \phi_M (1 - \phi_M). \quad (17)$$

Уравнение (17) позволяет самосогласованным образом связать скорость деформации, обусловленную мартенситным превращением, с кинетикой фазового перехода и динамикой изменения температуры, внешних полей и структурных факторов путем записи для них соответствующих кинетических уравнений.

Список литературы

- [1] Крайнюк Г.Г., Отко А.И., Носенко А.Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 4. С. 758–861.
- [2] Ullakko K. // Abstracts of ICOMAT-95. Lausanne, 1995. P. 112.
- [3] Ibragim E.F. // J. Nucl. Mater. 1991. Vol. 185. N 1. P. 302–306.
- [4] Nakanishi M., Sugimoto K., Kamel K. et al. // J. Jap. Inst. Metals. 1992. Vol. 56. N 1. P. 30–37.
- [5] Ahlers M., Lovey F.C., Sade M. // Proc. ICSMA-9 / Ed. D.G. Brandon, R. Chaim, A. Rosen. Haifa 1991. P. 239–246.
- [6] Amengual A., Lovey F.C., Segui G. et al. // Proc. ICOMAT-89. Pt 2. Materials Science Forum. 1990. Vol. 56/58. P. 523–528.
- [7] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 1. С. 127–137.
- [8] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 5. С. 1489–1501.
- [9] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 11. С. 2993–3002.
- [10] Лизачев В.А., Малинин В.Г. Структурно-аналитическая теория прочности. СПб.: Наука, 1993. 471 с.
- [11] Роговский А.М., Логунцев Е.Н., Ионайтис Р.Р. и др. // Материалы Межреспубликанского семинара “Актуальные проблемы прочности”. Псков. 1993. С. 206.
- [12] Khan A.Q., Delay L. // Scripta Metal. 1970. Vol. 4. N 12. P. 981–984.
- [13] Бело В.Н., Даринский Б.М., Постников В.С. и др. // ФММ. 1969. Т. 27. Вып. 1. С. 141–147.
- [14] Bidaut J.E., Gremard G., Benoit W. // Proc. ECIUAS-6. Materials Science Forum. 1993. Vol. 119/124. P. 299–304.
- [15] Bulluffi R.W., Olson G.B. // Met. Trans. 1985. Vol. 16A. N 4. P. 529–541.
- [16] Нечаев В.Н., Рошупкин А.М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 53. № 7. С. 1267–1275.
- [17] Nechaev V.N., Roschupkin A.M. // Ferroelectrics. 1990. Vol. 90. N 1. P. 23–29.
- [18] Леванюк А.П., Осипов В.В., Сизов А.С. и др. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 1. С. 345–368.