

06
Диспергирование наночастиц дислокациями как причина циклической нестабильности функциональных свойств сплава Ni—Fe—Ga—Co

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 8 сентября 2020 г.
В окончательной редакции 26 октября 2020 г.
Принято к публикации 9 ноября 2020 г.

В рамках теории размытых мартенситных переходов обсуждается физический механизм циклической неустойчивости функциональных свойств не отожженных после роста (as grown) кристаллов сплава $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$, подвергаемых термомеханическим циклам: сжатие в направлении [011] — возврат деформации памяти формы при нагреве. Циклирование приводит к существенному снижению напряжений сжатия и их стабилизации после 9–10 термомеханических циклов. Расчеты показали, что снижение напряжений связано с диспергированием (разупорядочиванием) антифазных доменов дислокациями скольжения. В результате антифазная нанодоменная сверхструктура B_2 неотожженного кристалла превращается в $L2_1$ -структуру, характерную для отожженных при высокой температуре кристаллов этого сплава после их роста.

Ключевые слова: сплавы с эффектом памяти формы, циклическая нестабильность свойств, диспергирование наночастиц, антифазные нанодомены, сверхструктура сплава.

DOI: 10.21883/JTF.2021.04.50628.261-20

Введение

Сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ) являются в настоящее время рабочими элементами различных сенсорных, силовых и других высокотехнологичных устройств. По сравнению с традиционными материалами они обладают повышенной чувствительностью к изменению температуры, механического напряжения, а ферромагнитные сплавы — магнитного. Физической основой этой чувствительности являются обратимые термоупругие мартенситные превращения в таких сплавах, определяющие функциональные (термо-, псевдо- и магнитоупругие) свойства сплавов. Наряду с достоинствами, у сплавов есть и недостатки, связанные с устойчивостью их свойств при их многократном использовании или циклическом характере работы. Поскольку стабильность свойств является необходимым условием применения сплавов, ее исследованию уделяется большое внимание [1–7]. При практическом их применении рабочие элементы устройств из сплавов с ЭПФ подвергаются процедуре тренинга, т. е. многократного термомеханического воздействия на них с целью достижения циклической стабильности их функциональных свойств.

Исследования показывают, что циклическая стабильность силовых характеристик сплавов, таких, как напряжение σ_c начала псевдоупругой деформации (начала мартенситного превращения под напряжением) и величина гистерезиса напряжений $\Delta\sigma_h$ при прямом и обратном мартенситных переходах, зависят от ряда факторов. Один из них — кристаллографическая ориентация кристалла относительно оси его сжатия

или растяжения. Так, монокристаллы сплава Ni_2FeGa с ориентацией [001] вдоль оси растяжения демонстрируют стабильность величины напряжений σ_c и гистерезиса $\Delta\sigma_h$ вплоть до $1.8 \cdot 10^4$ исследованных циклов нагрузка–разгрузка при величине задаваемой деформации 3% в каждом цикле [1]. С другой стороны, при ориентации кристалла [123] найдено, что кристалл разрушается через 58 циклов при той же величине деформации за один цикл. Монокристаллы сплава $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ при их сжатии вдоль кристаллографической оси [001] показывают стабильность напряжения начала мартенситного превращения σ_c и величины гистерезиса $\Delta\sigma_h$ в течение 100 циклов при задании полной деформации мартенситного превращения 5.5% [3]. А при ориентации кристалла [123] наблюдается снижение напряжения σ_c и величины гистерезиса $\Delta\sigma_h$ с ростом числа циклов нагрузка–разгрузка.

Еще один фактор, влияющий на циклическую устойчивость параметров псевдоупругой деформации сплавов с ЭПФ, — это наличие в нем дисперсных частиц. Так, в кристаллах сплава TiNi когерентные частицы интерметаллида Ti_3Ni_4 размером 10 nm способствуют циклической стабилизации силовых характеристик сплава независимо от ориентации кристалла относительно направления оси его деформации [4]. Наоборот, потеря когерентности частицами размером 500 nm вызывает рост дислокационной активности в кристалле сплава и циклическую нестабильность его силовых характеристик. Антифазные нанодомены существенно увеличивают напряжение σ_c начала мартенситного превращения в неотожженном сплаве $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ по сравнению с

отожженным при высоких (более 1000 К) температурах. В процессе термомеханического циклирования (сжатие кристалла в направлении оси [011] — возврат деформации памяти формы) уровень этих напряжений значительно снижается из-за диспергирования (разупорядочения) антифазных нанодоменов дислокациями, что, как предполагается в [5], служит причиной их циклической неустойчивости.

Если параметры σ_c и $\Delta\sigma_h$ имеют важное значение для функционирования силовых и исполнительных устройств (actuators), то исследование циклической стабильности температуры T_c , температурных интервала ΔT и гистерезиса ΔT_h мартенситного перехода представляет интерес для функционирования сенсорных устройств [6,7]. Так, калориметрическое исследование кристаллов сплава $\text{Ni}_{56}\text{Mn}_{19}\text{Ga}_{19}\text{Co}_6$ показывает [6], что в отожженных и закаленных в воду кристаллах температуры прямого и обратного мартенситных переходов снижаются с ростом числа циклов нагрев–охлаждение из-за образования в процессе циклирования преципитатов. В [7] обнаружено, что циклическая стабильность параметров T_c и ΔT кристаллов сплава $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ зависит от их термообработки. В кристаллах, закаленных в воду после отжига при температуре 1373 К, стабильность имеет место при задании полной деформации памяти формы (ПФ) путем сжатия кристалла в направлении оси [011] с последующим его нагревом для возврата деформации ПФ. Температура восстановления деформации 380 К не зависит от числа циклов сжатие–нагрев, а температурная ширина восстановления деформации ПФ имеет характерное для взрывного возврата этой деформации значение $\Delta T \approx 10^{-3}$ К. В противоположность этому не отоженные после их выращивания (as-grown) кристаллы этого сплава демонстрируют снижение температуры T_c и рост температурной ширины восстановления деформации ПФ от взрывного значения $\Delta T \approx 10^{-3}$ К до $\Delta T = 12$ К после пятого цикла сжатие–нагрев [7].

Таким образом, приведенные выше результаты экспериментов показывают, что циклическая неустойчивость параметров мартенситных превращений под напряжением в рассматриваемых сплавах зависит, по крайней мере, от трех факторов — это ориентация кристалла относительно направления его деформации, наличие в кристалле дисперсных наночастиц и термообработка кристалла. При анализе результатов исследований большинство авторов приходит к выводу, что циклическая неустойчивость параметров сплавов с ЭПФ, если она имеет место, прямо или косвенно связана с влиянием дислокаций на параметры мартенситных переходов в этих сплавах. На это указывает [3], например, наличие дислокаций вблизи межфазных границ мартенсит–аустенит в кристаллах сплава Ni–Fe–Ga–Co при их сжатии вдоль направления [123] и заметная дислокационная активность в кристаллах сплава TiNi , содержащих некогерентные частицы Ti_3Ni_4 размером 500 нм [4]. Остается, однако, неясным конкретный физический механизм этого влияния.

Целью настоящей работы является попытка установить этот механизм, опираясь на теорию размытых мартенситных переходов (РМП) [8]. Особенность теории состоит в ее чувствительности к структурным факторам, в данном случае к таким, как линейные дефекты решетки — дислокации. Они прямо или косвенно влияют на параметры мартенситных переходов в рассматриваемых сплавах и, следовательно, на стабильность их свойств в условиях циклического термомеханического воздействия на сплав. При сравнении теоретических соотношений с экспериментом в настоящей работе использованы данные [5] по циклической термомеханической деформации монокристаллов сплава $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ в не отоженном после их кристаллизации состоянии. Данные [5] представляют интерес для анализа циклической стабильности свойств этого сплава из-за особенностей его деформационного поведения, а именно, наличия аномальных спадов напряжения на диаграммах сжатия кристаллов сплава вдоль направления [011] и взрывообразный характер восстановления деформации ПФ. В настоящей работе обсуждается первая из этих особенностей.

1. Основные соотношения теории РМП

Согласно теории РМП, относительный объем кристалла φ_M , занятый мартенситом, зависит от температуры T , внешнего напряжения σ и межфазных напряжений σ_e . При одностадийном характере мартенситного перехода этот объем подчиняется соотношению [8]

$$\varphi_M = \frac{1}{1 + \exp(\Delta U/k_B T)}, \quad (1a)$$

где $\Delta U = \omega \Delta u$ — изменение свободной энергии сплава при образовании в нем зародыша новой фазы объемом ω , Δu — объемная плотность свободной энергии фазового перехода,

$$\Delta u = q \frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} - \varepsilon_m (\sigma - \sigma_\mu) - W_{el}, \quad (1b)$$

q — теплота перехода, ε_m — деформация решетки при ее структурной перестройке, σ_μ — напряжение, препятствующее мартенситному переходу, T_{c0} — характеристическая температура превращения в отсутствие напряжений, k_B — постоянная Больцмана, $W_{el} = \sigma_e \varepsilon_{el}(\varphi_M)$ — связанная с переходом межфазная упругая энергия,

$$W_{el}(\varphi_M) = \sigma_e \varepsilon_m \varphi_M (1 - \varphi_M), \quad (1c)$$

σ_e — внутренние упругие напряжения на границе фаз. Уравнения (1a)–(1c) описывают равновесие мартенситной φ_M и аустенитной $\varphi_A = 1 - \varphi_M$ фаз в кристалле. Из уравнения (1c) следует, что в однофазных состояниях $\varphi_M = 0$ (аустенит) и $\varphi_M = 1$ (мартенсит) межфазные деформации и межфазная энергия обращаются в нуль, а при $\varphi_M = 1/2$ достигают максимума. Подставляя (1b)

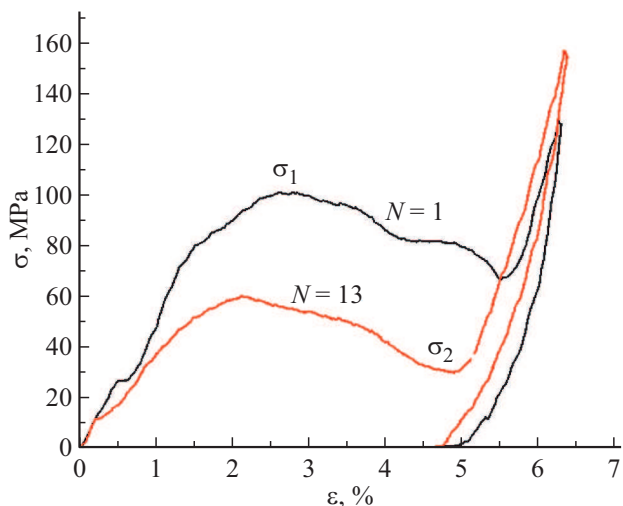


Рис. 1. Двустадийные диаграммы сжатия кристаллов сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ в направлении $[011]$ при 293 К и числе термомеханических циклов (сжатие — возврат деформации ПФ) $N = 1$ и 13 [5].

и (1с) в (1а) и разрешая это уравнение относительно напряжения σ , получаем его зависимость от температуры, межфазных напряжений и величины мартенситной деформации кристалла $\varepsilon = \varepsilon_m \varphi_M$

$$\sigma = \sigma_m \left[\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} + \frac{\sigma_\mu}{\sigma_m} - a_e \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \right) + \frac{1}{\bar{\omega}} \ln \left(\frac{\varepsilon/\varepsilon_m}{1 - \varepsilon/\varepsilon_m} \right) \right], \quad (2)$$

где $a_e = \sigma_e/\sigma_m$, $\bar{\omega} = \omega q/k_B T_{c0}$, $\sigma_m = q/\varepsilon_m = (d\sigma/dT)T_{c0}$, $d\sigma/dT$ — коэффициент Клапейрона–Клаузиуса. Из уравнения (2) видно, что при достаточной величине параметра a_e , определяющего относительную величину межфазных напряжений, коэффициент мартенситного упрочнения кристалла $d\sigma/d\varepsilon$ может стать отрицательным. Это означает, что на диаграмме сжатия кристалла появляется участок снижения деформирующего напряжения (рис. 1). Как установлено в [9], при наличии такого участка на диаграмме сжатия восстановление деформации ПФ $\varepsilon = \varepsilon_m \varphi_M$ в кристалле приобретает неустойчивый, взрывообразный характер. Действительно, дифференцируя соотношение (1а) по времени t с учетом соотношений (1б) и (1с) для межфазной упругой энергии W_e , получаем при $\sigma = 0$ зависимость скорости dh/dt восстановления формы (высоты) кристалла $h = h_0(1 - \varepsilon_m \varphi)$ после его сжатия до полной деформации превращения ε_m от объемной доли мартенсита $\varphi_M = \varphi$ [9]

$$V(\varphi) = V_m \frac{4\varphi(1 - \varphi)}{1 - a_e \bar{\omega} \varphi(1 - \varphi)(1 - 2\varphi)}, \quad (3)$$

$$V_m = h_0 \varepsilon_m (\dot{T}/4T_{c0}) \bar{\omega},$$

где V_m — максимальная скорость восстановления формы кристалла при его нагреве с постоянной скоростью \dot{T}

в отсутствие межфазных напряжений, т.е. при $a_e = 0$ в знаменателе формулы (3). Очевидно, что при достаточной величине параметров a_e и $\bar{\omega}$ знаменатель формулы (3) может обратиться в нуль. Это означает, что кинетика восстановления формы кристалла теряет стабильность, скорость V оказывается неопределенно большой, т.е. мартенситное превращение приобретает взрывной характер. В заключение заметим, что структурно чувствительными параметрами в соотношениях (1)–(3) являются напряжение, препятствующее мартенситному переходу сплава σ_μ , межфазные напряжения $a_e \sim \sigma_e$ и элементарный объем превращения $\bar{\omega} \sim \omega$.

2. Дислокации и циклическая стабильность свойств сплава Ni–Fe–Ga–Co

Представленные на рис. 1 данные [5] показывают, что после 13 термомеханических циклов (сжатие в направлении оси $[011]$ — восстановление деформации ПФ) диаграмма сжатия кристалла сплава Ni–Fe–Ga–Co располагается значительно ниже кривой его сжатия в состоянии сразу после выращивания. Это означает, что в процессе термомеханических циклов существенно снижается напряжение начала мартенситной деформации кристалла. На рис. 2 показаны зависимости напряжений, соответствующих их максимуму σ_1 и минимуму σ_2 на диаграммах сжатия, от числа термомеханических циклов N [5]. Обращают на себя внимание два момента. Это — неустойчивый характер напряжений σ_1 и σ_2 в течение первых 9 термомеханических циклов и их стабильность в течение последующих 6 исследованных циклов. Последнее обстоятельство означает, что для стабилизации мартенсита требуется 9 циклов, т.е. в ре-

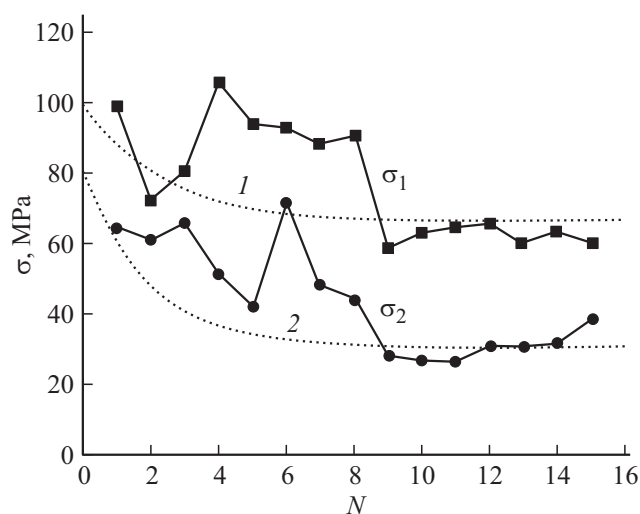


Рис. 2. Зависимость максимального σ_1 и минимального σ_2 напряжений (см. рис. 1) на диаграммах сжатия кристаллов $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ от числа термомеханических циклов [5]. Пунктиры 1 и 2 — расчет напряжений σ_1 и σ_2 согласно уравнению (2) и соотношениям (3)–(7).

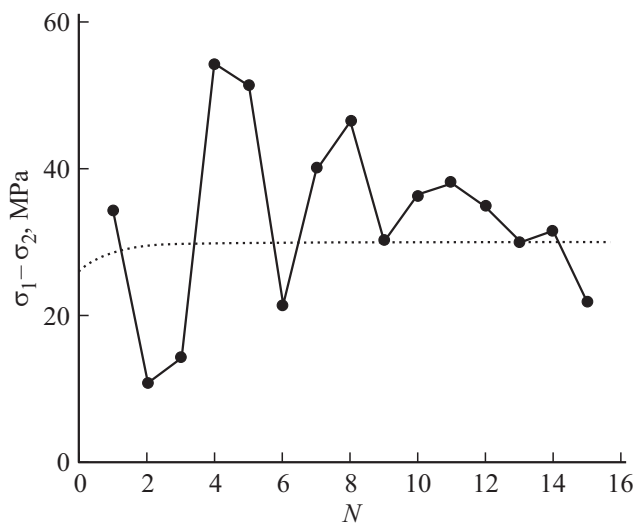


Рис. 3. Зависимость разницы напряжений $\sigma_1 - \sigma_2$ от числа термомеханических циклов [5]. Пунктир — расчет разницы напряжений согласно уравнению (2) и соотношениям (3)–(7).

зультате циклирования исчезает фактор, дестабилизирующий мартенсит. Чтобы определить, что это за фактор и действует ли он равномерно по всей диаграмме сжатия, на рис. 3 приведена разница напряжений $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ в зависимости от числа термомеханических циклов. Видно, что вплоть до девятого цикла эта разница имеет нестабильный характер и колеблется около среднего значения 30 МПа (пунктирная линия на рис. 3), а начиная с десятого цикла, она становится стабильной. К этому следует добавить, что с момента стабилизации мартенсита резко изменяется кинетика восстановления деформации памяти формы. До девятого цикла она имела нестабильный характер, а после десятого становится устойчиво взрывообразной [5], такой же, как в кристаллах этого сплава [7], подвергнутых после роста высокотемпературному отжигу ($T > 1300$ К) и последующей закалке в воду.

Особенность структурного состояния сплавов Ni–Fe–Ga–Co [3], Ni–Fe–Ga [10] и Co–Ti, Co–Ti–Al [11] в отсутствие их высокотемпературного отжига после роста — это антифазная нанодоменная B2- или L2₁-структура, содержащая дисперсные наночастицы (антифазные нанодомены [10,11] или преципитаты [3]) размером 10–40 нм. Они значительно увеличивают напряжение начала мартенситного превращения сплава по сравнению с отожженными и закаленными в воду образцами. Как продемонстрировано в [11], высокотемпературный отжиг вызывает растворение этих наночастиц. В результате структура кристалла после закалки становится бездоменной L2₁-структурой, способной под действием напряжения в два (L2₁ — 14M — L1₀) или в один (L2₁ — L1₀) этап трансформироваться в тетрагональный L1₀ мартенсит, где 14M — двойникованный L1₀ мартенсит. Из представленных на рис. 1 данных видно, что мартенситный

переход в исследуемом Ni–Fe–Ga–Co-сплаве при его сжатии в направлении [011] осуществляется в две стадии и сопровождается соответственно первым (небольшим) и вторым (более значительным) падением напряжения. Согласно [9], первый спад связан с релаксацией межфазных напряжений в результате двойникования L1₀ мартенсита. Второй — с его раздвойникованием и поворотом габитусной плоскости [3], что определяет высокий уровень межфазных напряжений и нестабильный, взрывообразный характер восстановления деформации ПФ.

Учитывая, что в результате термомеханического циклирования напряжение начала мартенситного превращения в кристалле значительно снижается (рис. 1) и после 9 циклов стабилизируется на уровне напряжений в закаленных кристаллах этого сплава [7,9], логично предположить, что процесс циклирования сопровождается диспергированием (разупорядочением) наночастиц при их взаимодействии со скользящими дислокациями. Диспергирование нанопреципитатов вплоть до полной их аморфизации — известное явление при интенсивной пластической деформации сплавов [12]. Упругое поле дислокаций достаточно велико на расстоянии порядка размера антифазного нанодомена. Оно способно разупорядочить его сверхструктуру даже за один термомеханический цикл. Зависимость напряжения диспергирования или разупорядочения наночастиц от их размера d и объемной концентрации f описывается формулой Фриделя [13]

$$\sigma_\mu = \beta_f \frac{\mu b}{l_f}, \quad l_f = d/f^{1/2}, \quad (4)$$

где l_f — контактное расстояние между дислокациями и наночастицами, $\beta = 0.1-1$ — коэффициент, зависящий от формы частиц и угла прогиба дислокаций при их контакте с частицами, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса. В процессе термомеханического циклирования объемная концентрация наночастиц стремится к нулю, т. е. подчиняется кинетике

$$\frac{df}{dN} + \frac{f}{N_f} = 0, \quad f(N) = f_0 \exp\left(-\frac{N}{N_f}\right), \quad (5)$$

где f_0 — концентрация наночастиц в сплаве до циклирования, N_f — интенсивность диспергирования частиц дислокациями. Контактное расстояние $l_f(N) = d/f(N)^{1/2}$ определяет также элементарный объем мартенситного перехода

$$\omega_f(N) = a_0 l_f(N)^2, \quad (6)$$

где a_0 — расстояние между соседними габитусными плоскостями, в которых генерируются и расширяются петли дислокаций мартенситного превращения (МП). С учетом (6) для комплексного элементарного объема фазового превращения ω в (1а) имеем соотношение

$$\frac{1}{\omega(N)} = \frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\omega_f(N)}, \quad (7a)$$

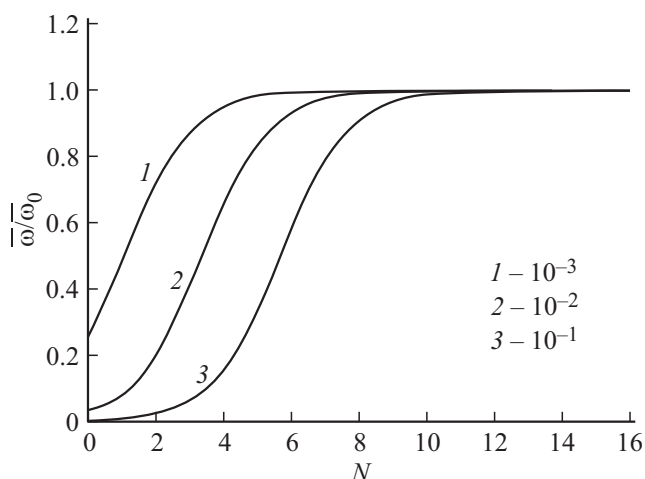


Рис. 4. Зависимость безразмерного элементарного объема мартенситного превращения $\bar{\omega}$ в сплаве Ni–Fe–Ga–Co от числа термомеханических циклов в координатах $\bar{\omega}/\omega_0 - N$ согласно соотношениям (7) при начальной концентрации наночастиц в сплаве $f_0 = 10^{-3}$, 10^{-2} и 10^{-1} .

где ω_0 — элементарный объем превращения в отсутствие наночастиц в сплаве. Умножая (7а) на $k_B T_{c0}/q$, получаем соотношение для безразмерных элементарных объемов мартенситного превращения

$$\frac{1}{\bar{\omega}(N)} = \frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\bar{\omega}_f(N)}. \quad (7b)$$

На рис. 4 показана зависимость $\bar{\omega}$ от числа термомеханических циклов в координатах $\bar{\omega}(N)/\bar{\omega}_0 - N$ при $N_f = 1$ и отношении объемов $\omega_0/a_0 d^2 = 3 \cdot 10^3$ в соотношениях

$$\frac{\bar{\omega}(N)}{\omega_0} = \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega_f(N)}\right)^{-1} = \left[1 + \frac{\omega_0}{a_0 d^2} f_0 \exp\left(-\frac{N}{N_f}\right)\right]^{-1} \quad (7c)$$

и трех значениях начальной концентрации наночастиц в сплаве $f_0 = 10^{-3}$ (кривая 1), 10^{-2} (кривая 2) и 10^{-1} (кривая 3). Из приведенных на рис. 4 результатов расчета видно, что через 8–9 термомеханических циклов элементарный объем превращения в результате диспергирования наночастиц дислокациями стабилизируется и становится равным элементарному объему ω_0 в отсутствие частиц в сплаве. В отсутствие наночастиц элементарный объем ω_0 определяется взаимодействием дислокаций МП с атомами твердого раствора сплава, в поликристаллах — границами зерен, в микро- и нанокристаллах — их поперечными сечениями.

На рис. 1 максимуму σ_1 и минимуму σ_2 напряжений на диаграммах сжатия кристаллов сплава соответствуют мартенситные деформации $\varepsilon_1 = 1\%$ и $\varepsilon_2 = 4.5\%$. Видно, что длина первой стадии составляет 3%, а второй — 2%. Следовательно, мартенситная деформация, соответствующая минимуму напряжения на кривых сжатия, равна $\varepsilon'_2 = \varepsilon_2 - 3\%$ ([9], рис. 3) На рис. 2 пунктиры демонстрируют результаты расчета напряжений σ_1 и σ_2 в зави-

симости от числа термомеханических циклов после подстановки в уравнение (2) деформаций ε_1 и ε'_2 с учетом соотношений (4)–(7). Расчет производился при следующих величинах коэффициентов и параметров: начальной (до циклирования) концентрации наночастиц $f_0 = 10^{-2}$, $N_f = 1$, параметрах мартенситного перехода в сплаве $\varepsilon_m = 5\%$, $d\sigma/dT = 2.6$ МПа/К [14], $\sigma_m = 680$ МПа, температурах $T = 293$ К и $T_{c0} = 260$ К; приведенных межфазных напряжениях $a_{e1} = 0.15$, $a_{e2} = 0.35$, $\bar{\omega}_0 = 100$ (рис. 3) и $b = 0.3$ нм, $d = 10$ нм, $\mu = 75$ ГПа, $\beta_f = 0.6$. Видно, что в пределах разброса экспериментальных данных уравнение (2) и соотношения (4)–(7) качественно правильно описывают процесс стабилизации свойств исследуемого сплава в результате диспергирования наночастиц дислокациями скольжения. На рис. 2 пунктирная кривая демонстрирует, что за исключением первых двух циклов разница напряжений $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ не зависит от числа термомеханических циклов, т.е. процесс диспергирования наночастиц равномерно распределен по диаграмме сжатия.

Заключение

Таким образом, в работе впервые предложен физический механизм, описывающий циклическую неустойчивость функциональных свойств конкретного ЭПФ сплава, а именно сплава Ni₄₉Fe₁₈Ga₂₇Co₆, не отожженного после его роста при действии на него термомеханических циклов: сжатие в направлении [011] — возврат деформации памяти формы. Неустойчивость свойств является результатом диспергирования (разупорядочения) дислокациями скольжения содержащихся в сплаве антифазных нанодоменов. Стабилизация мартенситного состояния кристалла наступает после 9–10 термомеханических циклов. Указанного количества циклов достаточно для перехода исходной (до циклирования) нанодоменной сверхструктуры сплава в L2₁-структуру, характерную для рассматриваемых кристаллов после их высокотемпературного отжига.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С. Efstathiou, H. Schioglu, P. Kurath, S. Folletti, P. Davoli. Scripta Mater., **57** (5), 409 (2007).
- [2] P. Mullner, V.A. Chernenko, G. J. Kostorz. Appl. Phys., **95** (3), 1531 (2004).
- [3] Е.Е. Timofeeva, Е.У. Panchenko, N.G. Vetoshlkina, Yu.I. Chumlyakov, A.I. Tagiltsev, A.S. Eftifeeva, H. Maier. Russ. Phys. J., **59** (8), 1251 (2016).
- [4] K. Gall, H. Maier. Acta Mater., **50** (18), 4643 (2002).
- [5] Г.А. Малыгин, Б.И. Левандовский, Р. Б. Тимашев, В.М. Крымов, В.И. Николаев. Письма в ЖТФ, **46** (14), 3 (2020).

- [6] S. Yang, Y. Liu, C. Wang, X. Liu. *Acta Mater.*, **60** (10), 4255 (2012).
- [7] В.И. Николаев, Г.А. Малыгин, В.М. Крымов, А.В. Солдатов. *Письма в ЖТФ*, **46** (6), 7 (2020).
- [8] Г.А. Малыгин. *УФН*, **171** (2), 187 (2001).
- [9] Г.А. Малыгин, В.И. Николаев, В.М. Крымов, С.А. Пульнев, С.И. Степанов. *ЖТФ*, **89** (6), 873 (2019).
- [10] T. Omori, N. Kamiya, Y. Sutou, K. Oikawa, R. Kainuma, K. Ishida. *Mater. Sci. Eng. A*, **378** (1/2), 403 (2004).
- [11] H. Kawaia, H. Kaneno, M. Yoshida, T. Takasugi. *Intermetallics*, **11** (15), 467 (2003).
- [12] И.К. Разумов, А.Е. Ермаков, Ю.Н. Горностырев, Б.Б. Струмал. *УФН*, **190** (8), 785 (2020).
- [13] Дж.У. Мартин. *Микромеханизмы дисперсионного твердения сплавов* (Металлургия, М., 1983)
- [14] E. Panchenko, Yu. Chumlyakov, H.J. Maier, E. Timofeeva, I. Karaman. *Intermetallics*, **8** (12), 2458 (2010).