

УДК 538.951:620.17

КИНЕТИКА ТЕРМОУПРУГОГО МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В TiNi

© 2019 г. Д. М. Левин¹, *, А. В. Шуйцев¹, Г. В. Маркова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Тульский государственный университет”, Тула, Россия

*E-mail: danlevin48@gmail.com

Поступила в редакцию 10.01.2019 г.

После доработки 13.05.2019 г.

Принята к публикации 27.06.2019 г.

Исследована кинетика развития термоупругого мартенситного превращения типа $B2 \leftrightarrow B19'$ и $B2 \leftrightarrow R \leftrightarrow B19'$ в литом и порошковом сплавах Ni₅₅Ti₄₅. Предложен метод расчета зависимости доли превращенной фазы $n(T)$ от температуры превращения по результатам измерений мартенситного пика внутреннего трения. Для исследованных сплавов получены экспериментальные зависимости $n(T)$ при различных амплитудах деформации и скоростях нагрева. На основе термодинамики равновесных процессов разработана теоретическая модель термоупругого превращения и получена расчетная формула для зависимости $n(T)$.

DOI: 10.1134/S0367676519100181

ВВЕДЕНИЕ

Термоупругое мартенситное превращение (ТУМП) происходит во многих сплавах и является ответственным за формирование специфических свойств функциональных материалов, обладающих необычными физико-механическими свойствами. Поэтому теоретические и экспериментальные исследования этого явления проводятся активно и достаточно давно. Однако из-за близости кристаллографических характеристик низкотемпературной (мартенситной) и высокотемпературной фаз наиболее распространенные экспериментальные методики, применяемые в исследованиях, в основном позволяют получать экспериментальные данные только в определенных направлениях: температура превращения, гистерезис, теплота превращения, кристаллографический сдвиг атомов, изменение механических свойств и т.п. В то же время для теоретического исследования ТУМП и его экспериментальной проверки особое значение имеет получение мартенситных кривых $n(T)$, представляющих изменение количества (как правило, объемной доли) превращенной фазы по мере развития превращения. Именно эту зависимость и дают как конечный результат различные теории мартенситного превращения.

Исследование кинетики ТУМП в основном проводят с использованием таких методик как магнитометрия, дифференциальная калоримет-

рия, дилатометрия, измерение удельного электросопротивления и др. Однако применение этих методик становится затруднительным в тех случаях, когда мартенситное превращение происходит в немагнитных фазах, при близких значениях удельных объемов фаз, в несколько стадий с близкими температурными диапазонами начала и конца превращения и т.п.

В последние годы на основе метода механической спектроскопии была разработана методика анализа температурных спектров внутреннего трения, полученных в ходе термоупругого мартенситного превращения, позволяющая получить данные о количестве превращенной фазы по мере развития превращения [1, 2]. Однако для успешного применения методики необходимо выполнение нескольких важных условий: результаты измерений температурных спектров внутреннего трения должны быть а) достоверными и точными и б) необходимо располагать надежными представлениями о физическом механизме релаксационного процесса, развивающегося в ходе термоупругого мартенситного превращения.

Цель данной работы — проведение исследований кинетики ТУМП, в частности, разработка метода анализа мартенситного пика внутреннего трения, установление на этой основе точного вида мартенситных кривых в сплавах системы TiNi, разработка феноменологической модели ТУМП и сопоставление результатов расчета и экспери-

ментальных данных. Система TiNi выбрана для исследований как модельный материал, поскольку она достаточно хорошо изучена, что является важным условием для проведения высокоточных измерений температурных спектров внутреннего трения в ходе таких динамических процессов как ТУМП.

**МЕТОДИКА АНАЛИЗА
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ
ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ПРИ ТУМП**

Метод внутреннего трения (ВТ) позволяет проводить исследование мартенситного превращения непосредственно в ходе его протекания. На температурных зависимостях внутреннего трения (ТЗВТ) сплавов, в которых развивается ТУМП, наблюдается максимум ВТ, сопровождающийся аномально большим снижением упругих констант. Мартенситный пик ВТ представляет собой совокупность трех составляющих общего затухания (рис. 1):

$$Q^{-1}(T) = Q_{int}^{-1}(T) + Q_{PT}^{-1}(T) + Q_{tr}^{-1}(T), \quad (1)$$

где $Q_{int}^{-1}(T)$ – фоновая составляющая, обусловленная аддитивным вкладом в рассеяние энергии от сосуществующих высоко- и низкотемпературной фаз; $Q_{PT}^{-1}(T)$ – фазовая составляющая, определяемая механизмом превращения (обнаруживается только в случае термоупругого характера МП) и связанная с обратной подвижностью межфазных границ, и $Q_{tr}^{-1}(T)$ – переходная составляющая, обусловленная смещением межфазных границ при изменении температуры и величины механических напряжений непосредственно в ходе измерений ВТ [1–5].

Переходная составляющая $Q_{tr}^{-1}(T)$ является основной частью пика ВТ при измерениях в герцевом диапазоне частот, а ее величина определяется условиями измерения, в частности, скоростью изменения температуры dT/dt , частотой ω и амплитудой деформации γ . При остановке нагрева/охлаждения в интервале температур ТУМП переходная составляющая уменьшается до нуля и общий уровень ВТ снижается до величины $Q_{PT}^{-1}(T) + Q_{int}^{-1}(T)$. В сплавах с нетермоупругим характером превращения, где составляющая $Q_{PT}^{-1}(T)$ отсутствует, при стабилизации температуры ВТ снижается до уровня фона.

К настоящему времени разработаны несколько феноменологических моделей, описывающих рассеяние энергии при мартенситном превращении [1, 4].

Проведенные нами ранее исследования мартенситного максимума на ТЗВТ никелида титана с содержанием никеля 40–60 мас. %, анализ полу-

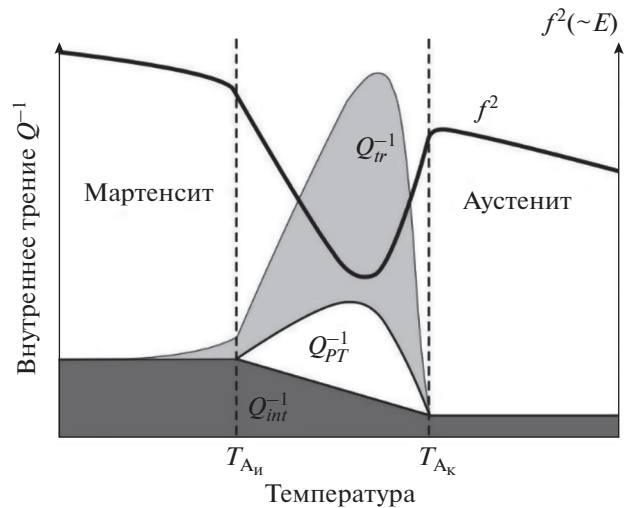


Рис. 1. Схематическое изображение составляющих пика ВТ при ТУМП: переходная компонента $Q_{tr}^{-1}(T)$, фазовая компонента $Q_{PT}^{-1}(T)$, фоновая компонента $Q_{int}^{-1}(T)$.

ченных результатов и сопоставление их с предложенными в литературе феноменологическими моделями позволили установить [6, 7], что наилучшим образом поведение ВТ при МП в TiNi описывается моделью, представленной в работе Гремо и др. [8]. Для переходной составляющей мартенситного максимума внутреннего трения модель Гремо дает следующие выражения для температурной зависимости $Q_{tr}^{-1}(T)$ для различных диапазонов значений параметра $\frac{\dot{T}}{\omega\gamma}$

$$Q_{tr}^{-1}(T) = \frac{2\varepsilon'_o}{J} \left(\frac{1 - \frac{\pi\dot{T}}{2\alpha\omega\gamma}}{1 + \frac{\pi\dot{T}}{2\alpha\omega\gamma}} \right) \frac{\dot{T}}{\omega\gamma} \frac{dn}{dT} \quad (2a)$$

при $\left(\frac{\dot{T}}{\omega\gamma} < \frac{2\alpha}{3\pi} \right)$,

$$Q_{tr}^{-1}(T) = \frac{\varepsilon'_o}{4J} \left(\frac{\dot{T}}{\omega\gamma} + \frac{2\alpha}{\pi} \right) \frac{dn}{dT} \quad (2б)$$

при $\left(\frac{2\alpha}{3\pi} < \frac{\dot{T}}{\omega\gamma} < \frac{2\alpha}{\pi} \right)$,

$$Q_{tr}^{-1}(T) = \frac{\varepsilon'_o}{2J} \frac{\dot{T}}{\omega\gamma} \frac{dn}{dT} \quad \text{при} \quad \left(\frac{2\alpha}{\pi} < \frac{\dot{T}}{\omega\gamma} \right), \quad (2в)$$

где α – коэффициент, определяемый величиной производной $dT/d\gamma$ из уравнения Клаузиуса–Клапейрона; J – упругая податливость; ε'_o – сдвиговая деформация превращения.

Таблица 1. Состав сплавов

№ сплава	Технология получения	Химический состав, мас. %						
		основные элементы		примеси, не более				
		Ni	Ti	C	Fe	N	O	Σ прочих примесей
1	Проволока (литье + деформация)	55	45	–	–	–	–	–
2	Проволока (спекание порошков, полученных по гидридно-кальциевой технологии)	55.9	Основа	0.067	0.1	0.015	0.1	0.13 (Ca)

Таблица 2. Условия измерений ТЗВТ

Влияющие факторы	Вид измерений	Условия измерений
Скорость нагрева \dot{T} 0.5–3.5°C/мин	ТЗВТ	$\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$; $f = 1.9$ Гц
Частота колебаний f 1.25–3 Гц	ТЗВТ	$\dot{T} = 0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$; $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$
Амплитуда деформации γ $5 \cdot 10^{-5}$ – $2 \cdot 10^{-4}$	ТЗВТ	$\dot{T} = 0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$; $f = 1.9$ Гц

Как видно из приведенных выражений, величина переходной составляющей ВТ прямо связана с количеством превращенной фазы n :

$Q_{tr}^{-1} \propto \frac{\partial n}{\partial T}$. Это дает принципиальную возможность с использованием уравнений (2) исследовать закономерности развития мартенситного превращения на основе анализа температурного спектра ВТ, измеренного при различных условиях (частота и амплитуда нагружения, скорость нагрева) непосредственно в интервале температур мартенситного превращения, что и явилось одной из целей данной работы.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Объектом исследования являлись образцы сплава системы TiNi марки ТН1, полученного по двум технологиям: традиционной технологии вакуумно-дуговой плавки с последующей деформацией, и методом спекания порошков Ni–Ti, полученных гидридно-кальциевым методом. Состав сплавов приведен в табл. 1.

Известно, что в сплаве 1 наблюдается одностадийное термоупругое превращение $B2 \leftrightarrow B19'$, в сплаве 2 – двухстадийное $B2 \leftrightarrow R \leftrightarrow B19'$ [9]. По характеру протекания ТУМП можно отнести к специфическому промежуточному типу фазовых превращений, сочетающих признаки фазовых переходов и первого, и второго родов.

Внутреннее трение в сплаве TiNi измеряли на полуавтоматическом обратном крутильном маятнике РКМ-ТПИ при крутильных колебаниях в температурном диапазоне от 150 до 200°C. Условия измерений приведены в табл. 2.

Для выделения фазовой составляющей проводили изотермические выдержки в температурном интервале МП в течение 30 мин. Переходную составляющую ВТ выделяли путем вычитания фазовой и фоновой компонент из полного пика ВТ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для всех исследованных сплавов (табл. 1) и условий измерений (табл. 2) были выполнены измерения температурных зависимостей внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ и частоты резонансных колебаний $f^2(T)$ в области температур развития ТУМП, проведено разделение мартенситного максимума на составляющие и выделена переходная составляющая внутреннего трения. Типичный вид температурных зависимостей переходной составляющей таких зависимостей $Q_{tr}^{-1}(T)$ представлен на рис. 2.

Для сплава 1 температурные зависимости внутреннего трения Q_{tr}^{-1} и квадрата частоты $f^2(T)$ для всех исследованных амплитуд деформаций, частот колебаний и скоростей нагрева имели единообразный вид с резким экстремумом при температуре

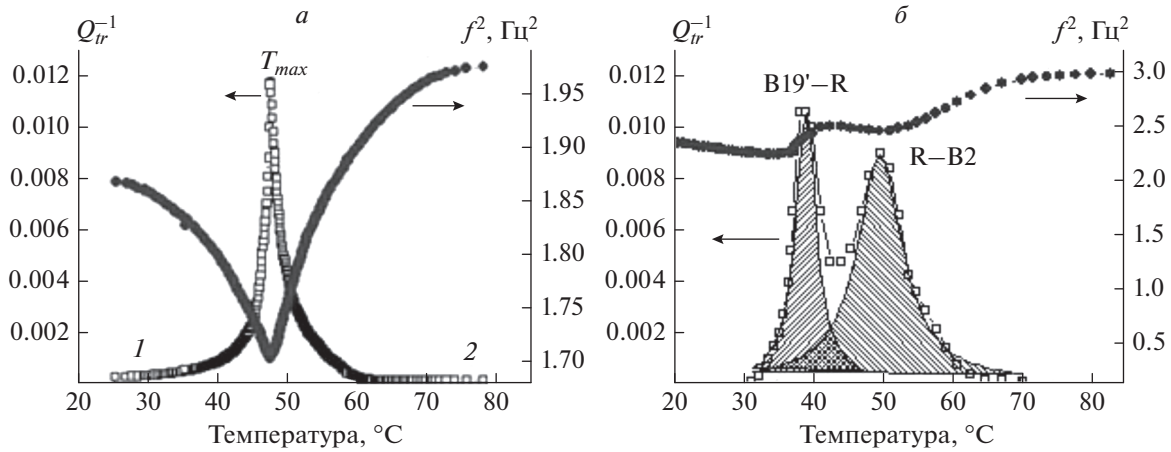


Рис. 2. Температурные зависимости переходной компоненты ВТ Q_{tr}^{-1} и квадрата резонансной частоты f^2 : *a* – сплав 1, $\gamma = 6.1 \cdot 10^{-5}$; *б* – сплав 2, $\gamma = 6.1 \cdot 10^{-5}$. Цифрами 1 и 2 обозначены низкотемпературная ветвь максимума ВТ со стороны мартенситной фазы и высокотемпературная ветвь со стороны аустенитной фазы.

T_{max} . При этом высота пика переходного ВТ существенно зависит от условий циклического нагружения.

Выбор феноменологической модели

В соответствии с представлениями о физических механизмах ТУМП, формирующих релаксационный процесс в ходе протекания превращения, влияющими на $(Q_{tr}^{-1})_{max}$ факторами являются скорость изменения температуры \dot{T} , амплитуда деформации γ , частота колебаний ω . Исследование этих зависимостей необходимо для обоснованного выбора конкретной теоретической модели релаксационного процесса, ответственного за формирование максимума $Q_{tr}^{-1}(T)$.

Обобщение результатов измерений зависимостей переходной компоненты внутреннего трения $Q_{tr}^{-1}(T)$ от влияющих факторов (рис. 3) позволили установить следующие закономерности:

- величина пика переходного ВТ линейно возрастает с увеличением скорости нагрева;
- величина $(Q_{tr}^{-1})_{max}$ обратно-пропорциональна частоте колебаний;
- значение $(Q_{tr}^{-1})_{max}$ уменьшается с ростом амплитуды деформаций до некоторого постоянного уровня.

Модель Гремо [9] предлагает три аналитических выражения для релаксационного максимума $Q_{tr}^{-1}(T)$, описывающих процесс при различных значениях комплексного параметра $\frac{\dot{T}}{\omega\gamma}$. Поэтому для практического использования модели необ-

ходимо определить диапазон значений параметра $\frac{\dot{T}}{\omega\gamma}$, отвечающего условиям проведения наших экспериментов.

Представление полученных данных в координатах $Q_{tr}^{-1} - \frac{\dot{T}}{2\pi f \gamma}$ показывает, что переходное ВТ

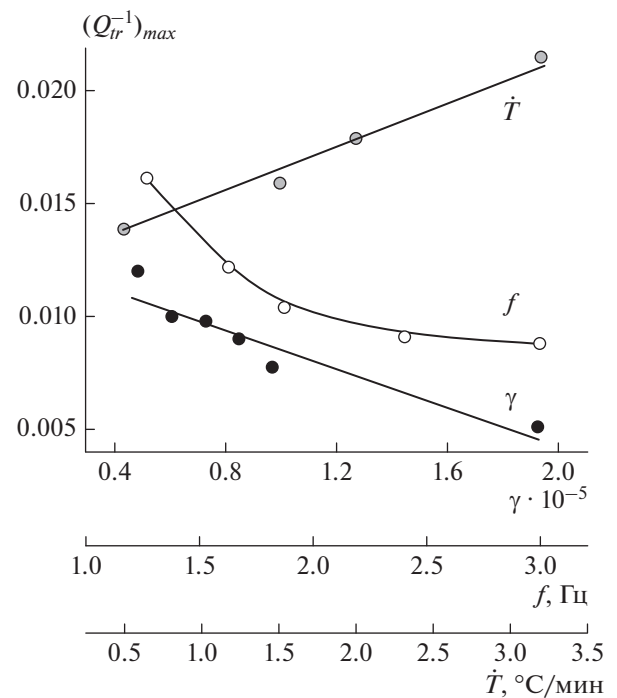


Рис. 3. Влияние скорости нагрева, частоты колебаний и амплитуды деформации на величину переходной составляющей $(Q_{tr}^{-1})_{max}$ для сплава 1.

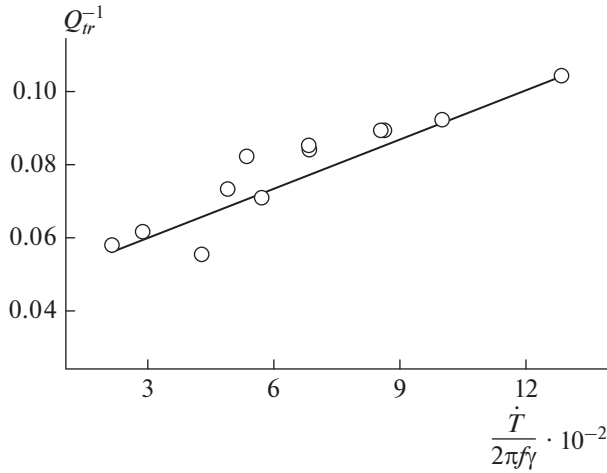


Рис. 4. Зависимость Q_{tr}^{-1} от параметра $\frac{\dot{T}}{2\pi f \gamma}$.

является линейной функцией параметра $\frac{\dot{T}}{2\pi f \gamma}$ и адекватно описывается уравнением линейной регрессии $Q_{tr}^{-1} = \frac{\dot{T}}{2\pi f \gamma} \cdot 10^{-5} + 0.0487(24)$ с ненулевым свободным членом (рис. 4). Этому случаю в модели Гремо соответствует уравнение (2б), которое и было выбрано для дальнейшего анализа.

Из выражения (2б) видно, что структура формулы Гремо дает принципиальную возможность определить зависимость количества превращенной фазы от температуры $n(T)$ по результатам измерений переходной компоненты ВТ при термо-

упругом мартенситном превращении $Q_{tr}^{-1}(T)$. Однако ее прямое применение осложнено тем, что величина Q_{tr}^{-1} является явной функцией двух взаимосвязанных переменных – частоты f и температуры T . Кроме того, в формулу (2б) входят несколько констант ($\epsilon'_0, J, \alpha, \dot{T}$), которые являются характеристиками и материала, и проходящего в нем процесса ТУМП.

Методика построения мартенситной кривой

Для получения явного вида зависимости $n(T)$ в ходе ТУМП в данной работе применена процедура, основанная на использовании в качестве исходных данных результатов параллельных измерений температурных зависимостей $f^2(T)$ и $Q_{tr}^{-1}(T)$ при постоянной амплитуде деформации, как это, например, представлено на рис. 2.

На первом этапе путем сопоставления результатов измерений температурных зависимостей $f^2(T)$ и $Q_{tr}^{-1}(T)$ получаем функцию $Q_{tr}^{-1}(f)$, или, что удобнее, $Q_{tr}^{-1}(1/f)$ во всем диапазоне температур превращения. Пример такой зависимости переходной компоненты ВТ от обратной частоты колебаний, полученный на основе данных рис. 2а, представлен на рис. 5а. Температура T_{max} соответствует температуре максимума Q_{tr}^{-1} и минимальному значению резонансной частоты f^2 .

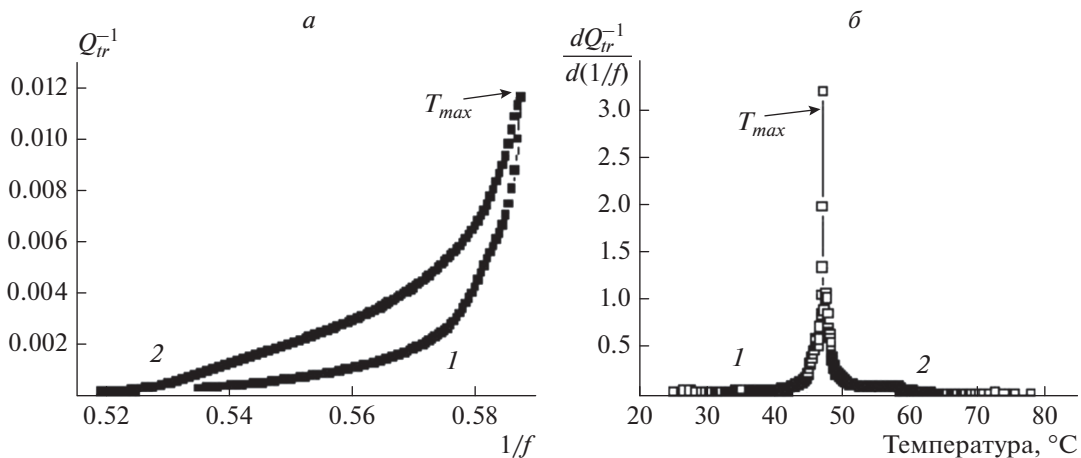


Рис. 5. Результаты обработки зависимостей $f^2(T)$ и $Q_{tr}^{-1}(T)$, сплав 1, амплитуда деформации $\gamma = 6.1 \cdot 10^{-5}$: а – график зависимости $Q_{tr}^{-1}(1/f)$, цифры 1 и 2 соответствуют обозначениям на рис. 2а; б – график зависимости функции $\frac{dQ_{tr}^{-1}}{d(1/f)}$ от температуры.

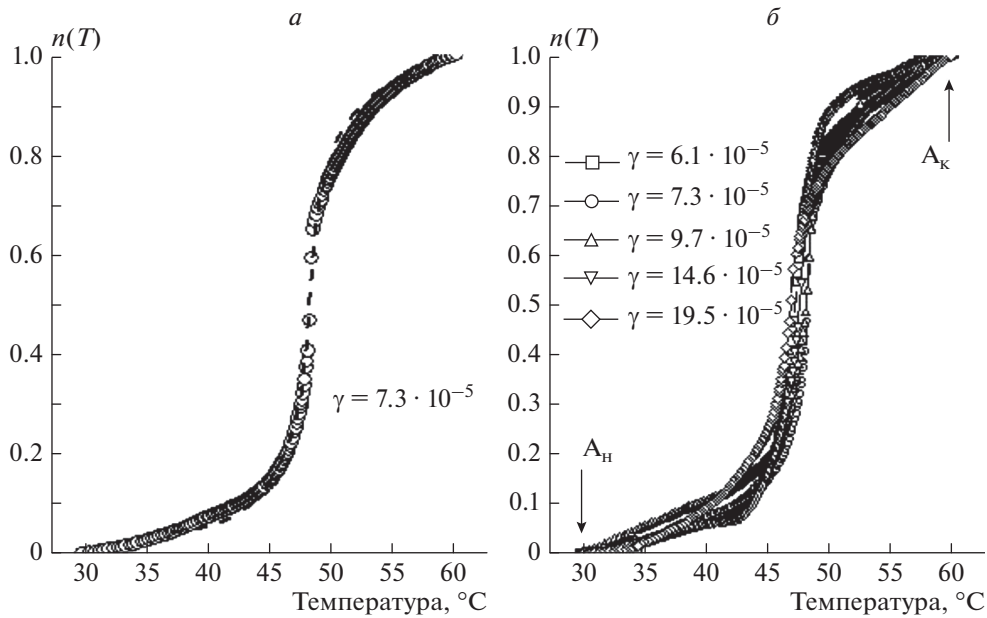


Рис. 6. Зависимость количества превращенной фазы $n(T)$ от температуры при B19' ↔ B2-превращении в TiNi (сплав 1). На полях графиков (а) и (б) указаны амплитуды деформации. Штриховая линия – теоретическая зависимость $n(T)$ согласно уравнению (11).

Согласно формуле (2б) производная

$$\frac{dQ_r^{-1}}{d(1/f)} = 2\pi \frac{\epsilon_o^t \dot{T}}{J\gamma} \frac{dn}{dT}, \quad (3)$$

прямо пропорциональна $\frac{dn}{dT}$, что позволяет представить температурную зависимость количества превращенной фазы в виде интеграла

$$n(T) = \frac{1}{2\pi} \frac{J\gamma}{\epsilon_o^t \dot{T}} \int_{A_n}^T \frac{dQ_r^{-1}}{d(1/f)} dT, \quad (4)$$

где A_n – температура начала обратного ТУМП. При записи интеграла (4) принято во внимание, что значения параметров ϵ_o^t , J , α , \dot{T} в ходе ТУМП можно считать константами [8].

На втором этапе получаем зависимость производной $\frac{dQ_r^{-1}}{d(1/f)}$ от температуры. График такой зависимости, полученный методом численного дифференцирования сглаженных данных рис. 5а, представлен на рис. 5б. Затем, на третьем этапе, методом численного интегрирования функции $\frac{dQ_r^{-1}}{d(1/f)}$ согласно формуле (4) получаем зависимость относительного количества превращенной фазы от температуры $n(T)$. Такие расчеты были получены для обоих сплавов и условий измерений ТЗВТ. Пример зависимостей $n(T)$ при

разных амплитудах деформаций γ для сплава 1 с одностадийным термоупругим мартенситным превращением B2 ↔ B19' представлен на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что для всех амплитуд деформаций характер зависимости $n(T)$ идентичен и имеет вид S-образных кривых, характерных для атермического мартенситного превращения. Закономерных отличий в ходе кривых, полученных при разных амплитудах деформаций γ , не отмечено.

Аналогичные расчеты были выполнены по результатам измерений ТЗВТ (см. рис. 2б) для сплава 2 с двухстадийным превращением B2 ↔ R ↔ B19'. Типичные расчетные зависимости $n(T)$ приведены на рис. 7.

*Феноменологическая модель ТУМП.
Мартенситная кривая*

Анализ полученных максимумов внутреннего трения, обусловленных развитием ТУМП, с использованием модели Греммо позволил получить зависимость $n(T)$ относительного количества высокотемпературной фазы – аустенита от температуры T при различных амплитудах деформации. В наших исследованиях развитие термоупругого мартенситного превращения и измерение температурной зависимости внутреннего трения, обусловленного этим процессом, проходит при нагреве с постоянной скоростью ($\dot{T} \approx 1-3^\circ\text{C}/\text{мин}$), то есть в метастабильных условиях. Однако известно, что ТУМП проходит достаточно быстро.

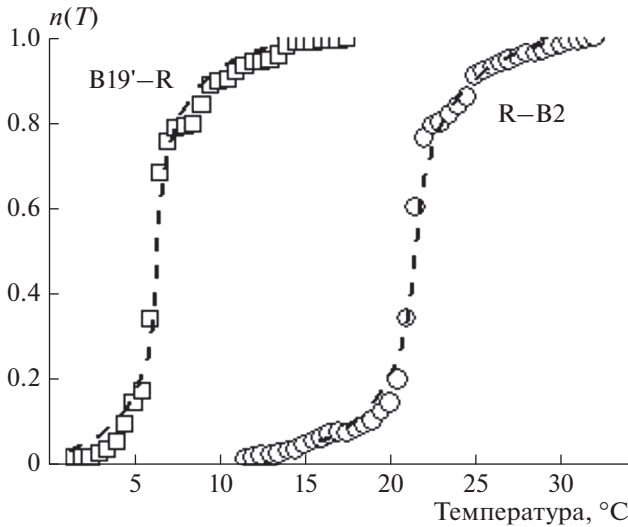


Рис. 7. Зависимость количества превращенной фазы от температуры при B19' ↔ R ↔ B2-превращении в TiNi (сплав 2). Штриховая линия – теоретическая зависимость $n(T)$ согласно уравнению (11).

Так, в работе [10] представлены результаты измерения максимума внутреннего трения, обусловленного термоупругим мартенситным превращением, полученные в кГц области частот. Это означает, что время релаксации процесса имеет значения не более 10^{-3} с и, следовательно, при используемых в данной работе скоростях нагрева процесс превращения может рассматриваться как квазистатистический и в каждый момент времени система успевает перейти в промежуточное квазиравновесное состояние.

Рассмотрим условия равновесия фаз мартенсит (м) и аустенит (а) для случая ТУМП, проходящего при постоянном нагреве. В данном случае изменение термодинамического потенциала Гиббса G можно представить как

$$dG = -SdT + (\mu_a - \mu_m)dn, \quad (5)$$

где S – энтропия системы, μ_a , μ_m – химические потенциалы аустенита и мартенсита, n – относительное количество аустенитной фазы. В состоянии равновесия $dG = 0$, однако, поскольку температура зависит от времени $dT = \dot{T}dt$, то в равновесном состоянии в правой части уравнения (5) сохраняются оба слагаемых

$$-SdT + \Delta\mu dn = 0, \quad (6)$$

где введено обозначение $\Delta\mu = \mu_a - \mu_m$. Преобразуя условие равновесия (6), можно получить уравнение, определяющее зависимость количества превращенной фазы от температуры процесса, в виде $\frac{dn}{dT} = \frac{S}{\Delta\mu}$ или, после введения новой переменной $\theta = T - T_{max}$, где T_{max} – температура макси-

мума внутреннего трения, соответствующая максимальной скорости развития превращения,

$$\frac{dn}{d\theta} = \frac{S}{\Delta\mu}. \quad (7)$$

В окрестности этой температуры разность химических потенциалов можно представить в виде разложения по степеням параметра θ . Ограничивая разложение квадратичным приближением, выражение для $\Delta\mu$ получим в виде $\Delta\mu(\theta) = \Delta\mu_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta\mu}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=0} \theta^2$ или, с учетом $\frac{\partial^2 \Delta\mu}{\partial \theta^2} = \frac{1}{T} (\Delta c_V)$, где $\Delta c_V = c_{V_a} - c_{V_m}$ – разность удельных теплоемкостей c_V аустенита и мартенсита,

$$\Delta\mu(\theta) = \Delta\mu_0 + \frac{\Delta c_{V0}}{2T_S} \theta^2, \quad (8)$$

где $\Delta c_{V0} = (c_{V_a} - c_{V_m})_{\theta=0}$.

С учетом выражения (8) уравнение (7) может быть преобразовано как $\frac{dn}{d\theta} = \frac{S}{\Delta\mu_0 + \frac{\Delta c_{V0}}{2T_S} \theta^2}$ или

$$\frac{dn}{d\theta} = \frac{1}{a^2 + b^2 \theta^2}, \quad (9)$$

где $a^2 = \frac{\Delta\mu_0}{S}$, $b^2 = \frac{\Delta c_{V0}}{2T_S S}$. Уравнение (9) может рассматриваться как дифференциальное уравнение, решение которого представляет зависимость $n(T)$ при естественных условиях, налагаемых на количество превращенной фазы: $n(\theta \rightarrow -\infty) = 0$, $n(\theta \rightarrow \infty) = 1$.

Решение уравнения (9) с учетом граничных условий имеет вид

$$n(\theta) = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{b\theta}{a} + \frac{1}{2}, \quad (10)$$

при дополнительном условии $ab = \pi$, вытекающем из граничных условий. В окончательном виде решение (10) можно представить как $n(\theta) = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{\pi\theta}{a^2} + \frac{1}{2}$ или

$$n(T) = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{\pi(T - T_{max})}{a^2} + \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Параметры a и T_{max} , входящие в уравнение (11), определяли из расчетных зависимостей $n(T)$ (см. рис. 6, 7) статистическими методами нелинейной регрессии. Из рис. 6 и 7 видно, что между расчетными зависимостями $n(T)$ и теоретической зависимостью, задаваемой уравнением (11), наблюдается вполне удовлетворительное согласие.

На основе полученных кинетических кривых при разных амплитудах деформаций и термодинамического уравнения (4) представляется воз-

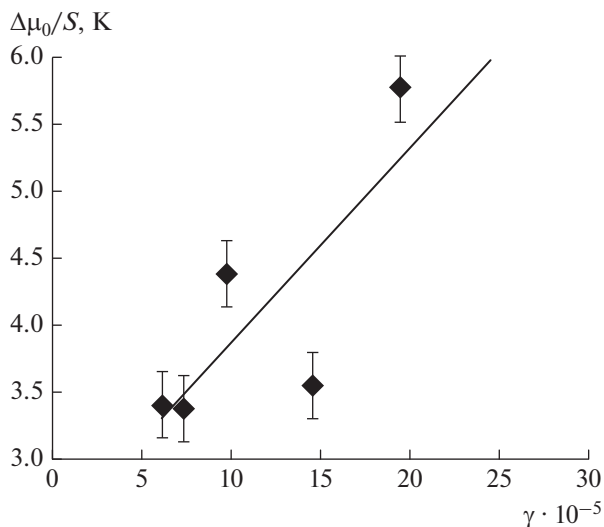


Рис. 8. Зависимость термодинамической характеристики $\Delta\mu_0/S$ от амплитуды деформации.

можно получить зависимости нормированной разности химпотенциала фаз от амплитуды деформации (рис. 8).

Полученная на рис. 8 зависимость, по нашему мнению, является следствием смещения критических температур фазового превращения I рода под действием внешних сил, в соответствии с уравнением Клаузиуса–Клапейрона

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T(V_2 - V_1)}, \quad (12)$$

где q — теплота фазового превращения; V_1 — удельный объем исходной фазы, V_2 — удельный объем образующейся фазы. Из работы [3] известно, что обратное мартенситное превращение в TiNi происходит с уменьшением объема. При этом в соответствии с уравнением (12) увеличение давления приводит к снижению температуры равновесия между исходной мартенситной и образующейся аустенитной фазой в TiNi, что, в свою очередь, вызывает увеличение разницы химпотенциалов фаз при росте амплитуды деформации γ .

ВЫВОДЫ

1. Для исследования термоупругого мартенситного превращения типов B2–B19' и B2–R–B19' в литых и порошковых сплавах Ni55Ti45 использованы результаты измерения переходной составляющей мартенситного пика внутреннего трения

Q_{tr}^{-1} . Установлено влияние на величину Q_{tr}^{-1} скорости нагрева, частоты колебаний и амплитуды деформации. Показано, что переходная составляющая Q_{tr}^{-1} адекватно описывается теоретической моделью Гремо.

2. Предложен метод расчета зависимости доли превращенной фазы $n(T)$, основанный на использовании параллельных измерений температурных зависимостей переходной составляющей $Q_{tr}^{-1}(T)$ и квадрата частоты колебаний $f^2(T)$. Получены расчетные зависимости доли превращенной фазы $n(T)$ при различных амплитудах деформации и скоростях нагрева. Все зависимости $n(T)$ имеют единообразный вид S-образных кривых, форма которых не зависит от амплитуды деформации.

3. На основе термодинамики равновесных процессов разработана теоретическая модель превращения и получено выражение для мартенситной кривой $n(T)$. Теоретическая зависимость $n(T)$ хорошо соответствует полученным экспериментальным данным для сплава TiNi.

Результаты исследований опубликованы при финансовой поддержке Тульского государственного университета в рамках научного проекта № 2017-78 ПУБЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pérez-Sáez R.B., Recarte V., Nó M.L., SanJuan J. // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. № 10. P. 5684.
2. Головин И.С., Маркова Г.В., Кустов С.Б. и др. // ФММ. 2010. Т. 109. № 2. С. 174.
3. Otsuka T., Wayman C.M. Shape memory materials. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 284 p.
4. Маркова Г.В. // Изв. ТулГУ. Сер. материаловед. 2000. № 1. С. 20.
5. Pérez-Sáez R.B., Recarte V., Nó M.L., SanJuan J. // Изв. ТулГУ. Сер. материаловед. 2002. № 3. С. 154.
6. Markova G.V., Shuytcev A.V., Kasimtcev A.V. // Mater. Sci. Forum. 2013. V. 738–739. P. 377.
7. Markova G.V., Shuytcev A.V., Levin D.M., Kasimtcev A.V. // Materials Today. Proc. 2015. V. 2. № 3. P. S909.
8. Gremaud P.G., Bidaux J.E., Benoit W. // Helvetica Phys. Acta. 1987. V. 60. № 7. P. 947.
9. Пушин В.Г. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч. I. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 439 с.
10. Dejonge W., De Batist R., Delaey L. // Scripta Met. 1976. V. 10. № 12. P. 1125.