

Моделирование термомеханических и электротермических гистерезисных явлений в пористом никелиде титана

© И.В. Шишковский

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Самарский филиал (СФ ФИАН),
443011 Самара, Россия
e-mail: shiv@fian.smr.ru

(Поступило в Редакцию 9 апреля 2013 г.)

Представлена общая схема функционирования и соответствующую ей модель пористой биомикрофлюидной матрицы из никелида титана, обладающей эффектом памяти формы и созданной методом селективного лазерного спекания. Моделирование термомеханических и электротермических гистерезисных явлений составляет основу функционирования этого МЕМС. Такая модель может быть использована для оценки эффективности и управляемости системы доставки лекарств путем изменения объема пор.

Введение

Никелид титана (интерметаллидная фаза NiTi) имеет большой потенциал не только в имплантологии, но и при создании активных биомедицинских микросистем доставки лекарств (СДЛ), лабораторных устройств на чипе (Lab-on-a-Chip devices) [1,2], за счет присущих этому материалу даже в пористом состоянии свойств биосовместимости, коррозионной стойкости и уникального эффекта памяти формы (ЭПФ) [3].

Известно, что прокачка жидкости (газа) может быть реализована механическими, электрическими или термическими методами [1,4,5]. Каждый из этих подходов имеет свои преимущества и недостатки. В настоящей работе будет уделено внимание одному из термических методов прокачки. При обратимых аустенит ↔ мартенситных превращениях в NiTi, изменение давления возникает за счет перестройки кристаллической решетки во время перехода от одной фазы к другой при изменении температуры. Важным условием в работе биомикрофлюидной системы является способность остановить и начать подачу жидкости (газа) в нужный момент.

В рамках развиваемого нами подхода о контролируемой доставке лекарств за счет ЭПФ в пористом никелиде титана [2], саморегулируемые (в замкнутом цикле) био-МЕМ устройства в живом организме, которые используют состояние большого (т.е. его текущую температуру) для контроля выхода и дозирования лекарства, должны найти применение. Методики лазерного аддитивного производства имеют большой потенциал для проектирования и послойного синтеза имплантов, тканево-клеточных матриц и СДЛ с предварительно заданной и легко воспроизводимой по данным САПР внутренней и внешней структурами поверхности [3,6–8]. Селективное лазерное спекание (СЛС), как одна из таких методик, позволяет точно и быстро создавать дозирующие устройства в том числе для фармацевтической (медицинской) промышленности [2,6–8]. Так, в работах [7,8] было предложено синтезировать методом СЛС пористый полимерный имплант — СДЛ с биоактивным

препаратом. При вживлении его в организм пациента осуществляется дозированное растворение препарата, а сам имплант с течением времени рассасывается. В наших ранних исследованиях также было показано, что пористые каналы в образцах NiTi, полученных методом СЛС, могут быть заполнены лекарствами для последующего их растворения током крови и предотвращения некроза в месте соединения [9]. В настоящей работе в развитие предложенной ранее оригинальной схемы функционирования пористой СДЛ из NiTi [2] обсуждается модель термомеханических и электротермических гистерезисных явлений и сделаны оценочные расчеты.

Функциональный дизайн и модельная схема работы СДЛ из NiTi

Так как синтезируемые послойно методом СЛС трехмерные матрицы из NiTi обладают ЭПФ [3], мы рекомендуем регулировать скорость выхода лекарств путем измерения размеров пор при обратимом аустенит-мартенситном превращении [2]. Удельная доля мартенситной фазы V_M (ось справа) в зависимости от температуры показана на рис. 1. Фазовое превращение характеризуется следующими реперными точками начала и окончания процесса фазового перехода первого рода: A_s — температура начала аустенитного превращения, A_f — температура окончания аустенитного превращения, M_s — температура начала мартенситного превращения и M_f — температура окончания мартенситного превращения. Сами гистерезисные явления обусловлены эффектами трения при движении друг относительно друга межфазных границ А–М и М–М с разными кристаллографическими ориентациями в сплаве с памятью формы (СПФ) [10].

Термомеханический ЭПФ, обусловленный мартенситным превращением, может иметь интересные медицинские приложения [11]. Это делает возможным придание определенной формы, например пористого цилиндра,

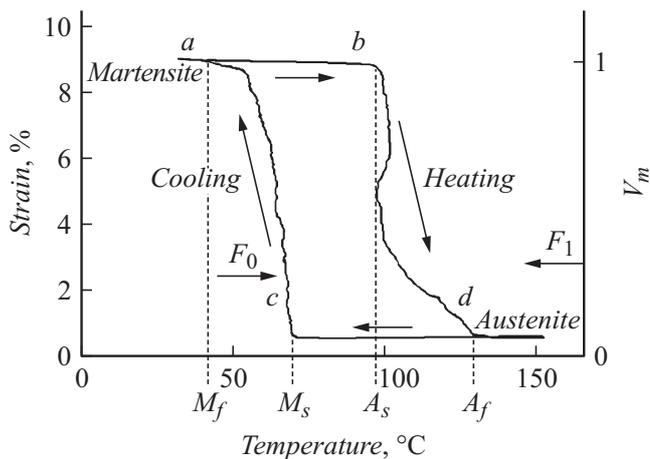


Рис. 1. Основные циклически-гистерезисные этапы работы СДЛ, работающей на ЭПФ.

материалу при СЛС (рис. 2) [2]. Впоследствии, при охлаждении до мартенситного состояния (рис. 1, *b*) этот образец может быть пластически деформирован, например, путем приложения сжимающей силы F_0 (рис. 1, *c*). Последующий нагрев до аустенитного состояния восстанавливает исходный профиль образца и расстояния между порами (рис. 1, *d*). Таким образом, сила F_1 , сгенерированная внутри материала может значительно превышать первоначальное усилие, требуемое для деформации, т. е. можно утверждать, что сила $F_1 \gg F_0$.

Пусть на стадии нагрева при увеличении температуры человеческого тела (кривая нагрузки идет по пути *a–b–d* на рис. 1), нагрузка создает напряжения в пористом NiTi, размеры пор уменьшаются и биологический раствор (лекарство) выходит из пор (рис. 2, *a*). А на стадии охлаждения, когда температура тела приходит в норму (т. е. пациент выздоравливает, кривая идет по пути *d–c–a* на рис. 1), выход лекарства прекращается (рис. 2, *b*). Пути подпор оптимальных режимов СЛС и легирования СПФ, обеспечивающие работу СДЛ в нужном для медицинских применений интервале температур, обсуждались нами ранее [3,12].

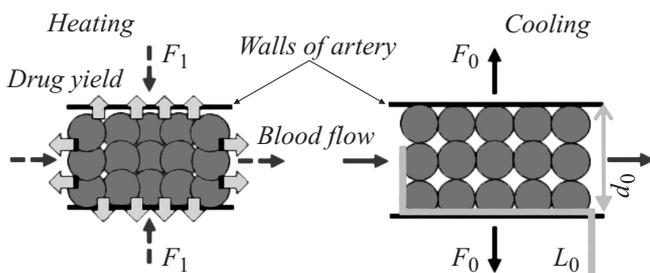


Рис. 2. Поведение пористого 3D цилиндрического матрикса из нитинола в токе крови.

Теоретическая модель и расчеты

Как мы отмечали, степень $A–M$ превращения характеризуется долей мартенситной фазы V_M (рис. 1, ось справа). Удельная доля мартенсита определяется как объем мартенсита во всем СПФ в данный момент и может принимать значения $0 \leq V_M \leq 1$. Тогда доля аустенитной фазы может быть определена по формуле $V_A = 1 - V_M$ (где $V_M, V_A \in [0, 1]$) и является объемом аустенита в СПФ в текущий момент времени. В общем случае при некоторой фиксированной температуре фазы A и M могут сосуществовать. Очевидно, что тепловые, механические и электрические свойства СПФ можно предсказать, если знать величину V_M и историю нагружения материала.

Дифференциальная сканирующая калориметрия (ДСК) является признанным методом для анализа фазовых превращений и оценки величины температурного гистерезиса при $A–M$ фазовом превращении [13,14]. В работе [14] было ясно показано, что измерение удельного электрического сопротивления (УЭС) является также хорошим методом для идентификации различных фаз в СПФ и оказывается более чувствительным по сравнению с традиционной методикой ДСК при оценке количества фаз и температур начала и конца превращения. Так, в нашей работе [3] при измерении температурной зависимости УЭС было показано наличие промежуточной ромбоэдрической R -фазы на стадии охлаждения при $A–M$ превращении в пористом NiTi, синтезированном методом СЛС.

Ikuta et al. [15] предложили модель чередующихся слоев для описания деформаций и УЭС в СПФ. Модель чередующихся слоев базируется на гипотезе о том, что СПФ состоит из параллельно расположенных участков (фаз или „подслоев“) с разными механическими характеристиками. Хотя в общем случае 3 основные фазы ($A–R–M$) в NiTi распределены случайно в объеме материала с микроскопической точки зрения в первом приближении можно считать эти подслои (участки фаз) расположенными параллельно. Тогда с учетом удельной доли каждой фазы ($V_M + V_A + V_R = 1$) общая характеристика (например, УЭС или напряжение) можно определить суммированием. Еще один оригинальный подход был сделан в работе Likhachev [16], где была предложена дифференциальная модель для описания петли неполного гистерезиса в СПФ при обратимых $A \leftrightarrow M$ превращениях, которую, вероятно, можно считать первой дифференциальной моделью гистерезиса в СПФ. На рис. 2 схематически показана пористая СДЛ из NiTi, синтезированная методом СЛС [2]. Здесь L_0 и d_0 — исходные длина и диаметр недеформированного цилиндра NiTi, который мы будем считать находится в полностью (100%) мартенситном состоянии. Если ε_0 это начальная деформация (рис. 1, *c*), то пока СДЛ остается в охлажденном 100% мартенситном состоянии, пусть ε_r это обратимая деформация, обусловленная $M–A$

фазовым превращением. Тогда общая деформация будет $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_r$.

Тепловой баланс в пористой СДЛ можно описать уравнением теплопроводности. Мы будем считать, что внутреннее тепловое сопротивление образца NiTi незначительно по сравнению с конвективным переносом тепла течением окружающей жидкости (например, плазмы крови) в окружающем пространстве. Мы также допустим наличие только естественной конвекции. Тогда температура T пористой СДЛ из СПФ может быть найдена из следующего уравнения:

$$\rho c \frac{\pi d_0^2 L_0}{4} \frac{dT}{dt} = \pi d_0 [d_0/2 + L_0(1 + \varepsilon/2)] \times h(T - T_{amb}) \pm \Delta H \mu_V, \quad (1)$$

где ρ — плотность материала СДЛ из СПФ, c и h — коэффициенты теплоемкости и теплообмена NiTi с окружающей средой, T_{amb} — температура окружающей среды и СДЛ в нормальном „здоровом“ состоянии ($\sim 36.6^\circ\text{C}$), ΔH — скрытая теплота $A \leftrightarrow M$ превращений и μ_V — удельный молярный объем новой фазы. Мы будем считать, что параметры h и c постоянные. Между тем известно, что температурная зависимость этих коэффициентов имеет полиномиальный вид, и может быть учтена в дальнейшем. Известно, что $M-A$ превращение при нагреве является эндотермическим, а $A-M$ превращение при охлаждении — экзотермическим. Это обстоятельство также учтено в уравнении (1).

Известно, что течение крови имеет ньютоновский характер в крупных артериях и реологический тип течения в узких капиллярах [17]. Тогда реологическое уравнение Дарси позволяет рассчитать коэффициент проницаемости K в процессе выхода лекарств из пор. С учетом деформации течение жидкости (крови) можно оценить по этому уравнению [18]:

$$Q = \frac{K \rho_L g \Delta H S P}{\mu_L L (1 \pm \varepsilon)^2}, \quad (2)$$

где Q — поток жидкости, ΔH — уровень жидкости, g — гравитационная постоянная, S — площадь поперечного сечения фильтрующего элемента (пористого NiTi матриц в нашем случае), ρ_L — плотность жидкости, μ_L — динамическая вязкость жидкости и P — пористость образца. При чередующихся циклах деформации в СДЛ пульсация жидкости идет за счет изменения давления в пористой проницаемой структуре. Из уравнения (2) видно, что скорость пульсации зависит не только от перепада давления, но и от размера пор и вязкости жидкости. На рис. 3 показаны расчетные оценки изменения температуры в соответствии с уравнением (1) и расход плазмы крови при изменении степени деформации (уравнение (2) и данные о параметрах крови из работ [17,18]). Как видно, изменение диаметра сечения пористого матрикса в соответствии с размерами капилляра (рис. 3,а) влияет на характер релаксации

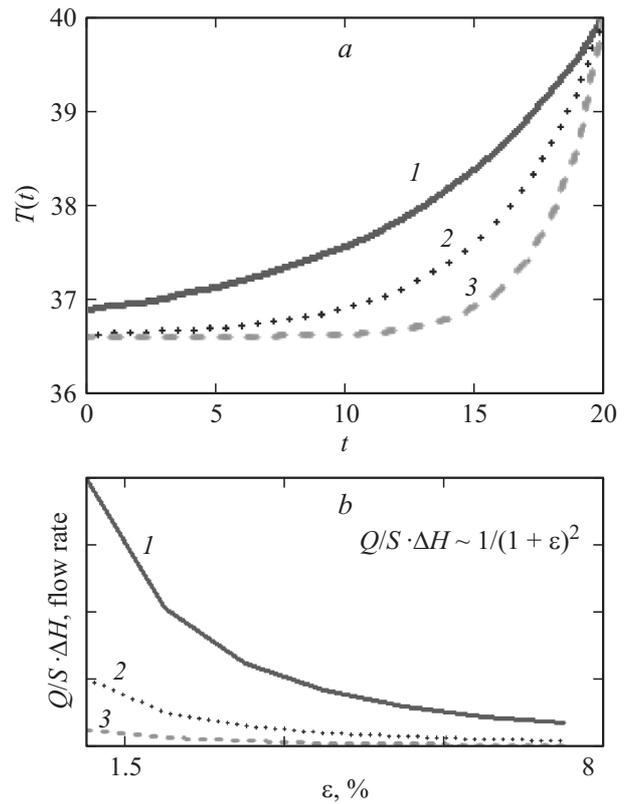


Рис. 3. Результаты численных расчетов: *a* — характер изменения температуры от времени при диаметрах капилляра $d_0 = 1.0, 0.5, 0.25 \text{ mm}$; *b* — скорость потока плазмы крови от деформаций в пористом NiTi с различными диаметрами пор: 1 — 500, 2 — 250, 3 — 100 μm .

температуры при ее повышении до 40°C . С другой стороны, изменение размеров частиц (пор) в пористой СДЛ (рис. 3, *b*) существенно понижает скорость протока и даже может привести к закупорке.

$A \leftrightarrow M$ структурно-фазовые превращения и температурная зависимость изменения долей аустенитной и мартенситной фаз имеют гистерезисный вид. Типичный вид $V_M - T$ гистерезиса при $A \leftrightarrow M$ превращениях показан на рис. 1. Такой гистерезисный цикл соответствует полному $A \leftrightarrow M$ превращению и будет называться большим (главным) гистерезисным циклом. Площадь внутри большого гистерезисного цикла называется областью гистерезиса. Мы будем использовать для его описания дифференциальный подход Лихачева [16] и феноменологические модельные представления Dutta et al. [13]. Незаконченное превращение $A-M$ соответствует неполному гистерезисному циклу внутри полного гистерезисного цикла. Важное допущение состоит в том, что форма и температурный интервал превращения для неполного цикла должны соответствовать полному (главному) циклу [13,15]. Умение рассчитывать форму и площадь неполного цикла крайне важно при моделировании СДЛ в СПФ, так как прямое и обратное превращения могут иметь место при любой температуре внутри области

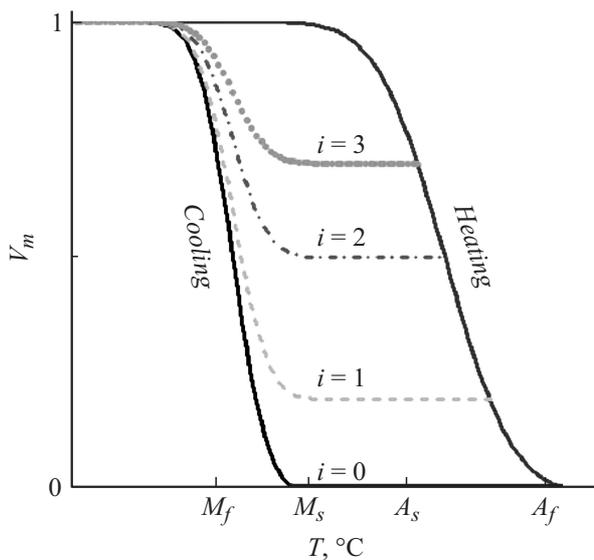


Рис. 4. Расчет доли мартенситной фазы при изменениях температуры по уравнению (3): при полном ($i = 0$) и неполном гистерезисе ($i = 1, 3$).

гистерезиса при работе СДЛ. В реальной ситуации температуры M_f , M_s , A_s и A_f не постоянны и могут смещаться в зависимости от пористости, наличия легирующих элементов в NiTi [3].

Dutta et al. [13] предложили использовать функции вероятности Гаусса $g(T)$ и $h(T)$ для описания полного и неполного циклов гистерезиса. Эти функции характеризуются двумя параметрами — средним μ и дисперсией σ^2 :

$$g_{+/-}(T) = \frac{1}{\sigma_{+/-}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(T - \mu_{+/-})^2}{2\sigma_{+/-}^2}\right),$$

$$h_{+/-}(T) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{T - \mu_{+/-}}{\sigma_{+/-}\sqrt{2}}\right) \right],$$

$$\frac{dV_M}{dT} = \begin{cases} \frac{h_-(T) + V_M - 1}{h_+(T) - h_-(T)} g_+(T), & T \geq 0, \\ \frac{h_+(T) + V_M - 1}{h_-(T) - h_+(T)} g_-(T), & T < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $V_M(0) = 1$ а индексы + и – отвечают поведению кривых на стадии нагрева и охлаждения, соответственно. Параметры масштабирования для неполного цикла в системе (3) были предложены Лихачевым в [16]. Рис. 4 показывает вид цикла гистерезиса, рассчитанный нами по профилю температуры из уравнения (1). При построении мы предполагали, что доля мартенсита в начальный момент была равна 1. Это важное допущение, так как начальная температура СДЛ в „нормальном состоянии“ как раз отвечает 100% мартенсита в этот момент. Следовательно, решение дифференциального уравнения в системе (3) позволяет полностью описать температурно-фазовый гистерезис при работе СДЛ в нашем пористом NiTi матриксе.

Заметим, что уравнение (3) имеет только феноменологический базис [13,15]. Между тем мы можем предложить собственный метод расчета объемной доли новой фазы по данным УЭС. Другими словами, степень превращения для каждой фазы мы предлагаем оценивать по нашим экспериментальным данным температурной зависимости УЭС (рис. 5 из [3,12]). Чтобы получить общее выражение для величины новой фазы как функции УЭС $\rho(T)$, мы будем использовать упомянутое выше правило о субслоях, так чтобы общее УЭС считать как сумму УЭС каждой фазы [14]. Чтобы сформулировать общее уравнение, экспериментальные данные по УЭС были линейно интерполированы в тех температурных интервалах, где имела место только одна фаза. После этого для смеси фаз УЭС может быть рассчитано, а общее выражение для доли новой фазы будет иметь следующий вид:

$$V_i(T) = \frac{\rho(T) - \rho_j(T)}{\rho_i(T) - \rho_j(T)}, \quad (4)$$

где $\rho(T)$ — текущее УЭС по экспериментальным данным, а индексы $i = (M \text{ или } R \text{ фазы})$, $j = (A- \text{ или } R- \text{ фазы})$ соответственно. Тогда уравнение (4) будет отражать уменьшение доли мартенситной фазы (если $i = M$, $j = A$) от $V_M = 1$ при нагреве от температуры ниже A_s и до $V_M = 0$ при достижении температуры A_f . И наоборот, это уравнение (4) будет описывать увеличение доли мартенситной фазы от 0 до 1 (если $i = M$, $j = R$), в течение охлаждения от R -фазы, либо увеличение доли R -фазы от 0 до 1 (если $i = R$, $j = A$), при охлаждении из аустенитного состояния. На рис. 6 показан пример расчета доли новой фазы по уравнению (4). На стадии на-

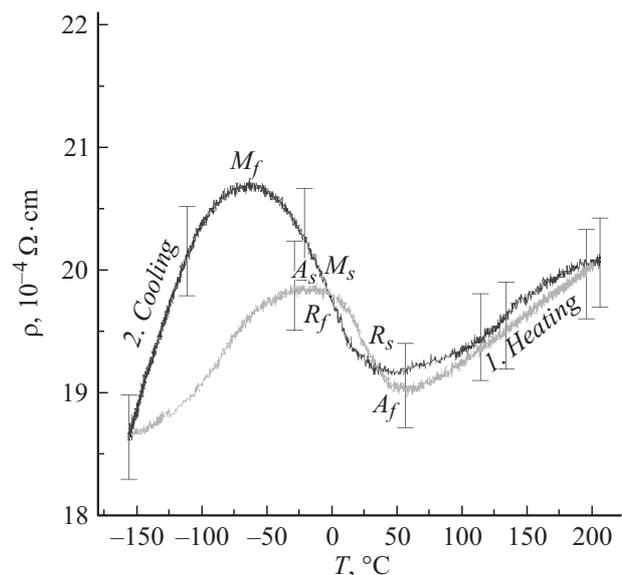


Рис. 5. Экспериментальная зависимость удельного электросопротивления от температуры в пористом NiTi [12]: 1 — стадия нагрева, 2 — стадия охлаждения. Режим СЛС: $P = 21.5 \text{ W}$; $v = 2.5 \text{ cm/s}$; лазерный диаметр пятна и расстояние между проходами $50 \mu\text{m}$.

грева в интервале температур $A_s - A_f \approx (-7 - +50)^\circ\text{C}$ (см. данные эксперимента рис. 5) мы имеем рост объемной доли аустенита (рис. 6, *a*). На стадии охлаждения фактически идут последовательно — переход в промежуточную *R*-фазу в интервале температур $R_s - R_f \approx (+15 - -15)^\circ\text{C}$ (рис. 5), а затем в интервале температур $M_s - M_f \approx (-15 - -50)^\circ\text{C}$ (рис. 5) собственно мартенситное превращение. Тогда расчетная доля новой мартенситной фазы (рис. 6, *b*) растет более медленно. Этот факт был отмечен также в работе [14], где превращение аустенита в (*M + R*) фиксировалось по данным ДСК и УЭС.

Зависимости напряжения–деформации для мартенсита и аустенита в СПФ существенно различны (рис. 7) [15]. Поэтому деформация ε в СДЛ из СПФ есть функция как напряжения σ , так и доли мартенситной фазы V_M (т.е. необходимо учесть фазовые напряжения). Однако напряжения, приводящие к деформации СДЛ, могут быть оценены как функция деформаций. Мы исключим σ из выражения $\varepsilon - \sigma - V_M$ и выведем ε (напомним, что $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_r$.) как функцию объемной доли V_M .

Изменения напряжения–деформации в аустенитной фазе NiTi можно считать практически чисто упругими, как показано на рис. 7, *a*. Так как на практике СПФ используется до предела текучести, то при нагреве и без учета эффектов усталости может быть использован обычный закон Гука. Изменения напряжения–

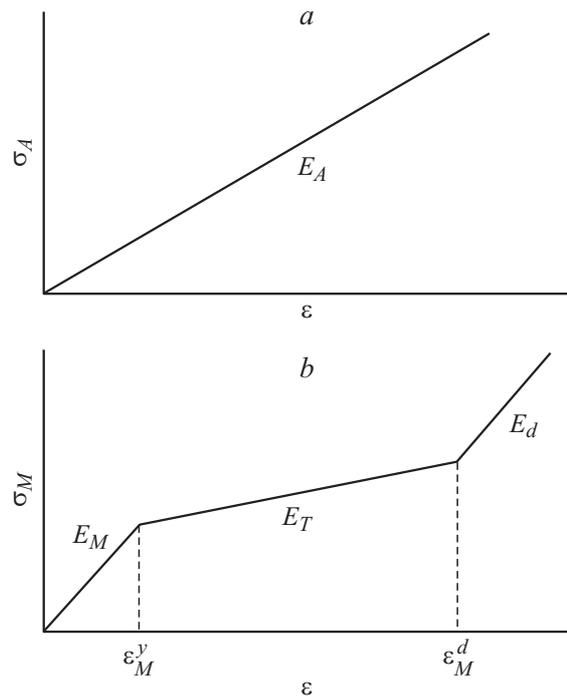


Рис. 7. Диаграмма напряжения–деформации для: *a* — аустенита, *b* — мартенсита.

деформации в мартенситной фазе *M* имеют как область упругости, так и область пластичности, которая обусловлена деформацией двойникования. При этом механизм деформации двойникования принципиально отличен от пластической деформации вследствие роста числа дислокаций. Дислокационный механизм скольжения имеет необратимый характер, в то время как деформации двойникования обратимы. Именно по этой причине в мартенситной фазе *M* следует учитывать и упругую и пластическую составляющие, как схематически показано на рис. 7, *b*.

Тогда общее выражение будет

$$\begin{aligned} \sigma_M(\varepsilon, \varepsilon_M^p) &= E_M \varepsilon : |\varepsilon| < |\varepsilon_M^p + \varepsilon_M^y| \text{ (область упругости),} \\ &= E_M \varepsilon_M^y : |\varepsilon| > |\varepsilon_M^p + \varepsilon_M^y| \text{ (область пластичности),} \end{aligned} \tag{5a}$$

где E_i — модуль Юнга соответствующей фазы, ε_M^y — предел упругой деформации *M*-фазы. Такой простой подход можно использовать аналогично для оценки механических свойств *R*-фазы (если есть необходимость принять ее во внимание при анализе), а уравнения (5a) будут переписаны так:

$$\begin{aligned} \sigma_R(\varepsilon, \varepsilon_R^p) &= E_R \varepsilon : |\varepsilon| < |\varepsilon_R^p + \varepsilon_R^y| \text{ (область упругости),} \\ &= E_R \varepsilon_R^y : |\varepsilon| > |\varepsilon_R^p + \varepsilon_R^y| \text{ (область пластичности),} \end{aligned} \tag{5b}$$

где ε_R^y — предел упругой деформации *R*-фазы. Так как мы считаем, что каждый субслой (фаза) расположен параллельно относительно соседнего, то общее напря-

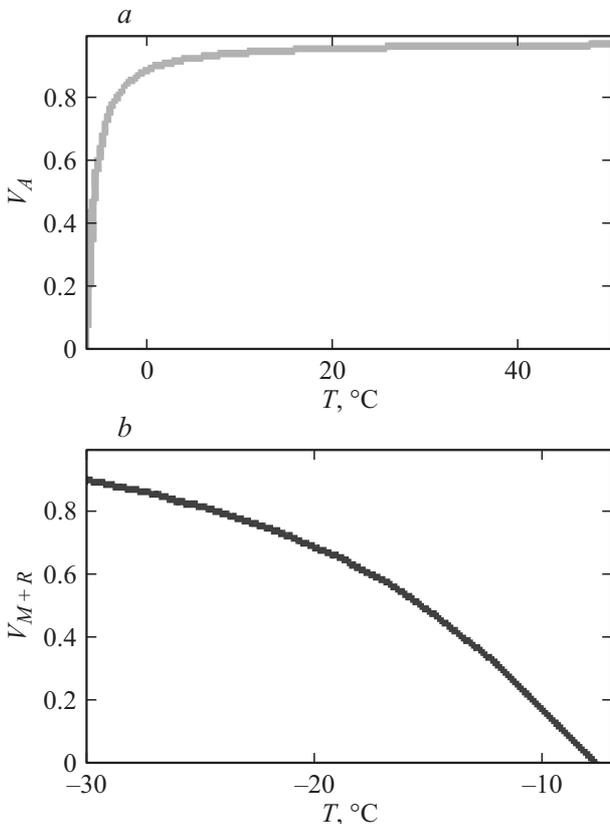


Рис. 6. Расчет объемной доли новой фазы при изменении температуры по уравнению (4): *a* — аустенит, *b* — мартенсит.

жение, очевидно, в первом приближении, будет суммой напряжений сосуществующих фаз (5с):

$$\sigma = V_A \sigma_A(\varepsilon) + V_M \sigma_M(\varepsilon, \varepsilon_M) + V_R \sigma_R(\varepsilon, \varepsilon_R), \quad (5с)$$

где σ_A , σ_M и σ_R — величины напряжений в фазах A , M и R .

Наконец, известно уравнение Клайперона–Клаузиуса, которое можно использовать для оценки напряжений в момент фазового превращения [15]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\rho \Delta H}{T_0 \Delta \varepsilon}, \quad (6)$$

где ρ — плотность материала, ΔH — скрытая теплота фазового превращения, T_0 — температура фазового превращения за счет деформаций, а $\Delta \varepsilon$ — деформационные изменения, обусловленные фазовым переходом. Следует заметить, что в общем выражение для напряжения σ^* , в которое может внести вклад и фазовое напряжение, не зависит от направления (знака) напряжений в макроскопическом масштабе [15]. Тогда σ^* будет определяться так:

$$\sigma^* = V_A |\sigma_A(\varepsilon)| + V_M |\sigma_M(\varepsilon, \varepsilon_M^p)| + V_R |\sigma_R(\varepsilon, \varepsilon_R^p)|. \quad (7)$$

УЭС мартенситной и аустенитной фаз также различно [3,12–15]. Тогда общее УЭС СДЛ из СПФ будет зависеть от количества и объема сосуществующих фаз в данный момент и от температуры (рис. 5, 6) [3,13]. Используя модель субслоев [15] электросопротивление СДЛ из СПФ:

$$R^A(T) = \frac{4L_0(1+2\varepsilon)}{\pi d_0^2} \rho_A(T),$$

$$R^M(T) = \frac{4L_0(1+2\varepsilon)}{\pi d_0^2} \rho_M(T), \quad (8)$$

где R^A и R^M — электросопротивления, $\rho_A(T)$ и $\rho_M(T)$ — УЭС 100% аустенита и мартенсита соответственно. Считая субслои (фазы) [15] расположенными параллельно, общее электросопротивление R для СДЛ будет

$$\frac{1}{R}(T) = \frac{(1-V_M)}{R^A} + \frac{V_M}{R^M}. \quad (9)$$

Подставляя R^A и R^M из соотношений (8), мы получим общее выражение для R :

$$\frac{1}{R}(T) = \frac{\pi d_0^2}{2L_0(1+2\varepsilon)} \left[\frac{1-V_M}{\rho_A(T)} + \frac{V_M}{\rho_M(T)} \right]. \quad (10)$$

Общее УЭС СПФ складывается из УЭС каждой из фаз и его также можно оценить по формуле

$$\rho = V_A \rho_A + V_M \rho_M + V_R \rho_R, \quad (11)$$

где ρ_A , ρ_M и ρ_R УЭС фаз A , M и R соответственно. Таким образом, электросопротивление аустенита и мартенсита может быть рассчитано по формулам (8)–(10).

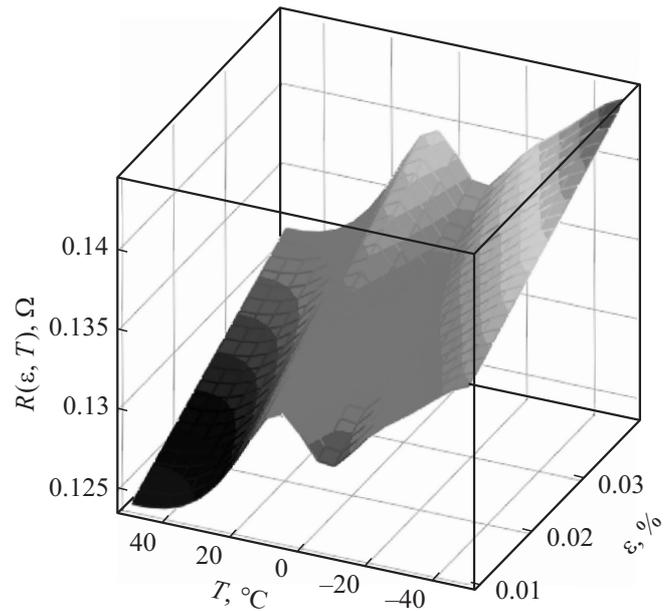


Рис. 8. Зависимость электросопротивления R от температуры T при различных степенях деформации — ε ($\varepsilon = 1-4\%$). Модельные расчеты.

Рассмотрим рис. 1 или наш расчет рис. 4, где показано $V_M = f(T)$. Пусть T растет в интервале от M_f до A_s . Мы знаем, что $V_M = 1$ в этом интервале. Тогда электросопротивление R будет зависеть только от ρ_M , а характер изменения ρ_M при увеличении температуры показан на рис. 5 (кривая 2). Аналогично пусть T уменьшается от A_f до M_s . Тогда $V_M = 0$, и поведение УЭС — ρ_A представлено другой кривой 1 на рис. 5. Следовательно, рассчитать величину R в зависимости от V_M и T , т.е. оценить электротермический гистерезис, можно, используя уравнение (4). На рис. 8 представлен расчет общего электросопротивления пористого цилиндрического образца NiTi по формулам (8)–(10). Видно, что при увеличении деформаций сопротивление растет и имеют место перегибы в области температур $A \leftrightarrow M$ превращений.

Развитая нами модель гистерезисных явлений позволяет сделать еще одно важное предположение. Чтобы достичь требуемого размера пор, т.е. управлять скоростью выхода лекарств, можно прикладывать разность потенциалов к пористому NiTi образцу извне и изменять его электросопротивление в рассчитанном нами диапазоне параметров. Другими словами, мы получаем эффективный канал воздействия на работоспособность СДЛ, что превращает его в полностью управляемое устройство.

Заключение

В настоящей работе на базе ранее предложенной нами функциональной схемы работы пористой микрофлюидной био-СДЛ была предложена теоретическая модель

для совместного описания термомеханических и электротермических гистерезисных явлений в пористом матрице из никелида титана. По нашему мнению, деформации и напряжения, индуцируемые интерметаллидной фазой NiTi при аустенит–мартенситном превращении, достаточны для создания смещений и появления сил, способствующих выходу лекарств из пор. Основные стадии работы СДЛ связаны с циклически-гистерезисными этапами $A \leftrightarrow M$ превращения в нитиноле при изменении температуры человеческого тела. Важно отметить, что предложенная модель не только адекватно описывает функциональную схему работы СДЛ, но и показывает пути эффективного управления извне за работой этого СДЛ. По нашему мнению, подобные биофлюидные МЕМС могут быть использованы многократно.

Исследования проводились при поддержке РФФИ (проект № 13–08–00208-а).

Список литературы

- [1] Hilt J.Z., Peppas N.A. // Intern. J. Pharmac. 2005. Vol. 306. P. 15–23.
- [2] Шишковский И.В. // Нано- и микросистемная техника. 2012. Вып. 9. С. 39–43.
- [3] Shishkovsky I., Sherbakoff V., Yadroitsev I., Smurov I. // Proc. Instn. Mech. Engrs. Part C. 2012. Vol. 226. N 12. P. 2882–2889.
- [4] Moore J.L., McCuiston A., Mittendorf I. et al. // Microfluid. Nanofluid. 2010. Vol. 10. N 4. P. 877–888.
- [5] Gultepe E., Nagesha D., Sridhar S., Amiji M. // Advanc. Dr. Del. Rev. 2010. Vol. 62. P. 305–315.
- [6] Leong K.F., Phua K.K.S., Chua C.K. et al. // Proc. Instn. Mech. Engrs. Part H. 2001. Vol. 215. P. 191–201.
- [7] Cheah C.M., Leong K.F., Chua C.K. et al. // Proc. Instn. Mech. Engrs. Part H. 2002. Vol. 216. P. 369–383.
- [8] Liew C.L., Leong K.F., Chua C.K., Du Z. // Int. J. Adv. Manuf. Technol. 2001. Vol. 18. P. 717–723.
- [9] Арутюнов А.А., Покоев А.В., Журавель Л.В. и др. // ФММ. 2002. Вып 2. С. 80–84.
- [10] Bo Z., Lagoudas D. // Intern. J. of Engineer. Sci. 1999. Vol. 37. P. 1205–1249.
- [11] Ochoński W. // Indust. Lubr. Tribol. 2010. Vol. 62. N 2. P. 99–110.
- [12] Шишковский И.В. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 5. С. 15–21.
- [13] Dutta S., Ghorbel F. // IEEE/ASME Transactions on Mechatronics. 2005. Vol. 10. N 2. P. 1–10.
- [14] Antonucci V., Faiella G., Giordano M. et al. // Thermochim. Acta. 2007. Vol. 462. P. 64–69.
- [15] Ikuta K., Tsukamoto M., Hirose S. // IEEE Micro Electro Mechanical Systems. 1991. P. 103–108.
- [16] Likhachev A. // Script. Metallur. Mater. 1995. Vol. 32. N 4. P. 633–636.
- [17] Медведев А.Е. // Математическая биология и биоинформатика. 2011. Т. 6. Вып. 2. С. 228–249.
- [18] Gunter V.E. *Delay law a new class of materials and implants in medicine*. Northampton, MA: STT Publishing, 2000. 432 p.