

## CICLADO SUPERELÁSTICO EN ALAMBRES DE NITI: ESTUDIO DEL ACOPLAMIENTO TERMOMECAÁNICO CON UN MODELO 1-D

Hugo Soul<sup>(1)</sup>, Alejandro Yawny<sup>(1)</sup> Francisco Carlos Lovey<sup>(1)</sup> Vicent Torra<sup>(2)</sup>

<sup>1</sup> Grupo Física de Metales (CNEA), Instituto Balseiro (CNEA-UNCuyo) y CONICET. Centro Atómico Bariloche, San Carlos de Bariloche, Argentina

<sup>2</sup> CIRG-DFA-ETSECCPB, Polytechnical University of Catalonia, Barcelona, Catalonia, Spain

Email: [soulh@ib.cnea.gov.ar](mailto:soulh@ib.cnea.gov.ar)

### RESUMEN

*Se desarrolló un modelo fenomenológico 1-D para estudiar el acoplamiento termomecánico en el ciclado uniaxial pseudoelástico de alambres de NiTi. Este acoplamiento se debe al efecto del calor latente de transformación asociado a la transformación de martensítica inducida bajo carga. A medida que transcurre la transformación, este calor modifica la temperatura del material y esto a su vez altera las tensiones mecánicas necesarias para proseguir con la misma (relación de Clasius-Clapeyron) En la definición del modelo desarrollado se parte de un comportamiento mecánico simple para un volumen elemental. Se incorpora una dependencia lineal de las tensiones de transformación y retransformación con la temperatura y se establece un criterio para la cinética de transformación cuando varía la proporción de fases. En este último aspecto se considera la característica observada experimentalmente, de que la transformación inducida se localiza en frentes móviles, dando lugar a un mecanismo de transformación tipo bandas de Lüders. A través del criterio para la cinética de la transformación, basado exclusivamente en aspectos termomecánicos, se evalúa la posibilidad de que una variación de la proporción de fases (austenita y martensita) se produzca por el movimiento de un frente existente, o mediante la nucleación de nuevos frentes. Mediante la implementación numérica del modelo se estudiaron los efectos de la velocidad de deformación y de las condiciones del medio circundante en el patrón de transformación resultante (número de frentes) y en la respuesta mecánica de los ciclos pseudoelásticos.*

*Palabras Clave: Superelasticidad, NiTi, Acoplamiento Termomecánico*

### 1. INTRODUCCIÓN

La superelasticidad es la propiedad que presentan las aleaciones con memoria de forma (AMF), de alcanzar deformaciones de hasta un 8-10 % ante la aplicación de una determinada carga, que, al ser retirada puede recuperarse casi en su totalidad. Esto es posible debido a la existencia de una transformación martensítica que se induce por tensiones mecánicas [1]. Un ciclo superelástico típico se representa por la curva tensión – deformación ( $\sigma$ – $\epsilon$ ) de la Figura 1a. El mismo puede ser descrito de la siguiente manera. En primer lugar, se observa una zona A-B correspondiente a la carga elástica de la fase austenítica, (fase  $\beta$  en el caso de las aleaciones de NiTi). Al alcanzarse una tensión crítica  $\sigma_m$  comienza la inducción de la transformación hacia la fase martensítica y esto ocurre a una tensión constante  $\sigma_m$ . Al invertir el movimiento, se observa primero el tramo C-D que representa la descarga elástica del material con la composición de fase que alcanzó en C. Cuando en el punto C se alcanza 100% de martensita estamos ante un ciclo superelástico completo. Luego, aparece un plateau de retransformación D-E donde el material sufre la retransformación a fase austenítica a una tensión  $\sigma_r$  para terminar finalmente con el tramo E-A donde ocurre la descarga elástica de la austenita. El ciclo descrito puede considerarse fue obtenido en una condición cercana a la isotérmica, donde las velocidades de deformación utilizadas son suficientemente bajas de manera de evitar los efectos del calor de transformación en la forma del ciclo que se describirán más adelante.

Una de las características particulares de la superelasticidad observada en alambres y cintas de aleaciones de NiTi ensayadas con control de desplazamiento es el mecanismo de deformación que tiene lugar durante la transformación y retransformación, similar a las bandas de Lüders en aceros de bajo carbono. En el caso de los elementos de NiTi la deformación se localiza en frentes móviles de transformación o interfases [2]. El origen y las condiciones bajo las cuales tiene lugar este mecanismo son discutidos en diversos trabajos. Por ejemplo Iadicola *et al* [3], proponen un comportamiento constitutivo inestable que determina la nucleación y

propagación de frentes. *Sittner et al* [4], discuten un origen del comportamiento basado en la textura cristalográfica del material, y *Liu* [5] revisa críticamente las explicaciones propuestas. La idea principal detrás de este fenómeno es que para nuclear una interfase de martensita se debe aplicar una tensión superior a la necesaria para que se propague. Para poder observar la diferencia entre tensiones de nucleación y propagación es necesario evitar que la nucleación del primer frente de transformación ocurra en las mordazas. Esto se puede lograr manteniendo las mordazas a una temperatura superior a la probeta [3], o bien, mecanizando probetas adelgazadas en su parte central. En la Figura 1b se muestra un ciclo superelástico realizado sobre un alambre de 2.46 mm de diámetro, adelgazado a 1.5 mm en su parte central, donde se midió una diferencia de aproximadamente 70 MPa entre tensión de nucleación y propagación. Una vez que existe una interfase, se requiere una menor tensión para propagar desde allí la transformación comparada con la tensión necesaria para nuclear la transformación en otros sectores de la muestra.

Otro aspecto encontrado experimentalmente es la fuerte dependencia de las curvas con la velocidad de elongación de la muestra. Esto se muestra en la Figura 1c, donde se incluyen ciclos pseudoelásticos obtenidos a distintas velocidades utilizando control de desplazamiento. El acoplamiento termomecánico debido a la relación de Clasius-Clapeyron ( $d\sigma/dT$ ), que vincula las temperaturas con las tensiones necesarias para inducir la transformación es evaluado como la principal causa de dicha dependencia [6,7]. La temperatura se modifica principalmente por la liberación o absorción del calor latente de transformación o el trabajo inelástico y por las condiciones del medio circundante que determinan el equilibrio térmico durante el ciclado.

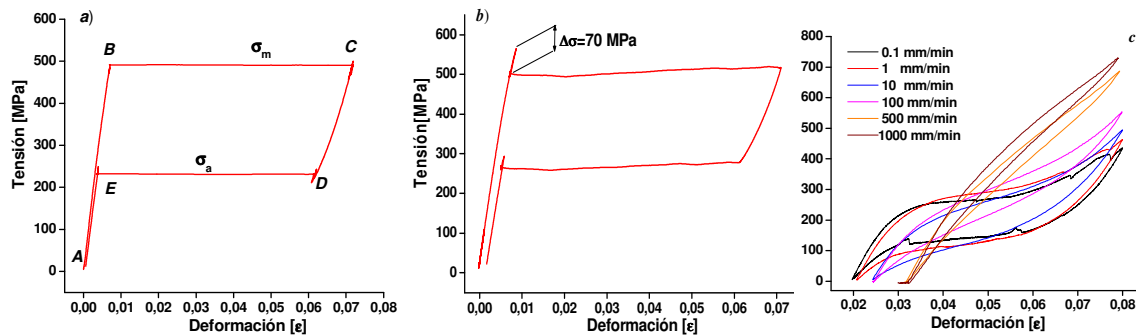


Figura 1. Ciclo superelástico realizado sobre un alambre de 2.46 mm de diámetro a 0.1 mm/min b) Diferencia entre tensión de nucleación y propagación de una interfase (muestra adelgazada) c) Efecto de la velocidad de deformación.

En este trabajo se presenta el desarrollo de un modelo fenomenológico 1-D mediante el cual se estudian los efectos térmicos asociados al ciclado superelástico de alambres o cintas de NiTi. La transformación se asume que ocurre mediante el movimiento de avance de frentes donde se localiza, produciéndose allí la liberación o absorción del calor latente. Se evalúa la posibilidad de que debido a los cambios en la temperatura provocados por el movimiento de un frente de transformación se generen condiciones para la nucleación de nuevos frentes a causa del acoplamiento termomecánico. Mediante simulaciones numéricas, se estudia el patrón de transformación resultante en función de la velocidad de elongación de la muestra. Finalmente, se estudia la influencia de la velocidad de ciclado sobre las curva  $\sigma-\epsilon$ , que se interpretan los resultados en términos del acoplamiento entre los efectos térmicos y mecánicos.

## 2 ANALISIS TÉRMICO DESACOPLADO

Como se mencionó en la introducción, se asume que la transformación se localiza en frentes móviles. En esta sección se realiza un análisis térmico donde se estudia como se ve afectado el campo de temperaturas unidimensional  $T(x,t)$  en un alambre de NiTi atravesado por un frente que actúa como fuente de calor. Con el fin de realizar el análisis sin introducir todavía el acoplamiento con la respuesta mecánica, se impone a la interfase móvil una velocidad  $v$ , vinculada con la velocidad de elongación  $V$  del alambre bajo tensión a través de la expresión:

$$v = \frac{V}{\epsilon_{a-m} \cdot n_f} \quad (1)$$

donde  $\varepsilon_{a-m}$  es la deformación asociada a la transformación austenita a martensita (correspondiente al plateau B\_C), y  $nf$  es el número de frentes móviles (1 en el presente análisis). Considerando entonces la existencia de una fuente de intensidad  $L \cdot v$  ( $L$ : calor latente) que se desplaza a lo largo del alambre y que estará en la posición  $x_f = vt$  respecto a un sistema de referencia ubicado en un extremo del alambre, se puede plantear la siguiente ecuación que representa el balance energético para un volumen diferencial ubicado en la posición  $x$  al tiempo  $t$  y cuya temperatura será  $T(x,t)$ :

$$\frac{k}{\rho C_e} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Ph}{A \rho C_e} (T_{amb} - T) + \frac{L \cdot v + \sigma \cdot V}{\rho C_e} \delta(x - v \cdot t) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2)$$

Como se puede ver, están representados los términos de difusión por conducción unidimensional ( $k$ : conductividad térmica) con las adyacencias y de disipación por convección a través de la superficie lateral con el medio ambiente ( $h$ : coeficiente de convección). Se incluye además la contribución del trabajo inelástico que ingresa al sistema, cuya tasa es la potencia  $\sigma \cdot A \cdot V$ . Se consideran condiciones de borde de Dirichlet:  $T(0,t) = T(l,t) = T_{amb}$ . Para las distintas propiedades incluidas en la ecuación (2) adoptamos los siguientes valores típicos. Conductividad  $k = 18 \text{ W/mK}$  (mas adelante se discrimina en conductividad de la matensita  $k_m = 8 \text{ W/mK}$  y de la austenita  $k_a = 18 \text{ W/mK}$ ), el coeficiente de superficie  $h$ , la densidad  $\rho = 6500 \text{ kg/m}^3$ , el calor específico  $C_e = 837 \text{ J/kgK}$ , el calor latente por unidad de volumen  $L = 8e7 \text{ J/m}^3$ , la sección transversal  $A$  y el perímetro de la sección  $P$ . Si bien la ecuación (2) admite soluciones analíticas bajo ciertas hipótesis (ver por ejemplo referencias [3] y [8]), aquí se adopta un método numérico explícito de diferencias finitas, que luego será implementado en situaciones menos ideales donde se involucra el acoplamiento termomecánico, las diferentes propiedades entre fase martensítica y austenítica, cambios de velocidad  $v$  debido a la nucleación de nuevos frentes, etc. El sistema unidimensional estudiado corresponde a un alambre de longitud  $l = 200 \text{ mm}$  y diámetro  $d = 2.46 \text{ mm}$ , discretizado en  $N = 200$  nodos. El incremento de tiempo se escoge de tal manera que la interfase atraviese la longitud de un nodo en cada paso de tiempo. Para la evaluación de la temperatura de la interfase se define el parámetro adimensional  $\theta$ :

$$\theta = \frac{(T - T_{amb})}{L / C_e \rho} \quad (3)$$

Donde  $L / C_e \rho = 14.7 \text{ K}$  corresponde al salto térmico que se produciría en condiciones adiabáticas. En la Figura 2a las curvas de puntos representan el valor de  $\theta$  en las posiciones de la interfase durante la transformación, para distintas velocidades de elongación  $V$  (indicadas en  $\text{mm/min}$ ) tomando un coeficiente  $h = 14 \text{ W/m}^2\text{K}$ . En general, el movimiento del frente está compuesto por un período transitorio en le que se alcanza un valor de temperatura de equilibrio  $\theta_{eq}$  correspondiente a las condiciones de  $v$  y  $h$ , que ya para valores de  $V > 10 \text{ mm/min}$  saturan en  $\theta_{eq} = 1$ .

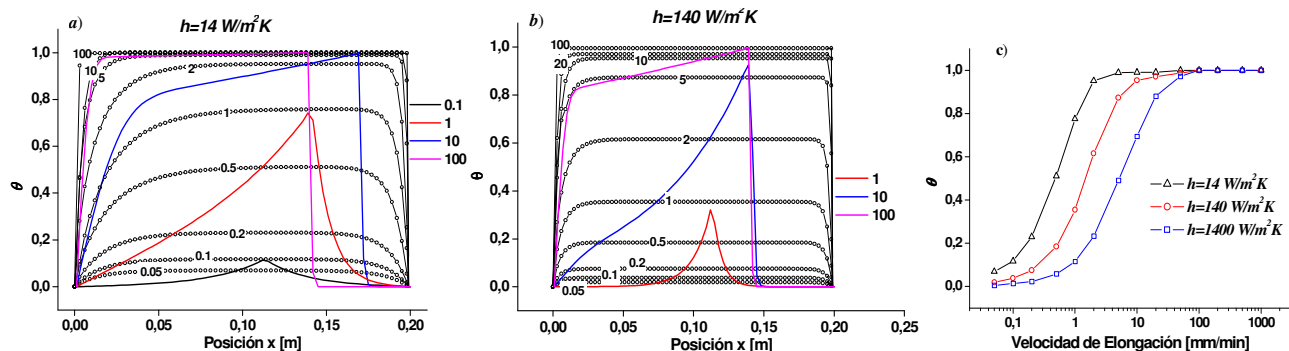


Figura 2 a) y b) Evolución de la temperatura adimensional  $\theta$  en la interfase durante la transformación a distintas  $V$ , para  $h = 14$  y  $140 \text{ W/m}^2\text{K}$  respectivamente. Se incluyen algunos perfiles  $\theta(x,t)$ . c) Valores de  $\theta_{eq}$  en función de la  $V$  para varios coeficientes  $h$ .

La longitud en la cual se desarrolla  $\theta_{eq}$  depende también de las condiciones de  $v$  y  $h$  alcanzando un máximo para valores intermedios de  $V$ . En  $V = 100 \text{ mm/min}$ ,  $\theta_{eq}$  se alcanza en una longitud menor a la correspondiente a la discretización espacial. En  $V = 1 \text{ mm/min}$  aparentemente la temperatura del frente comienza a

descender por efecto del borde final antes de que se alcance  $\theta_{eq}$  mientras que para  $V=0.05 \text{ mm/min}$  parece haberse alcanzado en 50 mm. En la Figura 2b se repiten las curvas para un valor de  $h=140 \text{ W/m}^2$ . Se puede ver claramente que la longitud del transitorio para alcanzar  $\theta_{eq}$  disminuye respecto al caso anterior. En las Figuras 2 a y b se incluyeron también curvas  $\theta(x)$  en distintos instantes para algunos valores de  $V$ , registrándose el máximo en la posición de la interfase. Se observa, por ejemplo para  $V=10$  y  $100 \text{ mm/min}$  que los valores máximos de  $\theta$  se aproximan a 1, pero la forma de las curvas difiere, debido al mayor calor disipado en el caso de  $h=140 \text{ W/m}^2\text{K}$ . En la Figura 2c se reunieron los valores de  $\theta_{eq}$  obtenidos numéricamente, en función de  $V$  para varios  $h$ . El valor más relevante es la temperatura en el frente que define la tensión necesaria para moverlo, aunque el perfil de temperaturas  $\theta(t)$  tiene importancia cuando se consideran las condiciones iniciales para el regreso del frente.

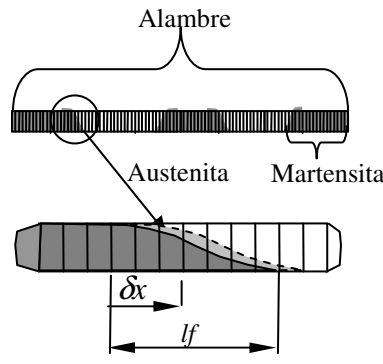
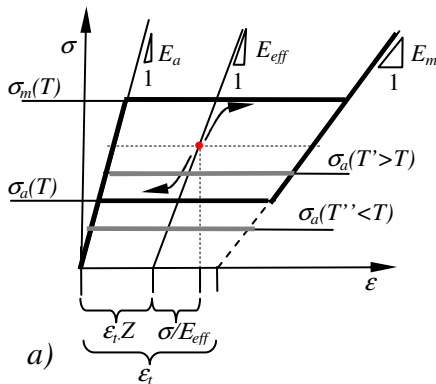
### 3 MODELO TERMOMECAÁNICO

Para estudiar los efectos sobre la respuesta en los ciclos superelásticos es necesario definir un comportamiento mecánico para un volumen elemental superelástico unidimensional al cual se le incorporará la dependencia de las tensiones de transformación con la temperatura. El comportamiento adoptado se describe en la Figura 3a. Se asume que cada elemento (o volumen elemental) tiene módulos elásticos de la fase austenítica  $E_a$ , de la martensita  $E_m$ , y una deformación correspondiente a la fase martensítica libre de cargas igual a  $\varepsilon_i$ . En el estado definido en el plano  $\sigma$ - $\varepsilon$ , la deformación tiene como contribución una componente debido a la transformación que depende de la porción de fase martensítica  $Z$ , y otra elástica que depende de la tensión  $\sigma$  y del módulo elástico efectivo  $E_{eff}$  que depende, a su vez, de la porción de fase  $Z$ . El valor de  $Z$  correspondiente a cada estado  $\sigma$ - $\varepsilon$  se calcula aplicando una regla de la palanca, indicada por la ecuación (7) y  $E_{eff}$  se obtiene calculando la rigidez que resulta del volumen de austenita y martensita conectados en serie, mediante la ecuación (8). Un incremento de deformación  $\Delta\varepsilon$  impuesto puede ser acomodado elásticamente, o mediante un cambio de la porción de fase  $Z$ . La existencia de transformación se determina mediante las siguientes reglas:

$$\sigma + E_{eff} \cdot \Delta\varepsilon > \sigma_m, \Delta\varepsilon > 0 \text{ y } Z < 1, \text{ aparece martensita} \quad (4)$$

$$\sigma + E_{eff} \cdot \Delta\varepsilon < \sigma_a, \Delta\varepsilon < 0 \text{ y } Z > 0, \text{ desaparece martensita} \quad (5)$$

Aquí las tensiones dependen de la temperatura a través de la relación de Clausius-Clapeyron. En aleaciones de NiTi, esta dependencia, expresada como  $d\sigma/dT$  es aproximadamente lineal [1], y tanto para  $\sigma_m$  como para  $\sigma_a$ , a partir de trabajos previos, adoptamos  $d\sigma/dT = 6.3 \text{ MPa/K}$ . En el caso de que la deformación no se pueda acomodar elásticamente, se considera que el cambio de fase, ocurre a tensión constante.



$$\varepsilon = Z \cdot \varepsilon_i + \frac{\sigma}{E_{eff}} \quad (6)$$

$$Z = \frac{\varepsilon - \frac{\sigma}{E_a}}{\frac{\sigma}{E_m} + \varepsilon_i - \frac{\sigma}{E_a}} \quad (7)$$

$$E_{eff} = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \Big|_Z = \frac{E_a \cdot E_m}{E_a \cdot Z + E_m \cdot (1-Z)} \quad (8)$$

$$Z(\delta x) = \frac{\cos(4\pi l_f \cdot \delta x) + 1}{2} \quad (9)$$

Figura 3. a) Definición comportamiento superelástico en un volumen elemental  
b) Detalle de un frente de transformación distribuido en varios volúmenes elementales

Si bien los estados  $\sigma$ - $\varepsilon$ - $Z$ , de un alambre o cinta pueden ser representados por un solo volumen elemental como el descrito en la Figura 3a, la distribución de las fases y la temperatura requieren de una descripción unidimensional, por lo que, para la confección del modelo termomecánico se toma la misma discretización del alambre que la utilizada en la sección anterior. Ahora, cada nodo representa un volumen elemental, indicado con el índice  $i$ , cuyo estado está definido por las variables  $\sigma_i$ ,  $\varepsilon_i$ ,  $Z_i$  y la temperatura  $T_i$ . En el algoritmo para la implementación numérica se intercalan un paso donde se calcula el campo de temperaturas  $T_i$

(problema térmico), y otro donde se determinan las variables  $\sigma_i$ ,  $\varepsilon_i$  y  $Z_i$  (problema mecánico). Un ciclo de cálculo consiste entonces en: dado un estado  $\sigma, \varepsilon, Z$  probar si un incremento de deformación total  $\Delta\varepsilon$  puede ser acomodado elásticamente, es decir verificar si no se cumplen las ecuaciones (4) y (5). Para la determinación de las tensiones  $\sigma_a$  y  $\sigma_m$  es necesario hacer referencia a la cinética de transformación adoptada, por interfases o frentes móviles; la porción total de fase  $Z$  está distribuida en dominios limitados por una cantidad  $nf$  de interfases como se sugiere en la Figura 3b. La tensión  $\sigma_m$  está dada por la temperatura del frente con más probabilidades de propagar, que sería el que se encuentre a menor temperatura, y análogamente la  $\sigma_a$  está dada por la temperatura del frente más caliente.

Se asume que estas interfases no son una discontinuidad en las propiedades del alambre, sino que están distribuidas en una longitud  $lf$  como se detalla en la Figura 3b, donde se da una transición en la porción de fase  $Z_i$  desde 1 a 0. Esta característica, además de obtenerse en las zonas de transformación obtenidas como solución en modelos 3D [3], favorece la atenuación de oscilaciones numéricas causadas por la discretización del problema. La transición elegida en este modelo está dada por la ecuación (9) con la coordenada  $\delta x$  que describe la posición en la interfase. La temperatura representativa de cada frente es evaluada como el promedio de la temperatura en los volúmenes que lo conforman. Entonces, tanto  $\sigma_m$  como  $\sigma_a$  se determinan en el problema térmico del ciclo anterior, y sirven de “input” para el problema mecánico. Luego, si se cumplen (4) o (5) se modifica la porción de fase  $Z$ , mediante el movimiento de un frente existente o la nucleación de nuevos frentes. Entonces, con el fin de evitar otros problemas de oscilaciones numéricas de la temperatura debido a la posición relativa de frentes los nodos, se ajustan  $\Delta\varepsilon$  y  $\Delta t$  de manera que el incremento de  $Z$  corresponda al avance de 1 nodo de la interfase seleccionada. Habiendo calculado las variables del problema mecánico, la distribución de fase  $Z_i$ , y la nueva tensión uniaxial  $\sigma$  sirven de “input” para el problema térmico. Entonces, se utiliza el método de diferencias finitas mencionado en la sección 2 para evaluar las temperaturas  $T_i$  completando el ciclo de cálculo.

Así como en cada paso se evalúan las temperaturas en todas las interfases existentes para determinar los valores de  $\sigma_m$  y  $\sigma_a$ , también se evalúan las tensiones de nucleación en todos los volúmenes susceptibles de nuclear martensita cuando  $\Delta\varepsilon > 0$  o austenita cuando  $\Delta\varepsilon < 0$ . Esto se hace calculando las tensiones de transformación y retransformación, en este caso en cada elemento, y agregando luego  $70 \text{ MPa}$  de sobretensión que es el valor experimental tomado de la Figura 1b. Un evento de nucleación puede ocurrir por ejemplo, si la temperatura en una interfase móvil aumenta lo suficiente respecto a una posición más fría, como se analiza en la siguiente sección.

#### 4 ACOPLAMIENTO TERMOMECAÁNICO. RESULTADOS NUMÉRICOS

Cuando se toman experimentalmente curvas  $\sigma$ - $\varepsilon$  superelásticas en alambres de NiTi, no se registra la sobretensión asociada a la nucleación de primer frente. Esto se debe a que el estado de tensiones existente en las mordazas favorece a que sea allí donde aparezca la primera interfase móvil. Aquí se asume entonces la existencia previa de esta interfase. Haciendo uso de la relación de Clausius-Clapeyron ( $d\sigma/dT=6.3 \text{ MPa/K}$ ), se puede asociar un incremento de tensiones  $\sigma_m$  o  $\sigma_a$  de hasta  $93 \text{ MPa}$ , respecto de la tensión necesaria a temperatura ambiente. Este incremento supera a los  $70 \text{ MPa}$  indicados en la Figura 1b para que se produzca la nucleación de un nuevo frente (aquí se fuerza la aparición del segundo frente en el extremo opuesto). Esto ocurriría a valores de  $V$  mayores que  $0.85, 3.5$  y  $11.2 \text{ mm/min}$  para  $h=14, 140$  y  $1400 \text{ W/m}^2\text{K}$  respectivamente, según el caso estudiado en la sección 2. Luego, los frentes disminuyen su velocidad de acuerdo a la ecuación (1), y pueden producirse nuevos eventos de nucleación si se repiten estas condiciones. El análisis se torna más complejo si son varios los frentes activos, y si comienzan a acercarse interactuando térmicamente entre ellos y con los bordes. Entonces, se recurre a las simulaciones numéricas mediante la implementación del modelo descrito. Para estudiar la nucleación de frentes en función de la velocidad de elongación se simulan ciclos superelásticos con una malla de  $N=400$  volúmenes para un alambre de NiTi de largo  $L=500 \text{ mm}$  y diámetro  $d=2.46 \text{ mm}$ , con una deformación máxima de  $0.082$ . Se asume que el material posee las siguientes propiedades:  $E_a=32 \text{ MPa}$ ,  $E_m=25 \text{ MPa}$ ,  $\varepsilon_i=0.05$  y unas tensiones de transformación a temperatura ambiente (se toma  $T_{amb}=25^\circ \text{ C}$ )  $\sigma_m=500 \text{ MPa}$  y  $\sigma_a=100 \text{ MPa}$ . En estas primeras simulaciones se utilizó una longitud interfase de  $2.5 \text{ mm}$  y un coeficiente de transferencia  $h=14 \text{ W/m}^2\text{K}$  con el que se modeló un ambiente circundante de aire en reposo. En la Figura 4 se resumen los resultados de una simulación de un ciclo  $V=1.5 \text{ mm/min}$ . En la Figura 4a

se representa en escala de colores el campo de temperaturas  $T(x)$  leído en sentido vertical en función del tiempo. En la Figura 4b se grafica la evolución porción de fase  $Z(x)$ , y en la Figura 4c está la curva  $\sigma-\epsilon$  correspondiente.

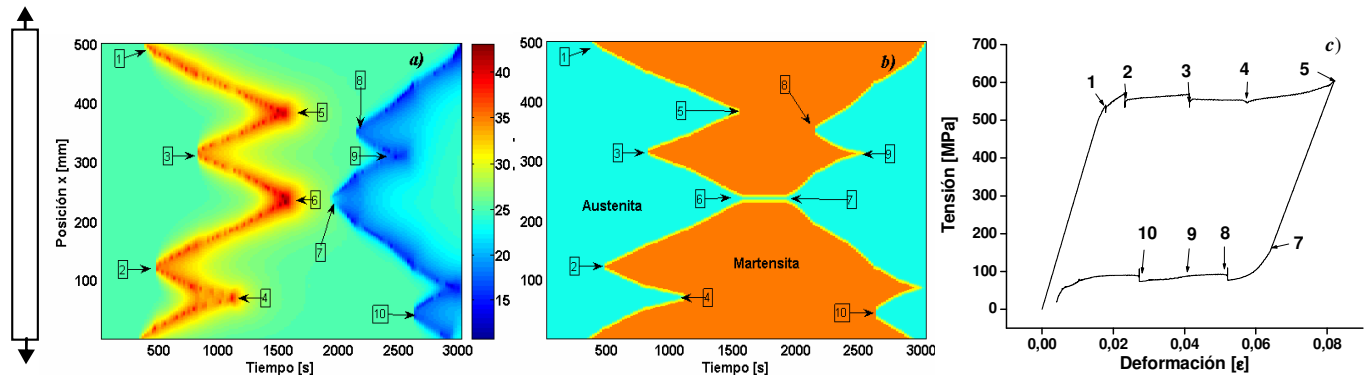


Figura 4. Resultados de la simulación con:  $L: 500 \text{ mm}$ ,  $V: 1.5 \text{ mm/min}$ . a) Representación de  $T(x,t)$ . b) Porción de fase  $Z(x)$  en función del tiempo. c) Curva  $\sigma-\epsilon$  correspondiente al ciclo simulado.

En las figuras se han numerado los distintos eventos de nucleación y colapso de interfases. Así, en el instante **1** a los 357 s, aparece el segundo frente. En el punto **2**, a los 830 segundos se produce la nucleación de 2 nuevos frentes. Estas 4 interfases se mueven hasta que en el instante **3** (840 s) se nuclean otras 2 interfases. Puede observarse en la frontera entre las zonas de martensita y austenita en la Figura 4b, que al aparecen nuevos frentes móviles, la velocidad de los mismos descende. En el instante **4** a los 1134 s, se produce el colapso de 2 frentes, y en el instante **5** colapsan otros 2 frentes, casi coincidiendo con el fin de deformación. En la curva  $\sigma-\epsilon$  se puede ver que cada evento de nucleación se manifiesta como un descenso de la tensión. A partir del instante **4** los frentes interactúan térmicamente y se alcanzan temperaturas de hasta  $48 \text{ }^\circ\text{C}$ . Durante el descenso, la retransformación comienza en el instante **7** a los 2000 s, con el movimiento de los 2 frentes que no habían llegado a colapsar. A los 2230 s en el punto **8** se produce la nucleación de un dominio de austenita, con 2 nuevos frentes móviles. A los 2400 s, en el instante **9** se juntan 2 interfases, registrándose un momentáneo aumento en la velocidad de las interfases hasta el instante **10** a 2720 s, donde se produce la nucleación de 2 nuevos frentes. Luego hacia el final del ciclo se produce el colapso de las interfases, en cuyas posiciones la temperatura está por debajo de la temperatura ambiente alcanzando hasta  $11 \text{ }^\circ\text{C}$ .

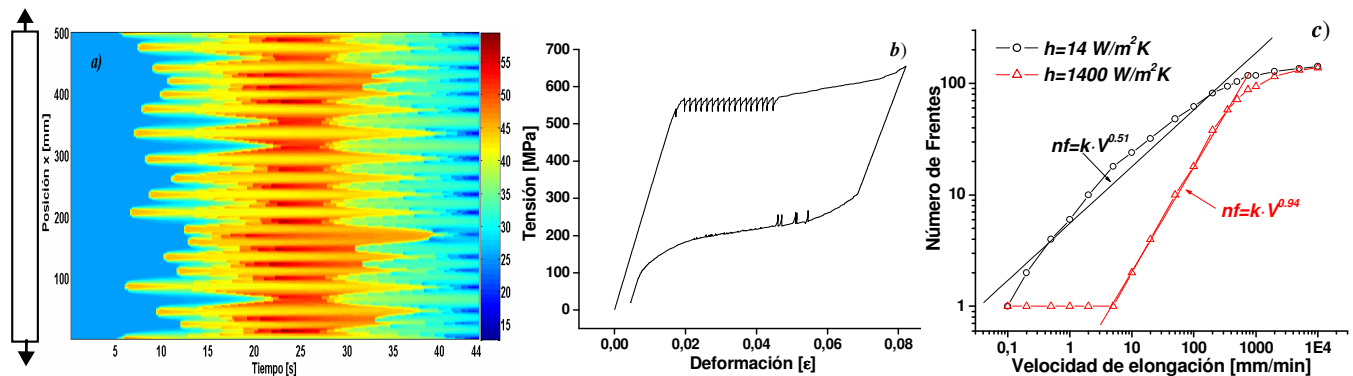


Figura 5. a y b. Resultados de simulación:  $L: 500 \text{ mm}$ ,  $V: 100 \text{ mm/min}$ . a) Representación de  $T(x,t)$ . b) curva  $\sigma-\epsilon$ . c) Número máximo de interfases activas evaluadas numéricamente en función de  $V$ .

A continuación se realizaron simulaciones con  $V$  desde  $0.1$  a  $1000 \text{ mm/min}$  manteniendo la misma geometría y propiedades del material. En la Figura 5a está representada la evolución del campo de temperaturas con el tiempo para  $V=100 \text{ mm/min}$ , y en la Figura 5b está la curva  $\sigma-\epsilon$  correspondiente. En este caso se ve que se producen eventos de nucleación hasta los 13.5 s, y luego la interacción térmica entre los frentes inhibe la posibilidad de otros eventos de nucleación debido al calentamiento por el que se alcanzan hasta  $60 \text{ }^\circ\text{C}$ . En la Figura 5c se grafica el número de frentes contabilizados en las simulaciones en función de  $V$  para 2 condiciones de ambiente circundante. En el caso de  $h=1400 \text{ W/m}^2\text{K}$  recién a partir de valores de  $V > 10 \text{ mm/min}$  se registran eventos de nucleación. Las escalas logarítmicas permiten evaluar que existe un rango de velocidades donde el

número de frentes es proporcional a una potencia de  $V$ . Mediante un ajuste lineal se obtienen exponentes de 0.51 y 0.94 para coeficientes  $h$  de 14 y 1400  $W/m^2K$  respectivamente. Estos resultados contrastan con los calculados por Sun *et al* [8] quienes predicen un exponente de 0.5 independiente del valor de  $h$ . El aplanamiento de las curvas cuando crecen las velocidades se debe a que la cantidad de interfases tiene como límite la cantidad de nodos de la discretización.

Luego se simularon 3 ciclos a 1, 10 y 15  $mm/min$  de los que se contaba con las curvas experimentales. Se utilizaron mallas de  $N=200$  nodos, y un valor de  $h=14 W/m^2K$ . Las comparaciones respectivas se muestran en las Figuras 6 a, b y c. Las curvas  $\sigma-\epsilon$  obtenidas numéricamente reproducen aspectos cualitativos de los ciclos reales, incluido los descensos de tensión asociados a eventos de nucleación, y la inclinación del plateau debido a la evolución de la temperatura en los frentes móviles. Las transiciones entre tramos elásticos y redondeados no se reproducen exactamente en la misma magnitud. Se observa que al finalizar cada ciclo real, existe una deformación permanente, que aumenta con  $V$ . Sólo a fin de comparar las curvas, se implementó una deformación plástica en los resultados numéricos como un desplazamiento en el origen cuando se alcanza la deformación máxima, entendiendo que de esta manera no se reproduce su dependencia con  $V$ .

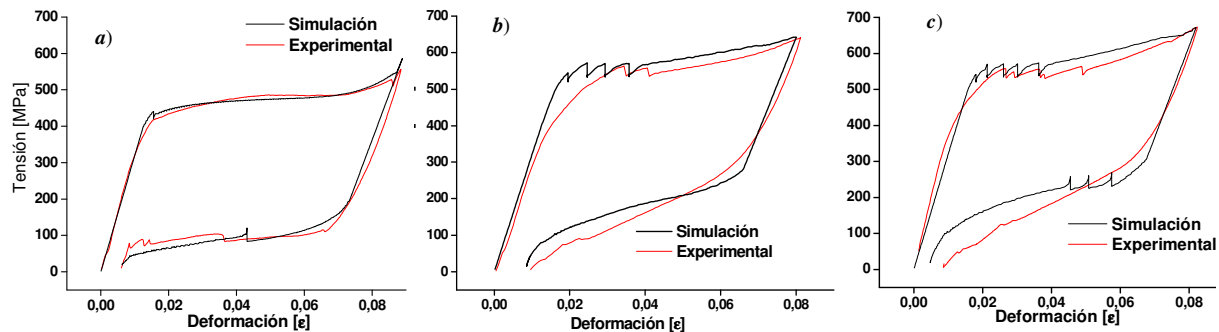


Figura 6. Comparación entre ciclos simulados comparados y ciclos experimentales a)  $V: 1 mm/min$ ,  $L: 91 mm$ . b)  $V: 10 mm/min$ ,  $L: 75 mm$ . c)  $V: 15 mm/min$ ,  $L: 94.4 mm$ .

Finalmente se simularon ciclados desde 0.2 a 1000  $mm/min$ , con el fin de evaluar la dependencia de la respuesta mecánica y de la histéresis resultante con la velocidad de elongación. En la Figura 7a se muestran las curvas  $\sigma-\epsilon$  correspondientes al 2do ciclo de cada serie. Se tomó el 2do ciclo de cada serie asumiendo en durante el primer ciclo se suceden todos los eventos de nucleación y luego se mantiene un número de interfases fija. Puede verse en los resultados, que el ciclo de 1  $mm/min$  envuelve al ciclo de 0.5  $mm/min$ , pero ya, para 10  $mm/min$  se tiene un ciclo con plateaus inclinados alcanzándose tensiones mayores hacia el final de la transformación. Un análisis térmico permite prever que los ciclos evolucionarán transitoriamente hasta que la cantidad de calor neta que ingresa al sistema, correspondiente a la histéresis, equivalga a la que se disipa hacia el medio circundante y hacia los bordes. En consecuencia la histéresis y demás características de las curvas  $\sigma-\epsilon$  exhibirán una evolución asociada a este período. Por ejemplo, en la Figura 7b se representó la evolución de la temperatura media ( $T_{med}$ ) del alambre, para valores de  $V$  de 50 y 500  $mm/min$ , bajo condiciones de  $h$  de 30  $W/m^2K$  y 300  $W/m^2K$ . Lógicamente, cuando el valor de  $h$  aumenta, la tasa de calor disipado al exterior iguala a la tasa de calor entrante a temperaturas mas bajas. En el caso de  $V=50 mm/min$ ,  $h=300 W/m^2K$  se observa como  $T_{med}$  oscila entre valores mayores y menores a la temperatura ambiente, mientras que cuando  $h=30 W/m^2K$  queda oscilando a temperaturas mayores que la temperatura ambiente. En la Figura 7c se grafican las curvas  $\sigma-\epsilon$  obtenidos para  $V=50 mm/min$  en los mismos periodos usando las dos condiciones del ambiente circundante. Como consecuencia del acoplamiento termomecánico la evolución de la temperatura se refleja en estas curvas. Entonces, en contraste con la comparación de los ciclos iniciales de la Figura 7a, se muestran los ciclos obtenidos una vez transcurrido el período transitorio, en las Figuras 7d y e para  $h=30$  y 300  $W/m^2K$  respectivamente. En la Figura 7f se incluyeron las energías de histéresis correspondientes a los ciclados simulados evaluadas en el 2do ciclo (considerado ciclo inicial) y un ciclo en estado estacionario. Las curvas presentan un máximo, y se desplazan a la derecha cuando  $h$  aumenta. Este efecto del ambiente fue reportado en diversos trabajos experimentales [7]. El descenso en la histéresis observado en los ciclos estacionarios con  $h=30 W/m^2K$  para valores grandes de  $V$  se debe a que cuando se eleva mucho la tensión, la transformación

involucra a menos cantidad de martensita. Tanto los valores de tensiones máximas registrados, como los de temperatura de la Figura 7b en realidad no pueden ser alcanzados porque antes se alcanzaría una temperatura  $M_d$  que supone un límite para que se pueda inducir martensita por tensión. Esto sería una de las causas de la aparición de la deformación plástica que se ve en la Figura 1c y 6.

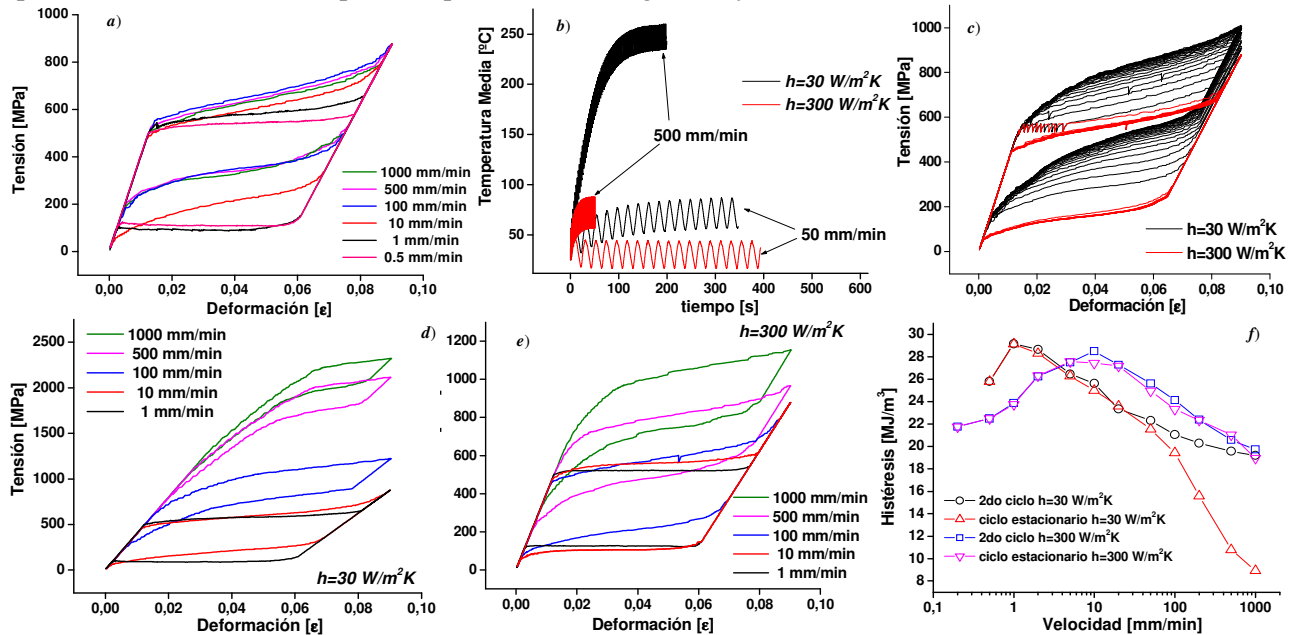


Figura 7. a) Curvas  $\sigma$ - $\epsilon$  evaluadas en su 2do ciclo a distintas  $V$ . b) Evolución de  $T_{med}$  para 2 condiciones de  $h$  a  $V=50$   $mm/min$  y  $500$   $mm/min$ . c) Evolución de las curvas  $\sigma$ - $\epsilon$  a  $V=50$   $mm/min$  para 2 condiciones de  $h$ . d) y e) curvas  $\sigma$ - $\epsilon$  obtenidas en estado estacionario con  $h=30$  y  $300$   $W/m^2K$  respectivamente. f) Histéresis en función de  $V$

## 5. CONCLUSIONES

Los resultados numéricos reproducen razonablemente la respuesta mecánica observada experimentalmente en el ciclado superelástico del NiTi. Es posible interpretar las características de las curvas  $\sigma$ - $\epsilon$  y su dependencia con la velocidad de deformación y demás condiciones de ciclado en términos del acoplamiento termomecánico. Esto incluye la determinación del número de interfases activas durante la transformación. Queda planteada la necesidad de ampliar la capacidad del modelo introduciendo los cambios en  $\sigma_m$  y  $\sigma_a$  como consecuencia de la evolución microestructural, y la acumulación de deformación plástica.

## Referencias

- [1] I. Saburi T. In: Otsuka K, Wayman CM, eds. Shape Memory Materials. Cambridge University Press, Cambridge, UK; 1998. p. 49-96.
- [2] J. Shaw; Thermomechanical Aspects of NiTi; *J. Mech. Phys. of Solids*; 43(8); 1995, pp 1243-1281.
- [3] M. Iadicola, J. Shaw; Rate and thermal sensitivities of unstable transformation behavior in a shape memory alloy; *J. Plasticity*; 20, 2004; pp 557-605.
- [4] P. Sittner, Y. Liu, Y. Novak; On the origin of Lüders-like deformation of NiTi shape memory alloys; *J. Mech. Phys. Solids* 53, 2005; 1719-46.
- [5] Y. Liu; On the nucleation and propagation of stress-induced martensitic transformation in NiTi; *Mat. Science Eng.*; A271, 1999.
- [6] L. Heller, P. Sittner, J. Pilch, and M. Landa; Factors Controlling Superelastic Damping Capacity of SMAs; *J. Mater Eng. And Performance*; 18, 2009; pp 603-611.
- [7] Y. He, H. Yin, R. Zhou, Q. Sun, Ambient effect on damping peak of NiTi shape memory alloy; *Mat. Letters*; 64, 2010; pp 1483-1486.
- [8] Y.J. He, Q.P. Sun; Rate-dependent domain spacing in a stretched NiTi strip; *I. J. Solids and Struct.*; article in press.2010