



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mecanique 331 (2003) 25–32



Une modélisation thermomécanique unidimensionnelle de la propagation d'un front de changement de phase dans un monocristal d'AMF

A one-dimensional thermomechanical modeling of phase change front propagation in a SMA monocrystal

André Chrysochoos, Christian Licht, Robert Peyroux

*Laboratoire de mécanique et génie civil, UMRS 5508 CNRS UMII, Université Montpellier II, case 048,
34095 Montpellier cedex 05, France*

Reçu le 25 novembre 2002 ; accepté le 29 novembre 2002

Présenté par André Zaoui

Résumé

On propose un modèle de comportement prenant en compte les couplages thermomécaniques qui accompagnent le changement de phase dans une éprouvette monocristalline de CuZnAl. Cette modélisation met en avant le rôle capital joué par la diffusion de chaleur dans la propagation de fronts de changement de phase. Les simulations numériques réalisées permettent de retrouver l'existence de tels fronts ainsi que les effets calorimétriques et cinématiques qui accompagnent leur propagation. En particulier, l'inversion du sens de propagation d'un front, causée par une augmentation de la température de l'air ambiant lors d'un essai de fluage, a été simulée. **Pour citer cet article :** *A. Chrysochoos et al., C. R. Mecanique 331 (2003)*.
© 2003 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

We propose a behavioral modeling that takes into account the thermomechanical couplings accompanying the phase transition in single-crystal CuZnAl samples. The goal of this model is to put forward the significant role played by the heat diffusion in the propagation mode of the phase change fronts. Numerical simulations showed the existence of such a phase change front and predicted the calorimetric and kinematic effects accompanying its propagation. In particular, an inversion of the propagation way during a creep test and caused by an increase of the room temperature was correctly simulated by the model. **To cite this article:** *A. Chrysochoos et al., C. R. Mecanique 331 (2003)*.
© 2003 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.

Mots-clés : Solides et structures ; Couplages thermomécaniques ; Changement de phase ; Localisation ; Alliage à mémoire de forme

Keywords: Solids and structures; Thermomechanical couplings; Phase change; Localization; Shape memory alloys

Adresse e-mail : chryso@lmgc.univ-montp2.fr (A. Chrysochoos).

Abridged English version

The strain localization associated with the propagation of austenite – martensite phase change fronts was observed in shape memory alloys by several authors [1–3]. In a previous Note [4], we described the heat source concentration accompanying the front propagation in wire-like monocrystalline CuZnAl samples. We pointed out the important role played by the heat diffusion and consequently by the thermal boundary conditions.

In this Note, a one-dimensional version of the model developed in [5] has been derived to show that localization and propagation of phase change may be attributed without ambiguity to coupling effects and to heat diffusion. Indeed, this model considers the phase change as a strong coupling mechanism, the dissipation of which remains weak in comparison with the latent heat rate [6]. The state variables associated with this Standard Model [7] are the temperature variation θ with respect to the equilibrium temperature T_0 , the longitudinal strain ε and the volume proportion of martensite X . The specific free energy ψ and the dissipation potential φ are defined by Eqs. (1), (2). Thus, the strain can be split into elastic, thermal and transformation strains as shown in Eq. (3) where $\sigma \geq 0$ is the tensile stress Fig. 1(a). The transition domain is then limited in the half-plane (θ, σ) by two parallel straight lines of slope K ; A and M denoting “start” and “finish” transition temperatures at zero-stress Fig. 1(b). The kinetics of phase change can then be derived from Eq. (4). The heat equation, Eq. (5) neglects the convective terms of the particular time derivative, takes account of lateral heat losses and considers the two coupling heat sources induced by thermal dilatation and by phase change [9].

On the one hand, diffusion effects amplified by couplings yield non-uniform temperature fields. On the other, stress remains uniform within the sample during uniaxial quasi-static loading. One can thus expect that phase transition occurs within zones as narrow as the width $A - M$ of the transition domain is small Fig. 1(b). The limit case $A - M = 0$ corresponds with a transition line, traditionally introduced in thermodynamics of phase transition with change of state [10].

The numerical simulations, shown here-after, were based on a finite difference scheme and a non-linear Gauss–Seidel method and were performed by using the physical constants collected in Table 1.

Front propagation and creep of the sample (Fig. 2(a)). It consists in three stages: loading a–b, holding b–c and unloading c–d. In the same figure, the overall extension of the sample ΔL was superimposed. Fig. 2(b) shows the time evolution of the thermo-profile. Until a' , the material remains in an austenitic elastic state. Then, the phase change occurs in each cross-section but develops preferentially at the sample boundary because of heat losses which limit the temperature variations Fig. 2(c). During a' –b, the martensite zone spreads out progressively. The front which limits this zone is characterized by a narrow band inside which the latent heat rate $\rho L_0 \partial X / \partial t$ is particularly high. During b–c, the band keeps on moving, inducing the creep of the sample. While unloading, the reduction of the martensite zone is translated by two bands, the middle part of the sample having not been completely transformed. Note that the localized feature of the transformation cannot be detected when looking at the thermal data Fig. 2(b) because the material has a high conduction coefficient.

Influence of the heat exchange coefficient. Figs. 3(a) and 3(b) show the $\sigma - \varepsilon_{\text{moy}}$ diagrams (ε_{moy} is defined by Eq. (9)), obtained for two coefficients of heat exchange between the surrounding air and the sample, say $h_a = 15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ and $h_b = 60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. The mechanical loading is stress-controlled and is composed of the three previously mentioned stages. The simulation enables us to derive a creep strain-rate which increases with respect to the intensity of the heat exchange. Computations also show a hysteresis loop in good agreement with experimental observations even though the model supposes an intrinsic dissipation equal to zero. In this case, the hysteresis arises from two conjugated effects: thermomechanical coupling (material effect) and heat diffusion (material and structure effects).

Heat flux inversion. Keeping the same kind of mechanical loading (Fig. 4(a); stages a–b–d–e), a thermal loading is now superimposed (stages a–c–d–e). The latter is carried out by an abrupt increase of the room temperature T_0 of approximately 15°C during 50 s. The goal is to qualitatively simulate a warming of the surrounding air so that the heat flux between sample and air is reversed. As soon as the air warms the sample, the propagation way of the phase change front reverses (stages c–d) and the creep strain decreases despite the stress holding (Fig. 4(b)).

In good agreement with experimental observations shown in [4, Figs. 3,4], the computational results proposed in this Note underline the role of the thermomechanical couplings in the understanding of the pseudoelastic behavior of monocrystalline SMAs. In such a framework, strain localization and front propagation are due to heat diffusion associated with a very narrow transition domain.

1. Introduction

La localisation de la déformation liée à la propagation de fronts de changement de phase austénite-martensite dans des éprouvettes d'alliage à mémoire de forme a été observée par de nombreux auteurs [1–3]. Dans une précédente Note [4], nous nous sommes intéressés à la concentration des sources de chaleur accompagnant la propagation de ces fronts dans des éprouvettes monocristallines de type CuZnAl assimilables à des milieux unidimensionnels. Ces effets calorimétriques ont pu être analysés en utilisant un dispositif de thermographie infrarouge et un traitement d'images particulier ayant pour but de construire, à partir des champs thermiques, la distribution des sources de chaleur. Le rôle majeur joué par la diffusion de la chaleur et celui, par conséquent, des conditions aux limites thermiques, ont pu être ainsi mis en évidence. A charge constante, l'expérience a montré que la vitesse de propagation du front augmentait avec l'intensité des échanges thermiques entre l'éprouvette et le milieu extérieur. De plus, en réchauffant brusquement l'air ambiant, l'inversion du flux de chaleur échangé a entraîné une inversion du sens de propagation du front, accompagnée d'une diminution de la déformation de fluage de l'éprouvette.

Sur le plan de la modélisation, le caractère complexe et spectaculaire des transformations de phases solide–solide a fait l'objet de nombreuses études depuis une vingtaine d'années et a donné lieu à de très nombreuses publications. Dans ce qui suit, une version unidimensionnelle du modèle développé dans [5] a été établie. L'originalité de notre approche est de considérer la transformation de phase comme un mécanisme de couplage thermomécanique fort, pas ou faiblement dissipatif, dans la mesure où la dissipation intrinsèque reste très faible devant le taux de chaleur latente de changement de phase [6]. Le caractère endo-exothermique de la transformation associé à une forte sensibilité du comportement mécanique à la température a permis de mieux comprendre certains effets mécaniques observés durant les essais : existence et entrelacement des boucles d'hystérésis, adoucissement cyclique, mécanismes de fluage ou de relaxation. La version unidimensionnelle proposée ci-après ne tient compte que d'un minimum d'ingrédients, de façon à montrer que localisation et propagation du changement de phase peuvent être attribuées sans ambiguïté au mécanisme de couplage et à la diffusion de la chaleur au sein du matériau. Une attention particulière a été portée au schéma numérique d'intégration de façon à ce que la forte hétérogénéité des champs thermomécaniques soit correctement rendue.

2. Equations du modèle

Développé dans le cadre des petites perturbations mécaniques et thermiques, ce modèle est de type Milieux Standards [7]. Les processus sont considérés comme quasi-statiques et seuls les mécanismes dissipatifs dus à la diffusion de la chaleur sont pris en compte.

Nous notons $u(x, t)$ le déplacement de la section droite S d'abscisse x à l'instant t (Fig. 1(a)), $\varepsilon = \partial u / \partial x$ la déformation associée, $\theta(x, t) = T(x, t) - T_0$ la variation de température moyenne de S par rapport à une température d'équilibre T_0 et $X(x, t)$ la proportion de martensite associée à S ($0 \leq X(x, t) \leq 1$). Le potentiel énergie libre prend la forme suivante :

$$\psi(\theta, \varepsilon, X) = \frac{E}{2\rho}(\varepsilon - \alpha\theta - X\beta)^2 - \left(\frac{C}{2T_0} + \frac{E\alpha^2}{2\rho}\right)\theta^2 + \frac{K\beta}{\rho} \left(\frac{A-M}{2}X^2 + (T-A)X\right) + I_{[0,1]}(X) \quad (1)$$

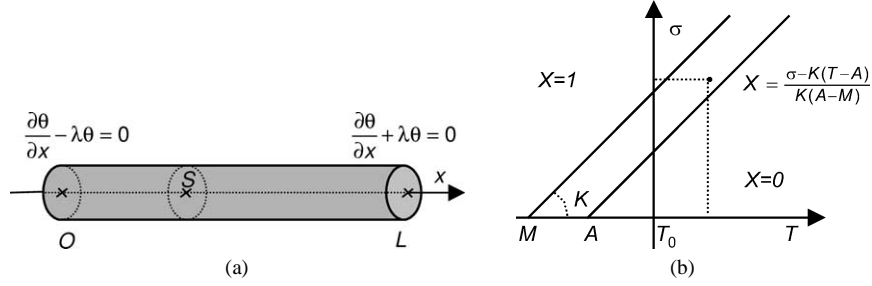


Fig. 1. (a) Partie utile de l'échantillon et conditions aux limites thermiques ; (b) Domaine de transition.

Fig. 1. (a) Gauge part of the sample and thermal boundary conditions; (b) Transition domain.

où E est le module d'élasticité supposé identique pour les deux phases, ρ la masse volumique, α le coefficient de dilatation thermique, β la déformation associée à la transformation complète, C la chaleur spécifique et où la chaleur latente L_0 s'écrit $L_0 = (E\alpha + K)\beta T_0/\rho$. Tous ces paramètres seront supposés constants, ainsi que K , A et M , qui caractérisent le domaine de transition (Fig. 1(b)). La fonction indicatrice $I_{[0,1]}$ ($I_{[0,1]}(X) = 0$ si $X \in [0, 1]$, $= +\infty$ sinon) est introduite dans l'énergie libre de façon à imposer à X des valeurs physiquement admissibles [8].

Les irréversibilités étant uniquement dues à la diffusion de chaleur, le potentiel de dissipation φ est choisi de la forme :

$$\varphi\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}, \frac{\partial X}{\partial t}, \frac{\partial \theta}{\partial x}; T\right) = \frac{k}{2T} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)^2 \quad (2)$$

où k est le coefficient de conduction isotrope.

Ainsi, la déformation est décomposable en déformation élastique, thermique et de transformation :

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \alpha\theta + X\beta \quad (3)$$

où $\sigma(x, t)$ est la contrainte. Les éprouvettes utilisées durant les expériences étant élançées, nous ne considérons que des états de traction $\sigma(t) \geq 0$ (Fig. 1(a)).

Le domaine de transition dans le demi-plan (T, σ) est alors limité par deux droites parallèles de pente K , les températures de début et de fin de transformation à contrainte nulle étant notées A et M (Fig. 1(b)). L'équation caractérisant la cinétique de transformation est telle que la proportion de martensite X évolue linéairement entre les frontières du domaine :

$$X = \min\left(1, \left\langle \frac{\sigma - K(T - A)}{K(A - M)} \right\rangle^+\right) \quad (4)$$

le terme $\langle a \rangle^+$ représentant la partie positive de a .

L'équation de la chaleur, Éq. (5) de la chaleur néglige les termes convectifs de la dérivée particulière, prend en compte les fuites thermiques latérales ainsi que les deux sources de chaleur dues au couplage thermoélastique et au changement de phase [9] :

$$\rho C \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau}\right) - k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = -E\alpha T_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho L_0 \frac{\partial X}{\partial t} \quad (5)$$

où τ un temps caractéristique de fuites thermiques latérales. Aux extrémités de la partie utile, les échanges de chaleur sont pris en compte par des conditions mixtes de Fourier (Fig. 1(a)).

Les mécanismes de diffusion amplifiés ici par les couplages thermomécaniques conduisent à des champs de température $\theta(x, t)$ non uniformes. Le caractère quasi-statique et unidimensionnel impose par ailleurs une distribution de contrainte uniforme le long de l'échantillon. On peut donc s'attendre à ce que le changement de phase se produise dans des zones d'autant plus réduites que la largeur $A - M$ du domaine de transition (Fig. 1(b)) est

Tableau 1

Caractéristiques du matériau, de l'éprouvette et des conditions d'essais

Table 1

Physical constants used

Masse volumique $\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Capacité calorifique $\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Conductivité thermique $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Dilatation thermique 10^6K^{-1}	Chaleur latente $\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1}$	Déformation de transformation
$\rho = 7800$	$C = 390$	$k = 120$	$\alpha = 19$	$L_0 = 7000$	$\beta = 8 \times 10^{-2}$
Module d'élasticité GPa	Températures de transition K	Longueur mm	Diamètre mm	Fuites latérales s $\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1}$	Fuites longi. m^{-1} $\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1}$
26	$A = 292,51$ $M = 292,5$	$L = 24$	$\varnothing = 3,855$	$\tau = 586$ $h_1 = 5$	$\lambda = 15,6$ $h_L = 1872$

faible. Le cas limite $A - M = 0$ correspond à une ligne de transition classiquement introduite en thermodynamique des transitions de phase avec changement d'état [10]. La valeur de 292.5 K choisie pour positionner le domaine (cf. Tableau 1) correspond approximativement à $\frac{1}{2}(A_f + M_f)$ (cf. [4]). Nous justifions ce choix en fin de Note.

3. Schéma numérique d'intégration

Lorsque l'essai quasi-statique est piloté en contrainte, le problème numérique se ramène à l'intégration d'un problème de diffusion de la chaleur non stationnaire (Éq. (5)), non linéaire (Éq. (4)). La présence de forts gradients liés à la propagation de fronts étant attendue, une discrétisation aux différences finies implicite a été choisie, la résolution du système s'effectuant à chaque instant par une méthode itérative de type Gauss–Seidel. En chaque point de discrétisation et à chaque sous-itération, le caractère non linéaire du problème conduit à calculer trois solutions potentielles correspondant aux états austénitiques, martensitiques, ou biphasés. La solution est alors celle qui vérifie le critère donné par Éq. (4). Lorsque l'essai est piloté en déplacement, l'intégration s'effectue comme précédemment, c'est à dire en considérant la contrainte comme un paramètre de commande, celui-ci étant ajusté à chaque instant de façon à satisfaire les conditions limites cinématiques imposées. Sans rallonger considérablement les temps de calcul, cette méthode permet de ne conserver que les températures comme inconnues principales. Le champ des déplacements est alors obtenu *a posteriori* en intégrant Éq. (3).

4. Résultats

Les calculs ont été effectués avec les caractéristiques physiques du CuZnAl indiquées dans le Tableau 1. En raison de la symétrie du problème, les champs ont été déterminés pour $x \in [0, L/2]$, la géométrie de la partie utile étant celle des éprouvettes utilisées dans [4]. Les paramètres de chargement et les coefficients d'échanges longitudinaux et latéraux ont été choisis de façon à reproduire approximativement les conditions d'expérience. Notons que la largeur du domaine de transition a été choisie extrêmement faible.

4.1. Propagation du front et fluage de l'éprouvette

Le chargement mécanique est présenté sur la Fig. 2(a). Il est constitué d'une mise en tension (étape a–b), d'un maintien de la contrainte (étape b–c), d'une décharge jusqu'à contrainte nulle (étape c–d). Sur le même graphique, l'allongement global de la partie utile de l'éprouvette ΔL a été tracé. La Fig. 2(b) représente la distribution des variations de température $\theta(x, t)$ ($T_0 = 300 \text{ K}$). Jusqu'en (a'), le matériau est dans un état austénitique, la réponse

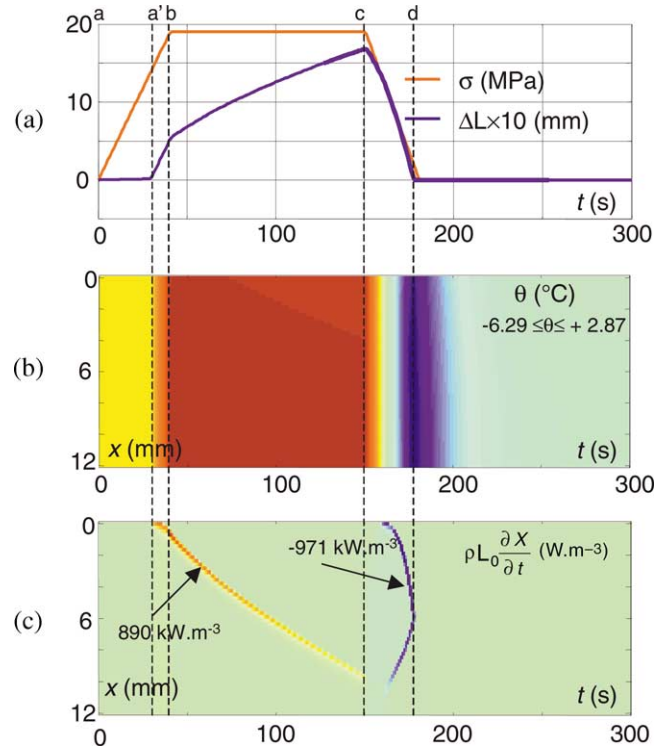


Fig. 2. (a) Chargement mécanique et allongement de l'échantillon; (b) Champ des températures $\theta(x, t)$; (c) Distribution du taux de chaleur latente $\rho L_0 \frac{\partial X(x, t)}{\partial t}$.

Fig. 2. (a) Mechanical loading and sample stretching; (b) Temperature field $\theta(x, t)$; (c) Latent heat-rate pattern $\rho L_0 \frac{\partial X(x, t)}{\partial t}$.

est élastique et les déformations restent faibles. Puis, la transformation de phase s'initie dans toute l'éprouvette mais se développe préférentiellement à sa frontière (Fig. 2(c)) à cause des fuites thermiques qui limitent les échauffements dus à la chaleur latente. La zone transformée s'étend alors progressivement. Le front limitant cette zone est matérialisé par une bande étroite à l'intérieur de laquelle le taux de chaleur latente $\rho L_0 \frac{\partial X}{\partial t}$ est particulièrement élevé. Lors du maintien de la charge, le front continue à se propager, entraînant un fluage de l'éprouvette. A la décharge, la partie centrale de l'éprouvette n'étant pas totalement martensitique, la réduction de la zone transformée se traduit par la propagation de deux fronts. Il convient de noter que, le matériau étant particulièrement bon conducteur, il est impossible de détecter le caractère localisé de la transformation sur la Fig. 2(b).

Notons qu'en déplacement imposé les simulations ont également mis en évidence des propagations de front, et ceci malgré des vitesses de transformation beaucoup plus faibles.

4.2. Incidence du coefficient d'échange par convection

Les Figs. 3(a) et 3(b) représentent les diagrammes contrainte-déformation moyenne obtenus pour deux coefficients d'échange entre l'air et l'éprouvette, soit, respectivement, $h_a = 15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ et $h_b = 60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. La déformation moyenne est définie par :

$$\varepsilon_{\text{moy}}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \varepsilon(x, t) dx \quad (6)$$

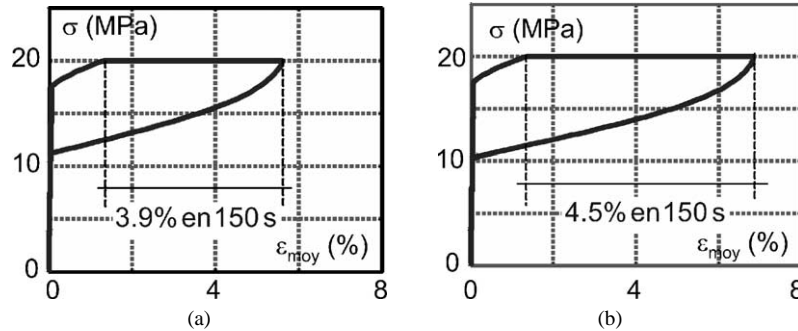


Fig. 3. Diagrammes contrainte-déformation : (a) $h_a = 15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; (b) $h_b = 60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Fig. 3. Stress-strain diagrams: (a) $h_a = 15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; (b) $h_b = 60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

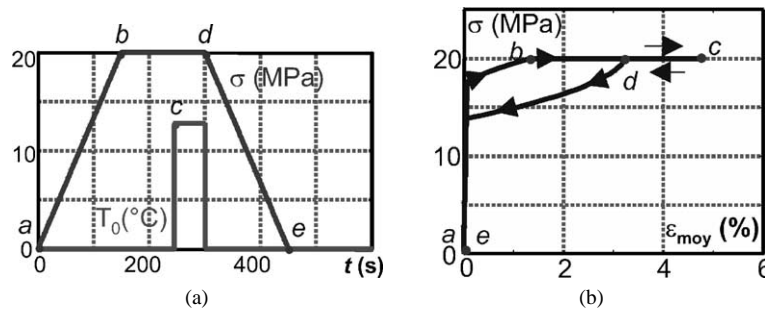


Fig. 4. (a) Chargement thermomécanique ; (b) Fluage et fluage inverse.

Fig. 4. (a) Thermomechanical loading; (b) Creep and reverse creep.

Le chargement est piloté en contrainte et constitué, comme précédemment, des phases de mise en charge, de maintien et de décharge. La simulation permet de retrouver une vitesse de fluage durant le maintien de la contrainte qui croît avec l'intensité du flux échangé. On notera que les calculs font aussi apparaître une boucle d'hystérésis conforme aux observations expérimentales alors que le modèle suppose une dissipation intrinsèque identiquement nulle. Ici, l'hystérésis est due aux effets conjoints du couplage thermomécanique (matériau) et de la diffusion de la chaleur (matériau et structure).

4.3. Inversion du flux de chaleur

En gardant le même type de chargement mécanique (Fig. 4(a); étapes a–b–d–e), on superpose maintenant un chargement thermique (étapes a–c–d–e). Ce dernier est constitué d'une élévation brusque de la température ambiante T_0 d'environ $15 \text{ }^\circ\text{C}$ durant 50 s. L'objectif est de reproduire qualitativement un échauffement de l'air environnant l'éprouvette tel que le flux de chaleur échangé entre l'air et l'éprouvette s'inverse. Dès que l'air ambiant échauffe l'éprouvette, le sens de propagation du front de changement de phase s'inverse (étapes c–d) et la déformation de fluage diminue alors que la contrainte est maintenue constante (Fig. 4(b)).

5. Discussion

Conformes aux observations expérimentales faites en [4] (Figs. 3, 4), les résultats de simulation proposés dans cette Note mettent en avant le rôle des couplages thermomécaniques dans la compréhension du comportement

pseudoélastique des monocristaux d'AMF. La localisation de la transformation est due, comme il a été dit plus haut, à la diffusion de la chaleur au sein de l'éprouvette associée à un domaine de transition très étroit. Notons également que cette dernière hypothèse n'est pas incompatible avec l'existence des températures de début et fin de transition de l'austénite (A_s , A_f) et de la martensite (M_s , M_f) à contrainte nulle évoquées dans la littérature [11]. Dans [12], on a montré que la simulation d'un essai de dilatométrie fait apparaître ces quatre températures comme autant de points de changement de pente de la courbe déformation-température. L'écart entre M_s et M_f peut atteindre une dizaine de degrés pour un domaine de 0,01 °C de largeur. L'aire d'hystérésis est alors induite par la prise en compte des échanges thermiques durant la transformation. Ces températures ne sont plus totalement intrinsèques au matériau mais dépendent de la géométrie de l'échantillon et des conditions d'échanges.

Références

- [1] J.A. Shaw, S. Kyriakides, Thermomechanical aspects of NiTi, *J. Mech. Phys. Solids* (1995) 1243–1281.
- [2] L. Orgeas, D. Favier, Stress-induced martensitic transformation of a NiTi alloy in anisothermal shear, tension and compression, *Acta Mater.* 46 (1998) 5579–5591.
- [3] Yi. Liu, Yo. Liu, J. Van Humbeeck, Luders-like deformation associated with martensite reorientation in NiTi, *Scripta Materialia* 39 (1998) 1047–1055.
- [4] X. Balandraud, A. Chrysochoos, S. Leclercq, R. Peyroux, Effet du couplage thermomécanique sur la propagation d'un front de changement de phase, *C. R. Acad. Sci. Paris Sér. IIB* 329 (2001) 621–626.
- [5] R. Peyroux, A. Chrysochoos, C. Licht, M. Löbel, Thermomechanical couplings and pseudoelasticity of shape memory alloys, *Int. J. Engng. Sci.* 26 (4) (1998) 489–509.
- [6] A. Chrysochoos, M. Löbel, A thermomechanical approach to martensite phase transition during pseudoelastic transformation of SMAs, in: K.Z. Markov (Ed.), *Proc. of 8th Int. Symp. On Continuum Models and Discrete Systems*, World Scientific, 1996, pp. 21–29.
- [7] P. Germain, Q.S. Nguyen, P. Suquet, *Continuum Thermomechanics*, *J. Appl. Mech.* 50 (1983) 1010–1020.
- [8] M. Frémond, *Matériaux à mémoires de forme*, *C. R. Acad. Sci. Paris Sér. II* 304 (7) (1987) 239–244.
- [9] A. Chrysochoos, H. Louche, An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localization, *Int. J. Engng. Sci.* 38 (2000) 1759–1788.
- [10] H.B. Callen, *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*, Wiley, 1985, pp. 215–253.
- [11] I. Tamura, C.M. Wayman, Martensitic transformation and mechanical effects, in: G.B. Olson, W.S. Owen (Eds.), *Martensite, a Tribute to Morris Cohen*, ASM, 1992, pp. 227–242.
- [12] R. Peyroux, A. Chrysochoos, C. Licht, Thermomechanical approach to phase change front propagation in SMA monocrystals, in: *Nato Conference on New Trends in Phase Transformations and their Applications to Smart Structures*, Metz, April 2002.