

Comportement mécanique des aciers TRIP

MARCEL BERVEILLER, MOHAMMED CHERKAOUI ET ÉTIENNE PATOOR^a

Laboratoire Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM), UMR 7554 CNRS – Université de Metz – ENSAM,
4 rue Augustin Fresnel, 57050 Metz Cedex, France

Reçu le 10 juin 2003, accepté le 7 novembre 2003

Résumé – Les aciers TRIP présentent une ductilité élevée et une forte résistance. Cette propriété remarquable trouve son origine dans la transformation martensitique de l'austénite. Ce comportement est modélisé avec une approche par transition d'échelle en utilisant le cadre de la thermomicromécanique pour déterminer les forces motrices ainsi que les lois de germination et de croissance qui contrôlent l'évolution de la microstructure. La présence de frontières mobiles et la discontinuité du champ de déformation au passage de ces interfaces sont prises en compte dans l'écriture des équations de champs. On montre que le champ de contrainte interne associé à la transformation se compose d'une contribution à longue distance responsable de la sélection des variantes et d'une contribution locale liée à la morphologie des microdomaines et au mode de croissance. On utilise une approche cristallographique à variables internes pour déterminer ces contributions. L'utilisation d'un modèle auto-cohérent classique permet ensuite de décrire le comportement global. Les résultats numériques obtenus sont comparés avec les données expérimentales pour un alliage FeNi et un acier TRIP 0,2C-1,5Si-1,5Mn élaboré par l'IRSID.

Mots clés : Transformation de phase / martensite / micromécanique / frontières mobiles / aciers TRIP

Abstract – Mechanical behavior of TRIP steel. TRIP steels exhibit large ductility and high resistance. This remarkable property originated from the transformation of austenite into martensite. This behavior is described from a scale transition point of view. Driving forces, nucleation and growth laws which are responsible for microstructural evolutions are determined using the framework of the thermomicromechanics. Existence of moving boundaries and strain field discontinuities across these interfaces are taken into account in the field equations. We established the internal stress field associated to the phase transformation is composed with a long range contribution which is responsible for the variant selection and a short range one related to the microdomain morphology and the growing mode. We use an internal variables crystallographical approach to determine these contributions. A classical self-consistent scheme is used to describe the overall behavior. Numerical results obtained are compared with experimental ones for a FeNi alloy and a 0.2C-1.5Si-1.5Mn TRIP steel elaborated by IRSID.

Key words: Phase transformation / martensite / micromechanics / moving boundaries / TRIP steel

1 Introduction

Le terme de Plasticité de Transformation ou effet TRIP a été initialement introduit pour décrire l'accroissement significatif de la « plasticité » (écoulement plastique, déformation de transformation) au cours du refroidissement d'un échantillon soumis à une contrainte appliquée constante, inférieure ou du même ordre de grandeur que la limite d'écoulement de l'austénite. On trouvera des références synthétiques dans [1–5].

La maîtrise des phénomènes présents dans les aciers présentant une transformation martensitique requiert, à l'échelle macroscopique du VER :

- la caractérisation et la description de la transformation martensitique : loi d'évolution de la fraction volumique de martensite en fonction du chargement thermomécanique ;
- la description de la déformation de transformation macroscopique associée à la transformation martensitique, qui n'est pas purement volumique mais contient souvent une partie déviatorique importante ;
- la maîtrise du couplage entre les phases en présence qui, par le jeu des contraintes internes, génère un

^a Auteur correspondant : etienne.patoor@metz.ensam.fr

Nomenclature

| | | |
|--------------------------------|---|------------|
| C | Tenseur des constantes élastiques | MPa |
| D | Dissipation intrinsèque | |
| E | Déformation totale macroscopique | |
| f^I | Fraction volumique de la variante I de martensite | |
| F^I | Force thermodynamique | |
| P^e | Puissance des efforts extérieurs | |
| $Q(C, n)$ | Opérateur interfacial | |
| \mathbf{R}^I | Tenseur d'orientation de la variante I de martensite | |
| \mathbf{S}^I | Tenseur d'Eshelby | |
| T^0 | Température d'équilibre thermodynamique | K |
| \mathbf{u} | Vecteur déplacement | m |
| \mathbf{v} | Vecteur vitesse | $m.s^{-2}$ |
| $w(\mathbf{r})$ | Densité d'énergie élastique au point \mathbf{r} | |
| $\varepsilon^e(\mathbf{r})$ | Déformation élastique au point \mathbf{r} | |
| $\varepsilon^p(\mathbf{r})$ | Déformation plastique au point \mathbf{r} | |
| $\varepsilon^{tr}(\mathbf{r})$ | Déformation de transformation au point \mathbf{r} | |
| $\varepsilon^{tp}(\mathbf{r})$ | Déformation inélastique au point \mathbf{r} | |
| Φ | Énergie libre d'Helmholtz | |
| $\varphi(\mathbf{r})$ | Densité d'énergie chimique au point \mathbf{r} | |
| $\theta^I(\mathbf{r})$ | Fonction échelon d'Heaviside pour le domaine I, est égale à 1 si \mathbf{r} appartient au domaine et à zéro dans le cas contraire | |
| σ | Tenseur des contraintes | MPa |
| Σ | Contrainte macroscopique | MPa |

écoulement plastique supplémentaire également attribué à la transformation martensitique mais qui est en fait dû à des mouvements de dislocations dans les deux phases présentes à l'instant donné ;

- la prise en compte du durcissement de la matière lorsqu'elle passe à l'état de martensite.

Une approche par méthode de transition d'échelle et réécriture des équations de champs en présence de frontières mobiles est incontournable ; elle permet de bien cerner les mécanismes précédents, de décrire les couplages et d'aboutir à des lois macroscopiques sous forme incrémentale. Une méthode reposant sur les mécanismes de frontières mobiles permet de capter l'essentiel des phénomènes associés aux transformations martensitiques. Cette approche, proche des mécanismes réels, constitue une première étape d'intégration d'un phénomène complexe où les interactions spatio-temporelles prédominent.

2 Micromécanique des frontières mobiles

Dans la plupart des matériaux hétérogènes les propriétés thermophysiques peuvent être décrites par des champs continus par morceaux à l'échelle mésoscopique. On considère alors les matériaux comme des agrégats constitués de différentes phases et/ou grains séparés par des interfaces appelées joint de phases et/ou joint de grains. Ces interfaces, supposées parfaites, sont en général

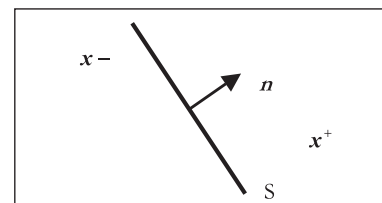


Fig. 1. Définition du saut $[x]$ d'une quantité x au passage d'une interface S de normale \mathbf{n} .

stationnaires par rapport aux particules de la mécanique des milieux continus. Cette hypothèse se traduit par la continuité du champ du vecteur déplacement ($[\mathbf{u}] = 0$) et/ou de celui du vecteur vitesse ($[\mathbf{v}] = 0$), elle conduit également à la continuité du vecteur contrainte ($[\sigma] \cdot \mathbf{n} = 0$). La notation $[x] = x^+ - x^-$ traduit le saut de x au passage de l'interface de normale \mathbf{n} (voir Fig. 1). Ces hypothèses de continuités conduisent aux relations usuelles de localisation et d'homogénéisation à partir desquelles les approches classiques de transition d'échelle ont été développées. Le comportement du Volume Élémentaire Représentatif (VER) est alors déduit du comportement local et de la description adoptée pour la microstructure du matériau.

Dans les situations où les déformations inélastiques ont pour origine des mécanismes physiques discrets comme le maillage, la transformation martensitique ou la recristallisation qui conduisent à des microstructures

évolutives avec existence de frontières mobiles dont la vitesse de déplacement est différente de celle des particules, les hypothèses de continuité sont prises en défaut. Le champ de déformation et/ou ceux des propriétés thermophysiques présentent des discontinuités au passage de ces interfaces, il est alors indispensable de définir :

- les termes supplémentaires qui doivent être introduits dans les relations de localisation et d’homogénéisation ;
- les forces motrices ainsi que les lois de germination et de croissance qui décrivent l’évolution de la microstructure.

Dans cet article, le cadre de la thermomicromécanique est employé pour décrire les effets liés à l’existence de frontières mobiles dans les aciers TRIP.

2.1 Étude cinématique de la transformation

La déformation inélastique de transformation, notée ε^{tr} , liée à la formation de la martensite, se compose de deux contributions : la déformation de Bain et une déformation à réseau invariant. La déformation de Bain décrit la transformation géométrique qui transforme le réseau cristallin de la phase mère (austénite) en celui de la phase produit (martensite). Une déformation à réseau invariant additionnelle est indispensable pour relaxer, au moins partiellement, les contraintes internes générées par la transformation de Bain [6]. La combinaison de ces deux contributions définit un cisaillement le long d’un plan invariant appelé plan d’habitat. Wechsler et al. [7] ont été les premiers à formuler une théorie géométrique permettant de calculer l’orientation des différents plans d’habitat en fonction des caractéristiques cristallographiques de la transformation. Cette théorie s’appuie sur le concept de compatibilité de la déformation de transformation $\varepsilon^{\text{tr}}(\mathbf{r})$ considérée comme uniforme à l’intérieur d’un volume élémentaire (aiguille ou plaquette). La forte symétrie du réseau cristallin de l’austénite conduit à l’existence de plusieurs orientations pour la déformation de transformation, donc à la formation de plusieurs variantes de martensite caractérisées par la donnée de la normale \mathbf{N}^I au plan d’habitat et de la direction \mathbf{M}^I du cisaillement d’amplitude g . Les déformations de transformation associées sont définies comme :

$$\varepsilon_{ij}^{\text{trI}} = \frac{1}{2}g (\mathbf{M}_i^I \mathbf{N}_j^I + \mathbf{M}_j^I \mathbf{N}_i^I) = g \mathbf{R}_{ij}^I \quad (1)$$

La déformation locale de transformation $\varepsilon^{\text{trI}}(\mathbf{r})$ est uniforme par morceaux et définie comme :

$$\varepsilon_{ij}^{\text{tr}}(\mathbf{r}) = \sum_{I=1}^N \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} \theta^I(\mathbf{r}) \quad (2)$$

où $\theta^I(\mathbf{r})$ représente les fonctions échelon d’Heaviside définies pour les N domaines I transformés.

Pour un monocristal de volume V , soumis à un déplacement $u_i = E_{ij}x_j$ sur sa frontière extérieure ∂V

produisant un champ inélastique de déformation $\varepsilon^{\text{tr}}(\mathbf{r}) + \varepsilon^{\text{P}}(\mathbf{r})$ à l’intérieur de V , la déformation totale est donnée par :

$$\begin{aligned} E_{ij} &= \frac{1}{V} \int_V \left(\varepsilon_{ij}^e(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ij}^{\text{tr}}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ij}^{\text{P}}(\mathbf{r}) \right) dV \\ &= \left\langle \varepsilon_{ij}^e(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ij}^{\text{tr}}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ij}^{\text{P}}(\mathbf{r}) \right\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

le champ élastique $\varepsilon^e(\mathbf{r})$ se compose d’une contribution produite par la déformation macroscopique E et d’une contribution associée aux contraintes internes engendrées par les incompatibilités des champs $\varepsilon^{\text{tr}}(\mathbf{r})$ et $\varepsilon^{\text{P}}(\mathbf{r})$.

Si on considère que l’élasticité est homogène, de constantes élastiques C , il n’y a pas de terme de couplage lié aux hétérogénéités élastiques, la partie élastique de la déformation macroscopique E est égale à la moyenne des déformations élastiques locales et on peut écrire :

$$E = C^{-1} : \Sigma + E^{\text{tp}} \quad (4)$$

avec $\Sigma = \langle \sigma(\mathbf{r}) \rangle$ et $E^{\text{tp}} = \langle \varepsilon^{\text{tr}}(\mathbf{r}) + \varepsilon^{\text{P}}(\mathbf{r}) \rangle$ qui correspond à la déformation macroscopique résultant de l’écoulement plastique et de la transformation de phase.

Pour un monocristal, cette déformation inélastique s’écrit :

$$E_{ij}^{\text{tp}} = \frac{1}{V} \int_V \left(\varepsilon_{ij}^{\text{tr}}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ij}^{\text{P}}(\mathbf{r}) \right) dV \quad (5)$$

où $\varepsilon^{\text{P}}(\mathbf{r})$ décrit la déformation plastique pour l’état austénitique et pour l’état martensitique. Dans les aciers TRIP, le mécanisme de réorientation des variantes de martensite et le phénomène de transformation inverse étant insignifiant, la propagation de la transformation peut être décrite comme une croissance instantanée de nouvelle plaquette de martensite dans une matrice austénitique. On obtient alors l’expression suivante [8] :

$$\dot{E}^{\text{tp}} = (1-f) \bar{\varepsilon}^{\text{pA}} + \sum_I f^I \bar{\varepsilon}^{\text{MI}} + \sum_I \varepsilon^{\text{trI}} \dot{f}^I \quad (6)$$

- La première contribution décrit l’écoulement plastique moyen dans l’austénite résiduelle ;
- la seconde contribution est associée à la déformation plastique de la martensite déjà formée ;
- le dernier terme représente la formation de nouvelles plaquettes de martensite.

2.2 Thermodynamique et forces motrices

Dans le cadre d’une étude limitée à des processus quasistatique et isotherme, l’énergie libre se compose d’une énergie élastique (liée aux contraintes internes et appliquées), d’une énergie chimique ou cristallographique (due à la transformation) et de l’énergie des interfaces austénite-martensite et martensite-martensite. Cette dernière contribution est généralement négligeable dans les transformations martensitiques.

En notant φ et $w = 1/2\sigma : \varepsilon^e$ les densités d'énergies chimique et élastique, l'énergie libre d'Helmholtz Φ par unité de volume V est exprimée par :

$$\Phi = \frac{1}{V} \int_V (\varphi + w) dV \quad (7)$$

Comme φ et w sont discontinues au passage des interfaces mobiles S , on obtient pour $\dot{\Phi} = d\Phi/dt$ l'expression suivante [9] :

$$\dot{\Phi} = \frac{1}{V} \int_V (\dot{\varphi} + \dot{w}) dV - \frac{1}{V} \int_S [\varphi + w] \omega_\alpha n_\alpha dS \quad (8)$$

en notant ω_α la vitesse de l'interface de normale n_α . L'intégrale de volume dans la relation (8) est associée à la variation de l'énergie libre d'Helmholtz liée à l'évolution de la déformation inélastique dans l'austénite et dans la martensite déjà formée dans la configuration actuelle. Pour ce mécanisme, l'énergie chimique reste constante (le réseau cristallin reste invariant) donc $\dot{\varphi} = 0$.

On détermine le saut $[\varphi]$ de l'énergie chimique en considérant une approximation linéaire par rapport à la température T au voisinage de la température d'équilibre T^0 : $[\varphi] = B(T - T^0)$ avec B une constante du matériau.

Le saut $[w]$ est déterminé en considérant les propriétés du champ w pour un solide élastique homogène :

$$[w] = \frac{1}{2} (\sigma^+ + \sigma^-) : [\varepsilon - \varepsilon^{tp}] \quad (9)$$

comme $\dot{\varepsilon}^{tr} = 0$, on obtient pour dw/dt

$$\dot{w} = \sigma : (\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}^p) \quad (10)$$

En utilisant ce résultat, l'équation (8) devient :

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} = & \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} (\dot{\varepsilon}_{ij} - \dot{\varepsilon}_{ij}^p) dV \\ & - \frac{1}{V} \int_S \left\{ \frac{1}{2} (\sigma_{ij}^+ + \sigma_{ij}^-) [\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^{tp}] + [\varphi] \right\} \omega_\alpha n_\alpha dS \end{aligned} \quad (11)$$

où $S = S_{AM} + S_{MM}$, S_{AM} représente les interfaces mobiles entre l'austénite et la martensite et S_{MM} les interfaces entre les variantes de martensite.

Pour déterminer la puissance des efforts extérieurs

$$P^e = \frac{1}{V} \int_{\partial V} \Sigma_{ij} n_j v_i dS \quad (12)$$

l'intégrale de surface sur ∂V , la frontière du volume V , est transformée en intégrale de volume en considérant les conditions statiques suivantes :

$$[u_i] = 0 \quad \text{et} \quad [\sigma_{ij} u_j] = 0 \quad (13)$$

et les conditions dynamiques (conditions d'Hadamard) qui s'appliquent sur les frontières mobiles :

$$[\nu_i] = -[u_{i,k}] n_k \omega_\alpha n_\alpha \quad (14)$$

On obtient alors :

$$P^e = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} dV - \frac{1}{V} \int_S \frac{1}{2} (\sigma_{ij}^+ + \sigma_{ij}^-) [\varepsilon_{ij}] \omega_\alpha n_\alpha dS \quad (15)$$

La dissipation intrinsèque $D = P^e - \dot{\Phi}$ devient :

$$\begin{aligned} D = & \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^p dV \\ & - \frac{1}{V} \int_S \left\{ \frac{1}{2} (\sigma_{ij}^+ + \sigma_{ij}^-) [\varepsilon_{ij}^{tp}] + [\varphi] \right\} \omega_\alpha n_\alpha dS \end{aligned} \quad (16)$$

Cette équation comprend deux types de contribution :

- des forces motrices volumiques associées à l'écoulement plastique des deux phases ;
- des forces motrices surfaciques associées au mouvement des frontières mobiles.

Dans l'équation (16), les forces de surface sont liées aux déplacements d'interfaces pour lesquelles les discontinuités du champ inélastique de déformation résultent à la fois de la plasticité et de la transformation.

L'équation (16) permet également de définir la force motrice associée à un écoulement \dot{f} . Pour obtenir cette détermination il est nécessaire de simplifier l'expression des champs σ et ε^{tp} et de spécifier les conditions de nucléation et de croissance des domaines transformés [10].

3 Comportement thermomécanique des aciers TRIP

Les propriétés remarquables de ductilité et de résistance des aciers TRIP trouvent leur origine d'une part dans la déformation inélastique associée à la transformation martensitique et d'autre part dans le champ de contraintes qui est produit par ce changement de phase et qui génère un écoulement plastique additionnel : l'effet TRIP. La détermination de la contribution surfacique dans la dissipation intrinsèque (16) est très complexe pour une topologie S quelconque et ne peut être obtenue que numériquement. Cependant, pour de nombreux phénomènes physiques (boucles de dislocation, maillage, plaquettes de martensite) les frontières mobiles S peuvent être représentées en utilisant le formalisme de l'inclusion ellipsoïdale. Ceci permet d'appliquer la relation d'Eshelby pour une inclusion ellipsoïdale inélastique dans le cas où le champ de déformation inélastique est uniforme par morceaux. On considérera également que le saut $[\varepsilon^{tp}]$ est uniforme le long de S . La contrainte σ^+ (qui n'est pas uniforme le long de S) est reliée à σ^- par l'opérateur interfacial $Q(C, n)$:

$$\sigma^+ = \sigma^- - Q(C, n) [\varepsilon^{tp}] \quad (17)$$

Cet opérateur dépend des constantes élastiques du matériau et de la normale \mathbf{n} à l'interface. Le saut $[\varepsilon^{tp}]^I$ de

la déformation inélastique au travers de l'interface mobile S^I d'un microdomaine appartenant à une variante I est définie par :

$$[\varepsilon^{\text{tp}}]^I = \varepsilon^{\text{P}+} - (\varepsilon^{\text{P}-} + \varepsilon^{\text{trI}}) = -\varepsilon^{\text{trI}} \quad (18)$$

L'hypothèse de croissance instantanée des domaines martensitiques permet de considérer les déformations plastiques $\varepsilon^{\text{P}+}$ et $\varepsilon^{\text{P}-}$ de chaque coté de l'interface comme égales [11].

En combinant les équations (17) et (18) et en considérant l'uniformité de σ^- et de $[\varepsilon^{\text{tp}}]^I$ le long de l'interface S^I la contribution surfacique de la dissipation intrinsèque (16) est exprimée par :

$$D^S = \left(\sigma_{ij}^- \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) \right) \frac{1}{V} \int_{S^I} \omega_\alpha n_\alpha dS + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} \left(\frac{1}{V} \int_{S^I} Q_{ijkl} \omega_\alpha n_\alpha dS \right) \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} \quad (19)$$

L'hypothèse d'une croissance ellipsoïdale du domaine permet d'obtenir les propriétés suivantes [8] :

$$\begin{aligned} \dot{f}^I &= \frac{1}{V} \int_{S^I} \omega_\alpha n_\alpha dS \\ \frac{1}{V} \int_{S^I} Q_{ijkl} \omega_\alpha n_\alpha dS &= C_{ijpq} (I_{pqkl} - S_{pqkl}^I) \dot{f}^I + C_{ijpq} \dot{S}_{pqkl}^I \dot{f}^I \quad (20) \end{aligned}$$

avec f^I la fraction volumique du microdomaine et S^I le tenseur d'Eshelby qui est fonction du facteur de forme et de l'orientation du microdomaine. Les quantités \dot{f}^I et \dot{S}^I correspondent aux variations de f^I et S^I liées à la croissance ellipsoïdale du domaine. En utilisant l'équation (20), la dissipation surfacique (19) D^S devient :

$$D^S = \left(\sigma_{ij}^- \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) \right) \dot{f}^I + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} (I_{mnlk} - S_{mnlk}^I) \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} \dot{f}^I + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} \dot{S}_{mnlk}^I \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} \dot{f}^I \quad (21)$$

L'adoption de l'hypothèse d'une croissance ellipsoïdale permet d'obtenir une expression simple pour la dissipation intrinsèque surfacique. Ceci permet d'adopter la fraction volumique des variantes de martensite comme variables internes pour décrire les évolutions microstructurales liées à la transformation martensitique dans les aciers TRIP. La force thermodynamique F^I

s'exerçant sur cette variable interne est obtenue à partir de l'équation (21) et s'exprime comme :

$$F^I = \sigma_{ij}^- \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} (I_{mnlk} - S_{mnlk}^I) \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} \frac{\dot{S}_{mnlk}^I}{\dot{f}^I} \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} \dot{f}^I \quad (22)$$

L'équation (22) définit la force thermodynamique pour la nucléation et la croissance des microdomaines martensitiques appartenant aux différentes variantes à plan d'habitat de la martensite. Son utilisation nécessite de connaître l'état de contrainte à l'intérieur des microdomaines. Ce champ de contrainte résulte de la contrainte appliquée et des contributions liées aux couplages qui se produisent entre la plasticité et la transformation à l'échelle microscopique. Dans la suite, plusieurs approximations permettant de déterminer cet état de contrainte interne seront discutées d'un point de vue micromécanique.

3.1 Contrainte uniforme

L'approximation la plus simple consiste à négliger les sources de contrainte interne. On obtient ainsi le critère de transformation de Patel et Cohen [12] qui ne fait intervenir que les interactions de la contrainte appliquée avec la déformation de transformation :

$$F = \Sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) \quad (23)$$

Cela revient à assimiler la contrainte σ^- qui intervient dans l'équation (22) à la contrainte appliquée et à négliger les autres contributions.

3.2 Contrainte uniforme dans l'austénite

Une autre approximation consiste à considérer un champ de contrainte uniforme égal à la contrainte moyenne dans la phase austénitique. Dans la configuration actuelle du VER, on note $\bar{\varepsilon}^{\text{PA}}$, la déformation plastique moyenne dans l'austénite et $\bar{\varepsilon}^{\text{M}_I}$ la déformation plastique subit par une variante de martensite constituée d'un ensemble de microdomaines. La contrainte moyenne σ^A dans l'austénite est donnée par [11]

$$\sigma_{ij}^A = \Sigma_{ij} - \sum_{I=1}^N f^I C_{ijkl} (I_{klpq} - S_{klpq}^I) (\bar{\varepsilon}_{pq}^{\text{PA}} - \varepsilon_{pq}^{\text{trI}} - \bar{\varepsilon}_{pq}^{\text{M}_I}) \quad (24)$$

avec N le nombre de variantes de martensite actives dans la configuration actuelle et f^I leur fraction volumique.

En considérant une croissance instantanée, la contrainte dans un microdomaine de la variante I est obtenue par la relation suivante :

$$\sigma_{ij}^- = \sigma_{ij}^A - C_{ijkl} (I_{klpq} - S_{klrs}^I) \varepsilon_{rs}^{\text{trI}} \quad (25)$$

En utilisant les équations (24) et (25), la force thermodynamique (22) devient :

$$F^I = \sigma_{ij}^A \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} (I_{mnkl} - S_{mnkl}^I) \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} + \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} \frac{\dot{S}_{mnkl}^I}{f^I} \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} f^I \quad (26)$$

On distingue deux contributions dans la force thermodynamique (26) :

- une contrainte interne à longue distance exprimée par le terme $\sigma^A : \varepsilon^{\text{trI}} - B(T - T^0)$. L'effet des déformations plastiques dans les deux phases et de la déformation de transformation dans les variantes préexistantes est pris en compte dans σ^A . Cette contrainte intervient dans la sélection des variantes de martensite (effet Magee);
- une contrainte interne locale exprimée par

$$-\frac{1}{2} \varepsilon^{\text{trI}} : C : (I - S^I) : \varepsilon^{\text{trI}} + \frac{1}{2} \varepsilon^{\text{trI}} : C : \frac{\dot{S}^I}{f^I} : \varepsilon^{\text{trI}} f^I$$

Cette contribution dépend essentiellement de la morphologie du microdomaine et de son mode de croissance.

3.3 Approche cristallographique

L'influence du champ de contrainte interne, associé à la déformation plastique, sur la transformation martensitique constitue le phénomène de transformation induite par la déformation. Classiquement dans les modèles cristallographiques on décrit l'écoulement plastique à l'échelle du grain comme une déformation homogène résultant du glissement plastique se produisant sur les différents systèmes de glissement. Dans le cas où une transformation martensitique se produit, il faut également considérer l'interaction avec la transformation. On observe que la nucléation des plaquettes de martensite se produit en général à partir des empilements de dislocations et à l'intersection des bandes de glissement. Une description homogène de l'écoulement plastique dans les grains d'austénite est alors insuffisante pour prendre en compte ces mécanismes. Les hétérogénéités de la déformation plastique à l'intérieur du grain doivent être prises en compte (Fig. 2). L'utilisation d'un modèle micromécanique permet de déterminer une matrice d'interaction pour représenter l'effet des contraintes internes d'ordre trois sur les transformations martensitiques induites par la déformation plastique [13]

$$H^{In} = R_{ij}^I C_{ijmn} (S_{mnkl}^I - S_{mnkl}^P) P_{kl}^{An} \quad (27)$$

Dans l'expression (27) de la matrice d'interaction, S^P représente le tenseur d'Eshelby associé à la morphologie du « défaut » plastique considéré, cette morphologie est supposée identique à celle du germe initial de martensite. Le tenseur R^I , défini par l'équation (1), est le tenseur

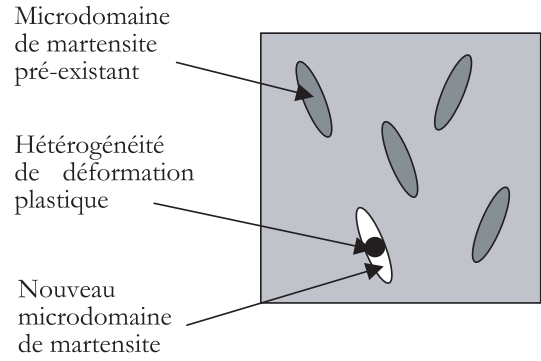


Fig. 2. Représentation schématique de la microstructure pour un acier TRIP.

d'orientation de la variante I et P^{An} représente le tenseur de Schmidt pour les systèmes de glissement plastique de l'austénite.

Pour le glissement plastique, la scission réduite sur un système de glissement n se calcule à partir des contraintes intragranulaires dans l'austénite

$$\tau^n = P_{ij}^{An} \sigma_{ij}^A \quad (28)$$

Si on se limite à une croissance ellipsoïdale homothétique ($\dot{S}^I = 0$) la force motrice (26) pour la croissance d'un microdomaine est donnée par :

$$F^I = \sigma_{ij}^A \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} - B(T - T^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^{\text{trI}} C_{ijmn} (I_{mnkl} - S_{mnkl}^I) \varepsilon_{kl}^{\text{trI}} \quad (29)$$

Dans cette description, les paramètres matériaux sont :

- les termes B et T^0 liés à l'énergie chimique;
- les grandeurs décrivant les déformations de transformation ε^{tr} ($g, \mathbf{M}, \mathbf{N}$) et la morphologie des plaquettes;
- les constantes élastiques \mathbf{C} supposées identiques dans l'austénite et la martensite;
- l'orientation des systèmes de glissement qui intervient dans les tenseurs d'orientation de Schmidt.

Pour déterminer le comportement du monocristal, il reste à préciser les lois d'évolutions des variables internes en fonction de leur force motrice, des paramètres matériaux et éventuellement des valeurs actuelles des variables internes. En notant X_i les variables internes et en considérant le cas d'évolutions instantanées (indépendantes du temps physique), on introduit des forces critiques X_i^c qui constituent des seuils pour les évolutions des variables internes. On a les inéquations suivantes :

$$\begin{aligned} \dot{X}_i &= 0 & \text{si } X_i < X_i^c & \quad \forall \dot{X}_i \\ \dot{X}_i &= 0 & \text{si } X_i = X_i^c \text{ et } \dot{X}_i < \dot{X}_i^c \\ \dot{X}_i &\neq 0 & \text{si } X_i = X_i^c \text{ et } \dot{X}_i = \dot{X}_i^c \end{aligned} \quad (30)$$

La dernière relation permet de déterminer les évolutions des variables internes en fonction des variables

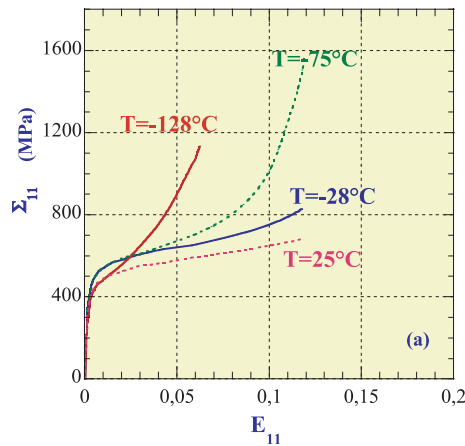


Fig. 3. Simulation numérique de la réponse en traction uniaxiale d'un acier TRIP FeNi pour différentes températures [14].

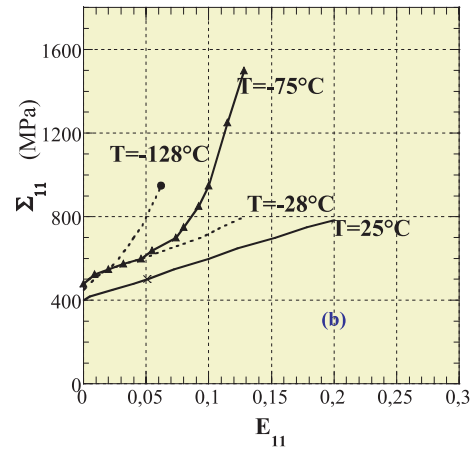


Fig. 5. Détermination expérimentale de la réponse en traction uniaxiale d'un acier TRIP FeNi pour différentes températures [15].

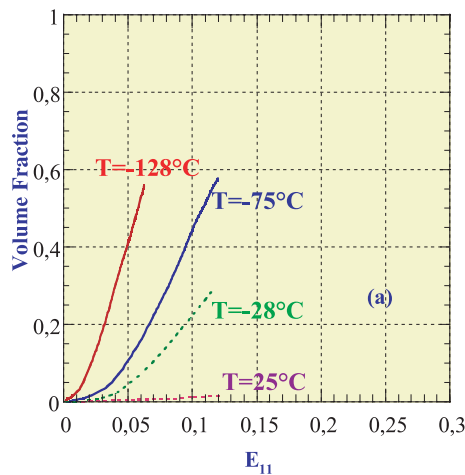


Fig. 4. Simulation numérique des courbes de transformation pour un alliage FeNi à différentes températures [14].

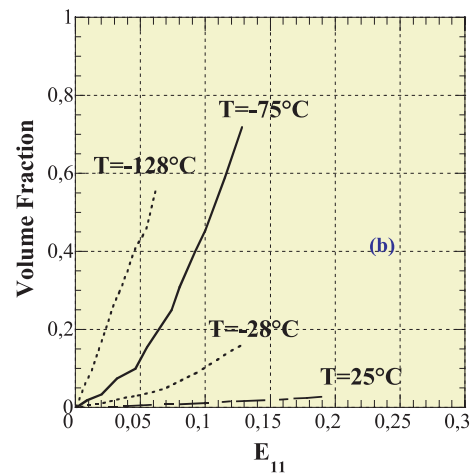


Fig. 6. Détermination expérimentale des courbes de transformation pour un alliage FeNi à différentes températures [15].

de contrôle que sont, pour le monocristal, la contrainte σ et la température T et dont la solution formelle s'écrit :

$$\dot{X}_i = M^i \cdot \dot{\sigma} + N^i \dot{T} \quad (31)$$

La solution (31) permet simultanément de déterminer l'évolution des variables internes et de calculer le taux des déformations inélastiques du grain. À partir de ces relations constitutives pour le monocristal d'austénite, le comportement global de l'acier TRIP polycristallin peut alors être obtenu en utilisant une approximation auto-cohérente classique.

4 Résultats pour un polycristal

Dans ce paragraphe on présente, pour un alliage Fe–Ni, les résultats numériques obtenus avec l'approche cristallographique [14]. Cette simulation est comparée avec les données expérimentales [15].

Dans cette simulation numérique, la structure polycristalline est schématisée en considérant 100 grains

sphériques de mêmes tailles et d'orientations cristallographiques différentes. L'élasticité est supposée isotrope et homogène, définie par la donnée du module de cisaillement ($\mu = 80$ GPa) et du coefficient de Poisson ($\nu = 0,3$).

Les courbes contrainte-déformation ainsi calculées pour cet acier TRIP, à différentes températures d'essais, sont données en figure 3. L'évolution de la fraction volumique de martensite obtenue au cours de ces simulations est représentée en figure 4.

Les résultats expérimentaux correspondants [15] sont indiqués dans les figures 5 et 6. On observe un excellent accord entre la simulation numérique et la détermination expérimentale. Un excellent accord est également obtenu pour un acier TRIP 0.2C-1.5Si-1.5Mn élaboré par l'IR-SID avec une composition choisie de manière à conserver 100 % d'austénite à température ambiante [16]. Les paramètres du modèle sont identifiés sur un essai de traction à 300 K (Fig. 7) et sont ensuite utilisés pour prédire le comportement à différentes températures (Fig. 8). La comparaison de la simulation et des résultats expérimentaux est très satisfaisante.

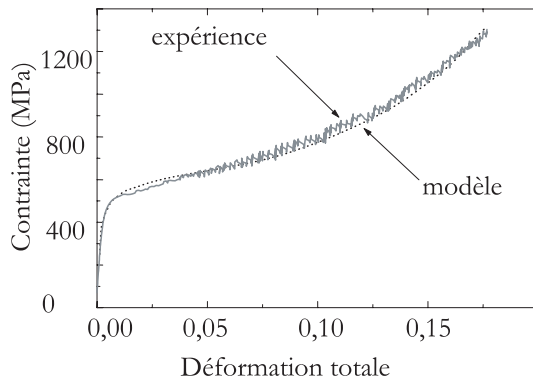


Fig. 7. Traction à 300 K d'un acier TRIP entièrement austénitique. La courbe en pointillé correspond aux prévisions du modèle [17].

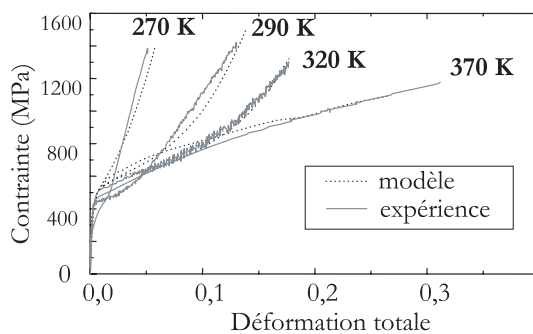


Fig. 8. Comparaison modèle/expérience à partir de paramètres identifiés sur d'autres essais [17].

5 Conclusions

L'utilisation des outils de la micromécanique dans un cadre thermodynamique rigoureux, a permis de définir les équations constitutives du comportement d'un monocristal d'austénite en plasticité de transformation. Cette approche a permis de définir les conditions d'apparition des domaines de martensite dans le cristal de phase mère. La comparaison des résultats obtenus par cette approche avec des données expérimentales pour un Fe–Ni et un acier TRIP est très satisfaisante.

Références

- [1] M. Cohen, The martensitic transformation, in : Phase transformations in solids, Smoluchowski, Mayer and Weyl (ed.), 1948
- [2] Z. Nishiyama, Martensitic transformations, E. Morris, M. Fine, C.M. Meshii (ed.), Wayman, Academic Press (1978)
- [3] E. Gautier, Transformations perlitique et martensitique sous contrainte de traction dans les aciers, thèse d'État à l'INPL, Nancy, 1985
- [4] F.D. Fischer, Q.P. Sun, K. Tanaka, Transformation induced plasticity (TRIP), *Applied Mech. Rev.* 49 (1996) 317–364
- [5] M. Berveiller, F.D. Fischer (ed.), *Mechanics of solids with phase changes*, Springer, Wien, New York, 1997
- [6] A.M. Wayman, *Introduction to the crystallography of martensitic Transformations*, Mac Millan Series in Materials Science, New-York, 1966
- [7] M.S. Wechsler, D.S. Liebermann, T.A. Read, On the theory of the formation of martensite, *Trans. AIME* 197 (1953) 1503–1515
- [8] M. Cherkaoui, M. Berveiller, H. Sabar, Micromechanical modelling of the martensitic transformation induced plasticity (TRIP) in austenitic single crystal, *Int. J. Plasticity* 14 (1998) 597–626
- [9] H. Sabar, M. Buisson, M. Berveiller, The inhomogeneous and plastic inclusion problem with moving boundary, *Int. J. of Plasticity* 7 (1991) 759–779
- [10] M. Cherkaoui, M. Berveiller, E. Patoor, On micro-mechanics of martensitic transformation in SMA and TRIP steels in *Continuum thermomechanics the art and science of modelling materials behavior* 76 (2000) 101–112
- [11] X. Lemoine, H. Sabar, M. Berveiller, Formation of induced dislocation cell structures and effect on the mechanical behaviour, *Archives of Mechanics* 50 (1998) 757
- [12] J.R. Patel, M. Cohen, Criterion for the action of applied stress in the martensitic transformation, *Acta metal.* 1 (1953) 531–538
- [13] M. Cherkaoui, M. Berveiller, Micromechanical modeling of the martensitic transformation induced plasticity in steels, *J. of Smart Materials and Structures* 9 (2000) 589–603
- [14] M. Cherkaoui, M. Berveiller, X. Lemoine, Couplings between plasticity and martensitic phase transformation : Overall behavior of polycrystalline TRIP steels, *Int. J. of plasticity* 16 (2000) 1215–1241
- [15] G.B. Olson, M. Azrin, Transformation behavior in TRIP steels, *Metall. Trans.* 9A (1978) 713–721
- [16] F. Bumbieler, A. Eberhardt, M. Cherkaoui, M. Berveiller, J.M. Rubianes, Thermomechanical Behaviour of an Industrial 0.2C-1.5Si-1.5Mn TRIP Steel, in *Proceedings of Euromat 99, ICM-Munich, 1999*
- [17] F. Bumbieler, Mise en évidence de l'effet TRIP sur un acier Fe-0.2C-1.5Mn-1.5Si. Comparaison avec un modèle micromécanique, Thèse Université de Metz, 1999