

Prévision de l'échauffement et de la microplasticité des aciers sous sollicitations cycliques

*Charles Mareau, *Véronique Favier, André Galtier, *Marcel Berveiller & [†]Bastien Weber

*LPMM-ENSAM

4 rue Augustin Fresnel, 57070 METZ

Charles.mareau@metz.ensam.fr

[†]ARCELOR-MITTAL RESEARCH SA

Voie Romaine, 57280 MAIZIERES LES METZ

Résumé :

L'élévation de température dans les aciers sous chargement cyclique est une manifestation de l'existence de mécanismes irréversibles qui sont aussi à l'origine de l'amorçage des microfissures. Ainsi, afin d'optimiser la microstructure des aciers pour le comportement en fatigue, un modèle polycristallin est proposé pour mieux comprendre les interactions entre les mécanismes dissipatifs et la microstructure. Le cadre de la plasticité cristalline est utilisé pour décrire ces mécanismes dissipatifs qui sont soit dus à des oscillations de segments de dislocations, soit dus au glissement plastique. Le modèle ainsi développé est validé au travers d'une comparaison avec des résultats expérimentaux.

Abstract :

The temperature increase in steels under cyclic loading can be associated to the irreversible mechanisms occurring at a microscopic scale that are also responsible for the microcracks initiation. Thus, in order to improve the fatigue resistance of steels, a polycrystalline model is proposed to help in a better understanding of the interactions between the microstructure and the dissipative mechanisms. The frame of crystal plasticity is used to describe these dissipative mechanisms that can either be due to dislocation lines oscillations or to plastic slip. The model is validated through a comparison with experimental data.

Mots-clés :

Fatigue ; échauffement ; transition d'échelle.

1 Introduction

En fatigue à grand nombre de cycles, la durée de vie d'une éprouvette est découpée en deux phases : une première phase d'amorçage pendant laquelle les microfissures apparaissent puis une seconde phase de propagation qui précède la rupture finale. A l'origine de l'amorçage de ces microfissures, il y a des mécanismes irréversibles qui ont lieu à l'échelle microscopique. Ils induisent une dissipation de chaleur qui engendre une élévation de température pouvant être aisément mesurée [Galtier, 1993]. Ainsi, si la microstructure d'un acier est modifiée de manière à diminuer et/ou retarder cet échauffement, l'amorçage des fissures risque d'être repoussé et la limite d'endurance augmentée.

Pour relier microstructure/propriétés, un modèle polycristallin basé sur une description physique des mécanismes est mis en place. Il doit permettre d'optimiser la microstructure vis-à-vis du comportement en fatigue mais aussi d'aider à la compréhension des interactions entre les mécanismes dissipatifs et la microstructure et de prévoir les courbes d'échauffement de nuances déjà existantes.

Dans un premier temps, la méthode expérimentale utilisée pour tracer des courbes d'échauffement et les hypothèses thermodynamiques sur lesquelles elle est fondée sont rappelées. La seconde partie est consacrée à la description et à la mise en évidence

expérimentale des mécanismes dissipatifs. Le modèle polycristallin est ensuite présenté puis validé via une comparaison à des résultats expérimentaux.

2 Cadre thermodynamique

Lorsqu'une éprouvette est sollicitée en fatigue, il existe différentes sources d'évolution de la température : la thermoélasticité, la dissipation, due à la présence de mécanismes irréversibles, la conduction interne et les échanges avec l'extérieur (convection, rayonnement...). Si l'élévation de température en cours d'essai est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé au centre de l'éprouvette, les hypothèses suivantes peuvent être faites :

- L'élévation de température mesurée par le thermocouple est égale à l'élévation de température moyenne de la zone utile de l'éprouvette.
- A cause de l'inertie du thermocouple et si la fréquence de sollicitation est suffisamment élevée, on ne peut pas suivre l'évolution de la température de manière instantanée. Ainsi, on ne mesure que l'élévation de température moyenne par cycle ce qui permet de s'affranchir des effets thermoélastiques puisque, sur un cycle, le bilan des puissances thermoélastiques est nul.

De plus, si l'élévation de température associée au rayonnement est supposée nulle et si les fuites thermiques de l'éprouvette vers son environnement sont considérées comme linéaires, alors l'équation de la chaleur peut s'écrire [Louche, 1999] :

$$\rho C \left(\frac{\theta}{\tau_{eq}} + \dot{\theta} \right) = d_1 \quad (1)$$

Avec, θ , l'élévation de température moyenne par cycle, ρ , la masse volumique, C , la capacité thermique, τ_{eq} , la constante de temps représentative des fuites et d_1 , la dissipation intrinsèque.

La courbe d'échauffement s'obtient en appliquant un chargement cyclique par bloc. Chaque bloc est constitué d'environ 10 000 cycles d'amplitude constante. L'amplitude des blocs de chargement croît au cours du temps et pendant chaque bloc l'évolution de la température est mesurée à l'aide d'un thermocouple. La courbe d'échauffement s'obtient alors en traçant l'élévation de température stabilisée en fonction de l'amplitude du chargement (FIG. 1). Puisque les essais restent dans le domaine de la fatigue à grand nombre de cycles, l'amplitude du chargement n'excède pas la limite élastique du matériau.

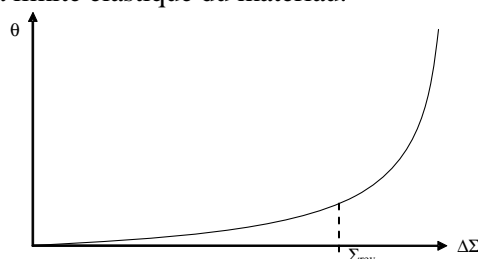


FIG. 1 – Courbe d'échauffement : température en fonction de l'amplitude de contrainte.

3 Description et mise en évidence des mécanismes dissipatifs

La mise en place d'un modèle permettant de décrire correctement les interactions entre les mécanismes dissipatifs et la microstructure des aciers nécessite d'identifier clairement ces mécanismes. L'observation des courbes d'échauffement montre qu'à partir d'une certaine valeur dite contrainte de réversibilité (Σ_{rev}) l'échauffement s'accélère. Ce changement d'allure de la courbe d'échauffement suggère qu'il existe deux régimes caractérisés par des mécanismes dissipatifs différents.

3.1 Le régime inélastique

Lorsque les amplitudes de contrainte sont suffisamment élevées, ($\Sigma_{\max} > \Sigma_{rev}$) les dislocations peuvent glisser. En effet, dans le cas des réseaux cubiques centrés, le glissement plastique nécessite une forte énergie pour que les dislocations vis puissent franchir les obstacles de Peïerls. Cette énergie est apportée conjointement par le champ de contrainte et la température. Le glissement plastique alors induit par les déplacements des dislocations mobiles est responsable d'une forte dissipation de chaleur et d'une déformation irréversible d'où vient le caractère inélastique de ce mode de déformation. La présence de ce mécanisme est aisément observable puisqu'il se manifeste par l'apparition de bandes de glissement permanentes à la surface libre de l'éprouvette.

3.2 Le régime anélastique

En dessous de la contrainte de réversibilité, l'élévation de température n'est pas nulle. Il existe donc, dès les premières amplitudes de sollicitation, des mécanismes dissipatifs différents du glissement plastique. Astié (1981) suggère que, lorsque les dislocations n'ont pas l'énergie suffisante pour glisser, elles restent ancrées entre les obstacles (particules, dislocations de la forêt). Dans ce cas, à cause du champ de contraintes alternatif, les lignes de dislocations oscillent autour d'une position moyenne et frottent avec le réseau dissipant ainsi de la chaleur. Ce mode de déformation est anélastique car la tension de ligne qui règne le long des segments de dislocations ramène la dislocation dans sa position d'équilibre lorsqu'elle est libre de contraintes. Il n'y a donc pas de déformation permanente induite par ce mécanisme mais il est difficile à mettre en évidence car les déformations mises en jeu sont très faibles.

3.3 Mise en évidence de l'existence de deux régimes distincts

Afin de vérifier l'existence de deux mécanismes dissipatifs différents, la dépendance de la température stabilisée en fonction du rapport de charge est étudiée. En effet, si le matériau étudié est supposé avoir un comportement parfaitement homogène et si il est soumis à un chargement périodique sinusoïdal de contrainte moyenne Σ_m , alors, dans le cas du régime anélastique, le comportement est élasto-viscoélastique (modélisé par un élément de Kelvin-Voigt associé à un ressort) et l'élévation de température moyenne par cycle s'écrit en régime stabilisé :

$$\theta = \frac{\tau_{eq}}{\rho C} \frac{2\pi^2 \Sigma_0^2 \eta f^2}{\mu^2 + 4\pi^2 \eta^2 f^2} \quad (2)$$

Avec : Σ_0 , l'amplitude du chargement, f , la fréquence de sollicitation, η , la viscosité du matériau et μ , le module de la force de rappel.

Ainsi, en régime stabilisé dans le cas d'un comportement homogène anélastique, l'élévation de température ne dépend pas de la contrainte moyenne. Inversement, si on se place dans le régime inélastique, le comportement est élasto-viscoplastique homogène et la contrainte moyenne a une forte influence sur l'élévation de température qui devient :

$$\theta = \frac{\tau_{eq}}{\rho C} \frac{\Sigma_0^2 + 2\Sigma_m^2}{2\eta} \quad (3)$$

Les courbes d'échauffements d'un acier ferritique microallié sont donc réalisées pour deux rapports de charge différents : 0 et -1 (FIG. 2). Pour les faibles amplitudes de contraintes (jusqu'à 200 MPa), l'élévation de température ne dépend pas du rapport de charge ce qui confirme l'existence de mécanismes anélastiques alors que, pour les plus fortes amplitudes, la dépendance au rapport de charge induite par le glissement plastique se manifeste clairement.

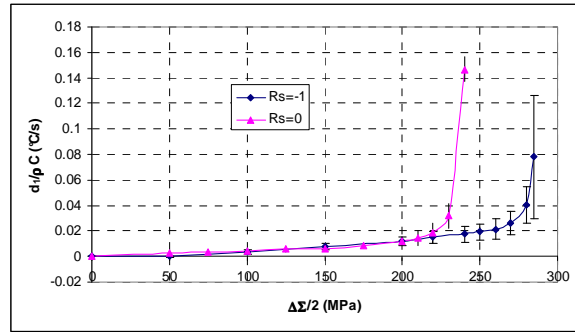


FIG. 2 – Courbes d'échauffement d'un acier microallié obtenues pour deux rapports de charge.

4 Description du modèle

4.1 Volume élémentaire représentatif (VER) et loi d'interaction

Lorsqu'un matériau réel est soumis à un chargement à sa frontière, il en résulte des états de contraintes et de déformations différents en chaque point. Afin de simplifier le problème, seul l'état de contrainte moyen dans chaque phase est considéré. Une phase est constituée d'un ensemble de grains ayant des propriétés et une orientation cristallographique identiques. Le VER est généralement constitué de 1000 grains d'orientations différentes. La déformation de chaque grain peut être décomposée en trois parties : élastique, anélastique et inélastique. Le passage du comportement local au comportement global étant complexe, le caractère anélastique de la déformation est négligé ce qui se justifie par la faible valeur de la déformation anélastique devant la déformation inélastique. Le comportement local est alors bien décrit par une formulation élasto-viscoplastique de type sécante :

$$\dot{\epsilon} = s : \dot{\sigma} + m : \sigma \quad (4)$$

Avec : $\dot{\epsilon}$, le taux de déformation moyen d'un grain, σ , la contrainte moyenne d'un grain, s et m , les tenseurs des souplesses élastiques et viscoplastiques locales.

Les théories de transition d'échelle, basées sur la résolution du problème de l'inclusion d'Eshelby (1957), permettent de déduire du chargement macroscopique les champs mécaniques locaux. Ainsi, le tenseur des contraintes local est calculé à partir de la loi d'interaction établie pour le cas du problème élasto-viscoplastique hétérogène à l'aide de la méthode à champs translétés [Sabar *et al.*, 2002]:

$$\dot{\sigma} = c : A^{Ce} : S^e : \dot{\Sigma} + c : A^{Ce} : (S^E - I) : (\dot{\epsilon}^v - A^{Be} : \dot{E}^{ve}) \quad (5)$$

Avec : B^{Ce} et A^{Ce} , tenseurs de concentration respectivement des contraintes et des déformations du milieu élastique de référence, c , le module élastique local, S^E , le tenseur d'Eshelby, $\dot{\epsilon}^v$ et E^{ve} , les déformations visqueuses respectivement locale et macroscopique et A^{Be} , le tenseur de concentration de la déformation du milieu visqueux de référence.

4.2 Lois de glissement

Afin de mettre en place une description physique des mécanismes dissipatifs, qui sont liés à des mouvements de dislocations, le cadre de la plasticité cristalline est choisi. Ainsi, du tenseur des contraintes local déterminé à partir de (5) est déduite la cission appliquée τ sur chaque système de glissement (au nombre de 24 dans les réseaux cubiques centrés) :

$$\tau^s = R_{ij}^s \sigma_{ij} \quad (6)$$

La description des mécanismes, anélastique ou inélastique, se fait au niveau des lois de glissement. Lorsque la cission effective, τ_{eff} , résultante des contraintes appliquées moins les contraintes cinématiques, est supérieure ou égale à une valeur critique τ^c , le glissement plastique est possible. Il est alors bien décrit par une loi thermiquement activée :

$$\dot{\gamma}_{in}^g = \dot{\gamma}_0 \cdot \left(\frac{\tau_{eff}^g}{\mu} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{-\Delta G_0}{KT} \left(1 - \left(\frac{\tau_{eff}^g - \tau_c^g}{\hat{\tau}} \right)^p \right)^q \right) \cdot \text{sign}(\tau_{eff}^g) \quad (7)$$

Avec : $\dot{\gamma}_{in}^g$, vitesse de glissement inélastique, $\dot{\gamma}_0$, vitesse de glissement de référence, ΔG_0 , énergie d'activation sans contrainte effective, K , constante de Boltzmann, T , température, p et q , constantes bornées, τ_c^g , cission critique et $\hat{\tau}$, contrainte de Peierls.

Inversement, si la cission effective sur un système de glissement est inférieure à la cission critique, le mécanisme de déformation des dislocations est anélastique. La vitesse de glissement est alors calculée en écrivant l'équilibre des forces sur un segment de dislocation ancré entre deux points :

$$\dot{\gamma}_{an}^g = \frac{1}{f} \left(\rho_m b^2 \tau_{eff}^g - \frac{\mu b^2}{L^2} \gamma_{an}^g \right). \quad (8)$$

Avec : $\dot{\gamma}_{an}^g$, vitesse de glissement anélastique, f , coefficient de frottement visqueux, ρ_m , densité de dislocations mobiles, b , norme du vecteur de Burgers, μ , module de cisaillement, L , distance moyenne entre obstacles et γ_{an}^g , glissement anélastique.

Le taux de déformation visqueux peut alors être calculé dans chaque grain :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^v = R_{ij}^g (\dot{\gamma}_{an}^g + \dot{\gamma}_{in}^g). \quad (9)$$

4.3 Prise en compte de l'écroutissage

Il existe différents obstacles aux mouvements des dislocations : les obstacles à courte distance, responsables de l'écroutissage isotrope et ceux à longue distance responsables de l'écroutissage cinématique. L'écroutissage isotrope est traduit ici via l'évolution de la cission critique. Les contributions de quatre types d'obstacles différents sont prises en compte : les obstacles de Peierls, les contraintes internes dues à l'empilement des dislocations aux joints de grains, les dislocations de la forêt [Franciosi, 1985] et la présence éventuelle de précipités non-cisaillables [Deschamps *et al.*, 1998] :

$$\tau_c^g = \tau_{c0}^g + \frac{k}{\sqrt{d}} + \sqrt{\left(\alpha \mu b \sqrt{a^{gh} \rho^h} \right)^2 + \left(\frac{\mu b}{R} \sqrt{\frac{3f_v}{2\pi}} \right)^2}. \quad (10)$$

Avec : τ_{c0}^g , contrainte nécessaire au franchissement des obstacles de Peierls, k , constante de Hall-Petch, d , taille de grain, a , matrice d'écroutissage, ρ , densité de dislocations, R , rayon moyen des précipités et f_v , fraction volumique de précipités.

La description de l'écroutissage cinématique (noté x) se fait ici à l'échelle du grain par une loi saturante de type Armstrong-Frederick [Armstrong *et al.*, 1966]. Le modèle nous permet alors de calculer la dissipation intrinsèque moyenne par cycle (de période T) dans le VER :

$$d_1 = \frac{1}{TV} \int \int_V (\sigma - x) \dot{\epsilon}^v . dt . dV. \quad (11)$$

5 Validation du modèle

Le modèle est validé par une comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus pour un acier ferritique contenant une faible fraction de précipités intragranulaires. Les paramètres du modèle sont identifiés à l'aide des courbes de comportement oligocyclique obtenues pour différentes déformations imposées (FIG. 3a). Les courbes d'échauffement calculée et mesurée sont ensuite comparées (FIG. 3b) et montrent que les résultats obtenus par le modèle sont en accord avec les mesures expérimentales.

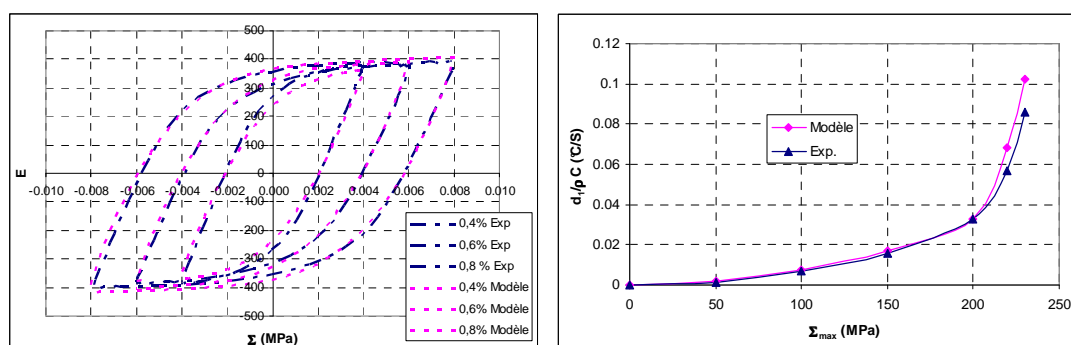


FIG. 3 – a. Courbes de comportement oligocyclique d'un acier ferritique microallié obtenus expérimentalement puis par le modèle b. Comparaison des courbes d'échauffement expérimentale et calculée.

6 Conclusions

Après avoir situé le cadre thermodynamique de cette étude, les mécanismes dissipatifs, supposés être à l'origine de l'élévation de température en fatigue, ont été décrits puis mis en évidence expérimentalement à partir de mesure d'échauffement pour différents rapports de charge. Le modèle polycristallin a ensuite été brièvement exposé et validé à l'aide d'une comparaison à des résultats expérimentaux. La méthode d'identification proposée semble donc donnée des résultats satisfaisants et on dispose alors d'un outil permettant d'étudier et de mieux comprendre le rôle de la microstructure sur les courbes d'échauffement.

Références

- Armstrong, P.J., Frederick, C.O. 1966 A mathematical representation of the multiaxial Bauschinger effect *GEGB Report RD/B/N731 Berkeley Nuclear Laboratories*
- Astié P., Peyrade J.P. et Groh P. 1981 Microdéformation liée à la relaxation des dislocations vis dans le fer *Scripta METALLURGICA* **15**, 477-482.
- Deschamps A. et Bréchet Y. 1998 Influence of predeformation and ageing of an Al-Zn-Mg alloy—II. Modeling of precipitation kinetics and yield stress *Acta Materialia* **47**, 293-305
- Eshelby J. D. 1957 The Determination of the Elastic Field of an Ellipsoidal Inclusion and Related Problems *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **A241**, 376–396
- Franciosi P. 1985 The concepts of latent hardening and strain hardening in metallic single crystals *Acta Metallurgica* **33** No. 9, 1601-1612.
- Galtier A. 1993 Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations uni ou multi-axiales *Thèse ENSAM Bordeaux*
- Louche H. 1999 Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans les aciers *Université de Montpellier II*
- Sabar H., Berveiller M., Favier V. et Berbenni S. 2002 A new class of micro-macro models for elastic-viscoplastic heterogeneous materials *International Journal. of Solids and Structures* **39**, 3257-3276.