Une étude expérimentale et théorique du comportement en fluage biaxial de l'aluminium A5 (99,5 % en poids) aux températures intermédiaires (300 °C à 450 °C)

C. Lexcellent, J. Birocheau

► To cite this version:

C. Lexcellent, J. Birocheau. Une étude expérimentale et théorique du comportement en fluage biaxial de l'aluminium A5 (99,5 % en poids) aux températures intermédiaires (300 °C à 450 °C). *Revue de Physique Appliquée*, 1989, 24 (1), pp.1-9. 10.1051/rphysap:019890024010100 . jpa-00246023

HAL Id: jpa-00246023

<https://hal.science/jpa-00246023>

Submitted on 1 Jan 1989

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 80.00 — 81.40L

Une étude expérimentale et théorique du comportement en fluage biaxial de l'aluminium A5 (99,5 % en poids) aux températures intermédiaires (300 °C à 450 °C)

C. L'excellent et J. Birocheau

Laboratoire de Mécanique Appliquée, Université de Besançon, UFR Sciences et Techniques, route de Gray, La Bouloie, 25030 Besançon Cedex, France

(Reçu le 12 février 1988, révisé le 28 juin 1988, accepté le 12 septembre 1988)

Résumé. — Des mesures en fluage stationnaire du paramètre d'écrouissage h^{st} , de restauration r^{st} et de la contrainte interne X_{ij}^{st} sont effectués aux températures intermédiaires ($300 \leq T \leq 450$ °C). La dépendance de r et h avec la contrainte interne est identique dans l'état stationnaire à celle mesurée aux premiers instants du fluage (cf. mesures sur l'A99 de Nakashima *et al.*, 1987). Cela permet l'extension en température et pour des états transitoires du pseudo-potentiel de dissipation $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij}, T)$ déjà identifié en stationnaire.

Abstract. — For an intermediate range of temperature ($300 \leq T \leq 450$ °C), we performed measurements in steady state creep of the strain hardening parameter h^{st} , the recovery rate r^{st} and the internal stress X_{ij}^{st} . The dependence of r and h on internal stress is the same in the stationary state as in the initial state just before beginning creep test (cf. Measurements on A99 Nakashima *et al.* (1987)). This enables us to extend the results to different temperatures and to transients states of the dissipative pseudo potential $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij})$, already identified for steady state.

Nomenclature.

CONTRAINTES MULTIAXIALES (TRACTION-TORSION).

σ_{ij} : composantes de la contrainte appliquée ;
 σ_{zz} : traction axiale dans un essai traction-torsion ;
 $\sigma_{z\theta}$: contrainte de cisaillement dans un essai de traction-torsion ;
 σ'_{ij} : composante du déviateur du tenseur des contraintes appliquées $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk}$;
 X_{ij} : composante de la contrainte interne mesurée par la « dip test technique » ;
 X'_{ij} : composante du tenseur déviateur :

$$X'_{ij} = X_{ij} - \delta_{ij} X_{kk} ;$$

$q_{ij} = \sigma_{ij} - X_{ij}$: composantes de la contrainte effective ;
 $q'_{ij} = \sigma'_{ij} - X'_{ij}$: composantes du déviateur de la contrainte effective ;
 $\bar{\sigma}$: contrainte appliquée équivalente :

$$\bar{\sigma} = (3/2 (\sigma'_{ij} \sigma'_{ij}))^{1/2} = (\sigma_{zz}^2 + 3/2 \sigma_{z\theta}^2 + 3/2 \sigma_{\theta z}^2)^{1/2} ;$$

$\bar{q}$: contrainte effective équivalente :

$$\bar{q} = (3/2 (\sigma'_{ij} - X'_{ij})(\sigma'_{ij} - X'_{ij}))^{1/2} = (3/2 (q_{ij} q_{ij}))^{1/2}$$

$$\bar{q} = [(\sigma_{zz} - X_{zz})^2 + 3/2 (\sigma_{z\theta} - X_{z\theta})^2 + 3/2 (\sigma_{\theta z} - X_{\theta z})^2]^{1/2} ;$$

$\bar{X}$: contrainte interne équivalente :

$$\bar{X} = (3/2 (X'_{ij} X'_{ij}))^{1/2} = (X_{zz}^2 + 3/2 X_{z\theta}^2 + 3/2 X_{\theta z}^2)^{1/2} .$$

DÉFORMATIONS MULTIAXIALES.

- $\dot{\epsilon}_{ij}$: composantes de la vitesse de fluage ;
 $\dot{\epsilon}_{zz}$ et $\dot{\epsilon}_{z\theta}$: déformation axiale et déformation en cisaillement dans les essais de traction-torsion ;
 $\bar{\epsilon}$: vitesse de déformation équivalente :

$$\bar{\epsilon} = (2/3 (\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}))^{1/2}$$

$$\bar{\epsilon} = (\dot{\epsilon}_{zz}^2 + 2/3 \dot{\epsilon}_{z\theta}^2 + 2/3 \dot{\epsilon}_{\theta z}^2)^{1/2} ;$$

- $\bar{\epsilon}_{st}$: valeur stationnaire de la vitesse ;
 k : constante de Boltzman ;
 G : module de Coulomb ;
 b : vecteur de Burgers ;
 T : température thermodynamique.

1. Introduction.

La recherche d'équations constitutives pour la viscoplasticité revêt dans la pratique une grande importance pour les matériaux usuels. La sophistication croissante des modèles proposés [1] ne doit pas rendre difficile leur implantation dans des codes de calcul, afin de simuler des structures réelles en fonctionnement soumises à des histoires de chargement et de température complexes.

Schématiquement, deux approches viscoplastiques peuvent être distinguées. En premier lieu, les mécanismes physiques élémentaires opératoires sont identifiés (plan de glissement privilégié...) et les techniques d'homogénéisation permettent d'obtenir les lois de comportement macroscopique [2]. La démarche inverse consiste en l'identification directe de lois de comportement macroscopique et ensuite à chercher à les corrélérer aux observations expérimentales microscopiques.

Ici, l'aluminium A5, étudié aux températures intermédiaires (de 300 à 450 °C) utilise une méthodologie d'investigation expérimentale [3] (mise au point et analyse d'expériences originales pertinentes) [4], qui s'est avérée, par ailleurs, fort précieuse pour l'étude d'alliages industriels tels que le 17-12 Mo SPH [4]. La connaissance acquise du comportement de l'Aluminium A5 [3] nous a permis de développer un modèle à variable interne grâce aux apports de la thermodynamique des processus irréversibles [5].

L'originalité de ce travail se situe dans le fait que la construction et la validation du système d'équations viscoplastiques provient d'un plan d'expérience et non de l'identification d'un modèle à une courbe expérimentale. A une température fixée ($T = 350$ °C), grâce aux mesures en fluage des paramètres d'écrouissage h , de restauration r [6], des contraintes internes X_{ij} et des vitesses $\dot{\epsilon}_{ij}$, nous avons pu expliciter le pseudo-potentiel de dissipation (au sens de Rice) $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij})$ [7-8]. La connaissance

de Ω a permis de développer un modèle thermodynamique de comportement viscoplastique à un seul type de variable interne [9] donc l'identification des potentiels thermodynamiques : Φ puissance intrinsèque de dissipation, ψ énergie libre et D fonction de dissipation.

Dans le cadre de ce modèle, l'analyse expérimentale avait aussi montré que la vitesse de restauration r et le coefficient de consolidation h ne dépendent que des contraintes internes X_{ij} [9].

L'objet de ce présent travail consiste :

- (i) en la détermination des paramètres du modèle par des expériences appropriées ($r, h, \dots$) ;
- (ii) en une extension de ce modèle (identifié à 350 °C) dans la gamme des températures intermédiaires de 300 à 450 °C ;
- (iii) à établir les liens entre la modélisation et la physique des mécanismes en s'attachant particulièrement à la signification des énergies d'activation obtenues en fluage.

2. Conditions expérimentales.

Les essais de fluage monoaxial (traction) ou biaxial (traction-torsion) ont été réalisés sur des machines à contraintes σ_{zz} (et $\sigma_{z\theta}$) constantes [10].

Les éprouvettes sont des tubes (longueur utile 25 mm, diamètre $\varnothing = 4,5-6,5$ mm), choisis pour leur usinage facile et l'obtention de contraintes relativement homogènes.

Les éprouvettes sont homogénéisées par un recuit de 20 mm à 400 °C suivi d'une trempe à l'eau glacée ce qui conduit à l'obtention de grains moyens d'environ 0,2 mm.

Les essais de fluage ont été réalisés pour des contraintes axiales σ_{zz} variant de $0,4 \times 10^7$ N/m² à $1,2 \times 10^7$ N/m², des contraintes de torsion $\sigma_{z\theta}$ de 0,2 à $0,6 \times 10^7$ N/m², dans une gamme de température de 300 à 450 °C.

3. Mesures des paramètres nécessaires à l'extension du modèle (en température).

Le modèle précédemment identifié, à 350 °C [8] repose sur l'établissement de :

a) l'équation d'état de comportement viscoplastique

$$f(\sigma_{ij}, \dot{\varepsilon}_{ij}, X_{ij}, T) = 0 ; \quad (1)$$

b) la loi d'évolution des variables internes

$$\dot{X}_{ij}' = h(X_{ij}, T) \dot{\varepsilon}_{ij} - r(X_{ij}, T) . \quad (2)$$

Comme pour la plupart des études de comportement à chaud des alliages métalliques, nous avons choisi une cinétique type équation de Baily-Orowan, basée sur les processus antagonistes écrouissage restauration.

En fluage monoaxial, cette loi d'évolution s'écrit :

$$\frac{dX_{zz}}{dt} = h \dot{\varepsilon}_{zz} - r . \quad (3)$$

Cette écriture suppose que :

$$X_{zz} = X_{zz}(\varepsilon_{zz}(t), t)$$

alors

$$dX_{zz} = \left(\frac{\partial X_{zz}}{\partial \varepsilon_{zz}} \right) \frac{d\varepsilon_{zz}}{dt} + \left(\frac{\partial X_{zz}}{\partial t} \right)_{\varepsilon_{zz} = \text{Cte}} dt \quad (4)$$

avec

$$h = \left(\frac{\partial X_{zz}}{\partial \varepsilon_{zz}} \right) \frac{d\varepsilon_{zz}}{dt} = 0 \quad (5a)$$

$$r = - \left(\frac{\partial X_{zz}}{\partial t} \right)_{\frac{d\varepsilon_{zz}}{dt} = 0} . \quad (5b)$$

L'extension du modèle en température nécessite la détermination :

- des composantes X_{ij} du tenseur du 2^e ordre des contraintes internes,
- du coefficient de consolidation h de la courbe contrainte-déformation à restauration nulle,
- de la vitesse de restauration r .

Les mesures sont effectuées en prenant comme état de référence viscoplastique, l'état stationnaire d'écoulement, ceci pour deux raisons :

- tout d'abord la précision des mesures expérimentales ;
- ensuite, nous avons montré [3] que pour un état de contrainte appliquée σ_{ij} donné et une température fixée, la valeur des composantes $\dot{\varepsilon}_{ij}$ représentait l'état viscoplastique du matériau.

Nous verrons que les équations établies en fluage stationnaire pourront être étendues ensuite aux comportements transitoires.

3.1 MESURE DES COMPOSANTES DE LA CONTRAINTE INTERNE ET EXTENSION DE L'ÉQUATION D'ÉTAT VISCOPLASTIQUE. — En fluage uniaxe traction, la contrainte interne X_{zz} est obtenue par « la dip test technique » mise au point par Ahlquist et Nix [11]. Soit $\{T, \sigma_{zz}, \dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{st}}\}$ l'état viscoplastique, la contrainte interne X_{zz}^{st} s'obtient pour un décrément tel que la vitesse viscoplastique instantanée soit nulle :

$$X_{zz}^{\text{st}} = \sigma_{zz} - (\Delta \sigma_{zz})_{\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{inst}} = 0} . \quad (6)$$

Pour les faibles valeurs de la contrainte appliquée σ_{zz} , la contrainte interne X_{zz}^{st} en est très proche. Elle croît avec σ_{zz} pour les valeurs intermédiaires de celle-ci et atteint un palier aux fortes valeurs de σ_{zz} (Fig. 1). Si on corrèle la contrainte interne à la densité ρ des dislocations par la relation $X = \alpha G b \sqrt{\rho}$ (α constante dépendant de la géométrie du réseau de dislocations, b vecteur de burgers), cette évolution de la contrainte interne paraît logique et le palier correspond à l'état saturé du réseau de dislocations.

Dans le cas du fluage biaxial (traction-torsion), la mesure des contraintes internes X_{zz}^{st} et $X_{z\theta}^{\text{st}}$ consiste en une généralisation de la « dip test technique ». Pour un état viscoplastique donné $\{T, \sigma_{zz}, \sigma_{z\theta}, \dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{st}}, \dot{\varepsilon}_{z\theta}^{\text{st}}\}$ représenté sur la figure 2 par le point A, on effectue alors des décréments de contrainte ($\Delta \sigma_{zz}$, $\Delta \sigma_{z\theta}$) et on mesure les vitesses instantanées $\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{inst}}$ et $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^{\text{inst}}$ obtenues, et on les représente par un vecteur en chaque point B atteint par décrément. La connaissance de ces directions d'écoulement permet la détermination expérimentale de l'allure des surfaces équipotentielles auxquelles la vitesse de déformation est normale.

Les coordonnées du centre des équipotentielles x_{zz}^{st} et $x_{z\theta}^{\text{st}}$ constituent la généralisation biaxiale de la contrainte interne.

L'existence et la forme des équipotentielles $((\sigma - \bar{X}) = \text{Cte})$ est confirmée par des expériences similaires sur d'autres matériaux métalliques [12] et intégrée dans le cas de chargements proportionnels dans la plupart des modèles à variables internes, en particulier au sein du Gréco « Grandes déformations et endommagement » [13].

De plus, il faut noter que la même procédure expérimentale effectuée sur cet alliage et sur l'acier inoxydable 17-12 Mo SPH [12] où le point A représentait un état viscoplastique imposé pas nécessairement stationnaire A $\{T, \sigma_{zz}, \sigma_{z\theta}, \dot{\varepsilon}_{zz}, \dot{\varepsilon}_{z\theta}\}$ a donné de la même façon les équipotentielles et leur centre $(X_{zz}, X_{z\theta})$. Cela permettra d'étendre l'équation d'état viscoplastique de l'état stationnaire aux états transitoires. Mais l'on doit souligner les impré-

Fig. 1. — Evolution de la contrainte interne stationnaire avec la contrainte appliquée.

[Evolution of stationary internal stress with applied stress.]

Fig. 2. — Mesure des contraintes internes en fluage biaxial traction-torsion.

[For tensile-torsional biaxial creep, measure of internal stresses components.]

cisions de positionnement du centre des équipotentielles pour les faibles vitesses $\dot{\epsilon}_{zz}$ et $\dot{\epsilon}_{z\theta}$.

(i) L'étude du comportement de l'aluminium A5 en fluage biaxial traction-torsion, nous a tout d'abord permis d'écrire [8], les composantes de la vitesse de déformation compte tenu de la règle de normalité, sous la forme :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{st} = \frac{3}{2} K (\sigma'_{ij} - X'_{ij}) [\bar{q}^{st}(\sigma, X)]^{n-1} = \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma_{ij}} \quad (7)$$

avec $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij})$ pseudopotential de dissipation, ou :

$$\dot{\epsilon}_{st} = K [\bar{q}^{st}]^n \text{grad}(\bar{q}^{st}) \quad (8)$$

avec $\bar{q} = (\sigma - \bar{X})$: contrainte effective équivalente, et $n = 2$ (valeur évidemment identique à celle obtenue en fluage uniaxe) ;

(ii) L'extension en température est effectuée en traçant $\text{Ln} \left(\frac{\bar{\epsilon}(t) kT}{Gb} \right)$ en fonction de

$$\text{Ln} \left(\frac{\sigma - \bar{X}}{G} \right).$$

La figure 3 donne des courbes parallèles, correspondant aux différentes isothermes, de pente n égale à 2.

Nous pouvons alors en déduire une courbe maîtresse de type Dorn modifiée en fonction de la contrainte effective sous la forme (Fig. 4) :

$$\ln \frac{\bar{\epsilon} kT}{\Delta G b} = f \left(\ln \left(\frac{\sigma - \bar{X}}{G} \right) \right).$$

L'équation d'état s'écrit :

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} &= \frac{\Delta G b}{kT} \left(\frac{\sigma - \bar{X}}{G} \right)^n \frac{\sigma'_{ij} - X'_{ij}}{(\sigma - \bar{X})} = \\ &= K'(T) (\sigma'_{ij} - X'_{ij}) (\sigma - \bar{X})^{(n-1)} \quad (9) \end{aligned}$$

Fig. 3. — Tracé de $\ln \bar{\epsilon}(t) kT/Gb$ en fonction de $(\ln (\sigma - \bar{X}))/G$ (courbes isothermes).

[Graph of $\ln \bar{\epsilon}(t) kT/Gb$ with $(\ln (\sigma - \bar{X}))/G$ (isothermal curves).]

avec

$$K'(T) = \frac{\Delta Gb}{kT} \left(\frac{1}{G} \right)^n \approx K_0 \exp \left(-\frac{Q_D}{kT} \right) \quad (10)$$

où $\Delta = \Delta_0 \exp \left(-\frac{Q_D}{kT} \right)$ G variant très faiblement avec la température

$$\begin{cases} \Delta_0 = 2,1 \times 10^{-13} \text{ U.S.I.} & \Delta_0 = K_0 \frac{kT}{Gb} \\ Q_D = 88 \text{ kJ/mole} & K_0 = 6,9 \times 10^{-12} \text{ U.S.I.} \end{cases}$$

On peut remarquer :

1) que l'énergie d'activation apparente en fluage $Q_D \approx 88 \text{ kJ/mole}$ est constante sur le domaine de température étudié, compte tenu de la précision des mesures.

2) comme notre étude est limitée aux températures inférieures à 462°C : température de transition d'un mécanisme de court circuit de diffusion vers un mécanisme de diffusion en volume, vers les plus hautes températures [14], il est logique d'obtenir Q_D de l'ordre 60 % de la diffusion donnée par Sun [15] égale à 125 kJ/mole ou de celle donnée par Fujikawa *et al.* [16] égale à 145 kJ/mole .

Fig. 4. — Equation de Dorn en terme de contrainte effective.

[Dorn equation with internal stresses.]

3.2 MESURE DU COEFFICIENT DE CONSOLIDATION h . — La technique proposée par Oikawa, Sugawara [17] consiste à appliquer au cours du fluage stationnaire $\left(\frac{dX_i}{dt} = 0 \right)$ un incrément de contrainte $\Delta\sigma^+$ immédiatement suivi d'un décrétement $\Delta\sigma^-$. Les déformations correspondantes Δl^+ et Δl^- montrent que Δl^- est proportionnelle à $\Delta\sigma^-$ et peut donc être considéré comme la déformation élastique.

La déformation plastique résultante sera donc : $\Delta l_{pl} = \Delta l^+ - \Delta l^-$ et on déterminera le coefficient de consolidation h :

$$h = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta l_{pl}} \right). \quad (11)$$

Afin d'obtenir des résultats fiables, cette méthode n'a été utilisée qu'en fluage uniaxe de traction ou torsion.

Le tracé en échelle Log . Log du coefficient de consolidation stationnaire h^{st} en fonction de X_{zz}^{st} donne des droites isothermes parallèles entre elles et une pente $(-q)$ avec $q = 1.2$ (Fig. 5). Ce même exposant de h à la contrainte interne ($q = 1, 2$) a déjà obtenu pour de l'A99 par des techniques de

Fig. 5. — Evolution des paramètres d'écrouissage h et de restauration r pendant le fluage primaire.

[Evolution of hardening h and recovery r parameters during primary creep.]

changement de contrainte [18, 19] de changement de vitesse de déformation [19] et de relaxation de contrainte [14, 19] dans l'état stationnaire. Encore plus récemment, Nakashima et Yoshinaga [20] ont mesuré le coefficient h_i (i initial) correspondant au fluage initial juste après la déformation plastique instantané ; ils obtiennent la même dépendance de h_i avec la contrainte interne. Cette observation conforte notre idée d'écrire la même équation de dépendance en fluage transitoire.

Ces mêmes auteurs observent (en accord avec Nakata et Oikawa [21]) que h_i de l'ordre $1/10^{\circ}$ de la valeur h_{st} croît rapidement avec la déformation et atteint une valeur constante. Ce fait est cohérent avec nos mesures (Fig. 5).

Pour eux, la grande différence entre h_i et h_{st} s'explique par le fait que la structure de dislocation est bien plus inhomogène dans l'état stationnaire que dans l'état instantané et seules les dislocations situées dans des champs de faibles contraintes internes locales peuvent se déplacer dans l'état stationnaire.

Sur la figure 6, des coupes à contrainte interne constante permettent d'obtenir (Fig. 7)

$$h_0 = H_0 \exp \left(-\frac{\Delta H_h}{kT} \right) \quad (12)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta H_h &= -33 \pm 8 \text{ kJ/mole} \\ H_0 &= 2,5 \times 10^{21} \text{ U.S.I.} \end{aligned}$$

Fig. 6. — Evolution des paramètres d'écrouissage h et de restauration r en fluage stationnaire en fonction de la contrainte interne.

[Evolution of hardening h and recovery r parameters for stationary creep with internal stress.]

Fig. 7. — Dépendance en régime stationnaire de r et h avec la température inverse.

[Dependence of r and h with inverse temperature for stationary state.]

Cette valeur de l'énergie d'activation du coefficient de consolidation, compte tenu des incertitudes expérimentales est du même ordre de grandeur que celle de Sakurai *et al.* [22] égale à -22 kJ/mole obtenu sur l'Al 99,99 %.

On peut remarquer que cette énergie de 33 kJ/mole correspond à l'énergie nécessaire à une ligne de dislocations pour former un cran [23], nécessaire, par exemple, pour le glissement dévié.

3.3 MESURE DE LA VITESSE DE RESTAURATION r . Elle est mesurée par la technique de réduction de contrainte au cours du fluage « stress transient dip test » définie par Mitra McLean [24]. A un instant donné la contrainte appliquée σ_{zz} est brusquement réduite de $\Delta\sigma_{zz}$, la déformation « s'arrête » pendant le temps Δt_r , correspondant à la restauration de la contrainte interne X_{zz} . En fluage stationnaire, la vitesse de restauration à vitesse de déformation nulle est donnée par :

$$r = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta t_r} \right). \quad (13)$$

Quelques essais réalisés en torsion pure selon la même méthode donnent des résultats compatibles avec ceux obtenus en traction.

Le tracé en échelle Log-Log de la vitesse de restauration r^{st} en fonction de X_{zz}^{st} donne à nouveau des droites isothermes parallèles entre elles et une pente p égale à 3,8 (Fig. 5).

Cette valeur de p est du même ordre de grandeur que celles obtenues par Sakurai [22] sur l'Al 99,99 % et par Mitra-McLean [25] sur l'Al 99,98 %. Ainsi :

$$r^{st} = r_0 (X_{zz}^{st})^p \quad \text{avec } p = 3,8. \quad (14)$$

La dépendance en température donne (Fig. 6) :

$$r_0 = R_0 \exp \left(- \frac{\Delta H_r}{kT} \right) \quad (15)$$

avec :

$$\begin{cases} \Delta H_r = 125 \pm 20 \text{ kJ/mole} \\ R_0 = 3,73 \times 10^{-31} \text{ U.S.I.} \end{cases}$$

Cette énergie d'activation pour la restauration est égale à celle de la diffusion en volume donnée par Sun [15], ce qui est tout à fait classique.

4. Identification du pseudo-potentiel de dissipation $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij}, T)$.

La validation de notre modèle passe tout d'abord par la vérification en fluage stationnaire de l'équation de Bailey Orowan. Cette approche dérive de celle de Mitra McLean [24] traduisant l'équilibre en régime stationnaire entre durcissement et restauration.

a) En régime stationnaire uniaxe, l'équation (3) s'écrit :

$$\left(\frac{dX_{zz}}{dt} \right)_{st} = h_{st} \dot{\epsilon}_{st} - r_{st} = 0. \quad (16)$$

Ainsi il faut vérifier que

$$\dot{\epsilon}_s = \left(\frac{r}{h} \right)_{st}. \quad (17)$$

La confrontation de nos mesures de $\dot{\epsilon}_s$, r et h nous permet de constater que :

- d'une part la vérification numérique est réalisée dans un rapport meilleur que 2 [3] ;
- d'autre part pour une température fixée et des contraintes appliquées pas trop élevées de telle sorte que la contrainte interne stationnaire ne tende pas vers sa valeur à saturation, la vitesse de fluage stationnaire est proportionnelle à la puissance 5 ($= p + q$) de la contrainte interne [8]. Cet exposant déjà confirmé en stationnaire sur l'Al 99,99 % [22] est aussi obtenu pour la vitesse initiale de fluage [20].

Ainsi en fluage uniaxe, la vitesse peut s'écrire :

$$\dot{\epsilon}_{zz}^{st} = \frac{r^{st}}{h^{st}} = \frac{r_0}{h_0} (X_{zz}^{st})^{p+q} \quad (18)$$

avec :

$$k = p + q$$

soit :

$$\dot{\epsilon}_{zz}^{st} = \frac{R_0}{H_0} \exp \left(- \frac{(\Delta H_r - \Delta H_h)}{kT} \right) (X_{zz}^{st})^k \quad (19)$$

avec :

$$C_0 = \frac{R_0}{H_0} = 1,5 \times 10^{-52} \text{ S.I.}$$

$$Q(r/h) = 160 \text{ kJ/mole}.$$

$Q(r/h)$ correspond à l'énergie d'activation de la vitesse stationnaire à contrainte interne fixée, c'est-à-dire, à structure de dislocation fixée.

Contrairement à une idée largement répandue que dans les cubiques faces centrées tel que l'Aluminium, les plans de glissement sont les plans (111), Carrard [26] souligne l'importance des glissements dans les plans non compacts dans les processus de déformation à haute température.

Par des expériences de déformation *in situ* sur des polycristaux d'aluminium, observées par microscopie électronique, à haut degré de résolution, Caillard et Martin [27] montrent qu'à 400 °C, seul le plan (001) est activé ; or l'énergie d'activation $Q(001)$ est égale à 167 kJ/mole (donc très proche des 160 kJ/mole précédemment trouvés).

b) En fluage biaxial, au moins en chargement proportionnel, le modèle se construit, d'une part,

avec l'équation d'état viscoplastique et, d'autre part, avec l'équation d'évolution des variables internes :

$$\bullet \dot{\epsilon}_{ij} = K_0 \exp\left(-\frac{Q_D}{kT}\right) \frac{(\sigma'_{ij} - X'_{ij})}{(\sigma - \bar{X})} (\sigma - \bar{X})^n = \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma_{ij}} \quad (20)$$

avec $n = 2$ et $Q_D = 88$ kJ/mole

$$\bullet \dot{X}'_{ij} = \frac{H_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_h}{kT}\right)}{(\bar{X})^q} \dot{\epsilon}_{ij} - R_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_r}{kT}\right) \frac{X'_{ij}}{\bar{X}} (\bar{X})^p \quad (21)$$

avec

$$\Delta H_h = -33 \text{ kJ/mole}, \quad \Delta H_r = 125 \text{ kJ/mole}$$

$$q = 1,2 \quad \text{et} \quad p = 3,8.$$

Cette équation (21) peut être écrite sous la forme donnée par Ponter et Leckie [28], ce qui explicite la deuxième règle de normalité :

$$\dot{X}'_{ij} = \frac{h_0}{(\bar{X})^q} \left(\dot{\epsilon}_{ij} - C_0 \frac{X'_{ij}}{\bar{X}} (\bar{X})^k \right) = -h \frac{\partial \Omega}{\partial X_{ij}} \quad (22)$$

avec $k = p + q = 5$,

$$\text{et} \quad C_0 = C_0 \exp\left(-\frac{(\Delta H_r - \Delta H_h)}{kT}\right)$$

$$Q(r/h) = \Delta H_r - \Delta H_h = 160 \text{ kJ/mole}.$$

La double intégration effectuée d'une part sur σ_{ij} et, d'autre part, sur X_{ij} permet de déterminer le pseudopotential de dissipation dans le cas de l'aluminium A5 sous la forme :

$$\begin{aligned} \Omega(\sigma_{ij}, X_{ij}, T) &= \\ &= \frac{K(T)}{n+1} \left(\frac{3}{2} (\sigma'_{ij} - X'_{ij})(\sigma'_{ij} - X'_{ij}) \right)^{(n+1)/2} \\ &+ \frac{C(T)}{k+1} \left[\frac{3}{2} (X'_{ij} X'_{ij}) \right]^{(k+1)/2} \end{aligned} \quad (23)$$

avec la double règle de normalité :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \dot{X}'_{ij} = -h \frac{\partial \Omega}{\partial X_{ij}}. \quad (24)$$

Le calcul des autres fonctions thermodynamiques à partir de l'identification du pseudopotential de dissipation $\Omega(\sigma_{ij}, X_{ij}, T)$ telle sa fonction duale dite fonction de dissipation D ne pose pas de problème. Quant à l'énergie libre ψ qui est donnée *a priori* dans leur modèle par Chaboche [29] et Ponter [30], elle peut ici être explicitée directement, à partir de l'équation de h .

5. Synthèse et conclusion.

Nos mesures stationnaires du paramètre d'écrouissage h et de restauration r pour l'A5 confrontées à celles instantanées, c'est-à-dire effectuées dans les premiers instants du fluage par Nakashima et Yoshinaga [20] sur l'A99 donnent les mêmes lois d'évolution :

$$h = \frac{h_0(T)}{(X)^q} \quad \text{avec} \quad q = 1,2 \quad \text{et}$$

$$r = r_0(T)(X)^p \quad \text{avec} \quad p = 3,8.$$

Ce constat conforte notre développement thermodynamique antérieur [9], à savoir que dans un modèle standard généralisé d'écrouissage cinématique à un seul type de variables internes, r et h ne peuvent être fonction que des variables internes X_{ij} . En effet, lorsqu'on effectue les mesures dans l'état stationnaire (dans le but d'accroître leur fiabilité), les variables internes du matériau sont fixées ; l'approche expérimentale ne permet pas alors d'identifier les variables des fonctions r et h .

Ainsi, l'intérêt de l'étude réalisée réside principalement en une contribution à la mise au point d'expériences spécifiques permettant l'identification des paramètres nécessaires à la construction du modèle de comportement viscoplastique.

Cependant, soulignons que ce modèle n'est, pour le moment, opératoire que pour des chargements proportionnels (fluage uniaxial ou biaxial traction-torsion), dans une gamme de contraintes bien déterminée ($0 \leq \bar{\sigma} \leq 1,6 \times 10^7$ N/m²), et une plage de température relativement peu étendue (de 300 à 450 °C).

Dans ce cadre, le comportement de ce matériau peut apparaître comme relativement simple (par exemple : énergie d'activation apparente en fluage constante), en regard d'autres alliages industriels tels que le 17-12 Mo SPH [4, 12]. Delobelle [1] montre comment l'on peut enrichir les modèles afin de prendre en compte des situations plus complexes telles que des chargements hors phase [31, 32], des conditions de chargement anisotherme [33], des évolutions structurales [34]...

Enfin, une analyse rapide de l'effet de la pureté de l'alliage sur le modèle identifié, semble montrer que pour les impuretés usuelles tels que le fer et le silicium, les courbes de la vitesse de déformation de r , et h en fonction de la température inverse et les contraintes internes sont simplement translatées. Cela signifie que pour un aluminium de pureté différente, seules les constantes k_0 et c_0 seront à identifier à nouveau.

En particulier, les différentes énergies d'activation obtenues à contraintes internes fixées (Q_R , Q_r , $Q_{r/h}$) ont pu être reliées à des mécanismes microscopiques opératoires. En cohérence avec le glissement

dans les plans non compacts, le mécanisme microscopique observé pour ces alliages d'aluminium serait la

nucléation et la propagation de paires de décrochement sur les dislocations vis [23].

Bibliographie

- [1] DELOBELLE, P., *Rev. Phys. Appl.* **23** (1988) 1-61.
- [2] CAILLETAUD, G., Coll. GRECO G.D.E. (Aussois) janvier 1987.
- [3] BIROCHEAU, J., Thèse Doct. Ing., Besançon (1979).
- [4] DELOBELLE, P., Thèse de Doctorat d'Etat, Besançon (1985).
- [5] GERMAIN, P., N'GUYEN, Q. S. and SUQUET, A., *J. Appl. Mech. Trans. ASME* **50** (1983) 1010.
- [6] BIROCHEAU, J., BORNIER, L. and LEXCELLENT, C., *JEAS* **2** (1983) 131.
- [7] RICE, J. R., *J. Appl. Mech.* **37** (1970) 728.
- [8] LEXCELLENT, C., BIROCHEAU, J. and OYTANA, C., *Rev. Phys. Appl.* **17** (1982) 729.
- [9] LEXCELLENT, C., *Rev. Phys. Appl.* **19** (1984) 425.
- [10] DELOBELLE, P., OYTANA, C. and MERMET, A., *Rev. Phys. Appl.* **14** (1979) 933.
- [11] ASHLQUIST, L. N. and NIX, W. D., *Scripta Metall.* **3** (1969) 679.
- [12] DELOBELLE, P. and OYTANA, C., 4rd Int. Sem. SMIRT (Chicago) 29-30 August 1983.
- [13] LEMAITRE, J. and CHABOCHE, J. L., Ouvrage « Mécanique des matériaux solides » (Dunod) 1985.
- [14] ENDO, T., FUKUTOMI, H., MARUMO, N. and YOSHIDA, K., *J. Jpn. Inst. Met.* **47** (1983) 1.
- [15] SUN, C. Y. U., Ph. D. Thesis Univ. Illinois, U.S.A. (1971).
- [16] FUJIKAWA, S. I., HIRANO, K. I. and FUKUSHIMA, Y., *Met. Trans.* **9A** (1978) 1811.
- [17] OIKAWA, H. and SUGARAWA, K., *Scr. Metall.* **12** (1978) 85.
- [18] OIKAWA, H., NAKATA, M. and KARASHIMA, S., *Mat. Sci. Eng.* **60** (1983) 247.
- [19] NAKASHIMA, H., WATASE, M. and YOSHINAGA, H., *Trans. JIM* **27** (1986) 122.
- [20] NAKASHIMA, H. and YOSHINAGA, H., *Trans. JIM* **28** (1987) 644.
- [21] NAKATA, M. and OIKAWA, H., *Script. Metall.* **21** (1987) 209.
- [22] SAKURAI, S., ABE, K., YOSHINAGA, H. and MOROZUNI, S., *JIM* **42**(1986) 441.
- [23] HIRTH, J. P., *Physical Metallurgy* (North Holland Physics Publishing) chap. 18 (1983).
- [24] MITRA, S. K. and MCLEAN, D., *Proc. Roy. Soc.* **1** (1966) 295.
- [25] MITRA, S. K. and MCLEAN, D., *Metal Sci. J.* **1** (1967) 192.
- [26] CARRARD, M., Exposé colloque Plasticité 87 (EPF Lausanne) 1987.
- [27] CAILLARD, D. and MARTIN, J. L., *Rev. Phys. Appl.* **22** (1987) 169.
- [28] PONTER, A. R. S. and LECKIE, F. A., *Trans. ASME, J. Eng. Mat. Tech.* **98** (1976) 47.
- [29] CHABOCHE, J. L., Thèse de Doctorat d'Etat, ONERA, Paris (1978).
- [30] PONTER, A. R. S. and SCAIFE, J. A., Symp. IUTAM, Jean Mandel Memorial Symp. (Paris) 11-5 septembre 1986.
- [31] DELOBELLE, P. and LEXCELLENT, C., VI^e Symposium franco-polonais sur la Mécanique non linéaire (à paraître dans Archives of Mechanics) Villard de Lans (septembre 1987).
- [32] LEXCELLENT, C., thèse doct. ès sci. phys., Besançon F (1987).
- [33] BENALLAL, A. and BEN CHEIKH, A., Proc. 2nd Int. Conf. on Constitutive Laws. (Tucson, Arizona) 5-10 janvier 1987.
- [34] CAILLETAUD, G. and CHABOCHE, J. L., I.C.M.3 Eds K. J. Miller et R. F. Smith (Cambridge, England) 10-24 août 1979, **2** (1979) 23.