EFFETS NON LINÉAIRES DE LA RELAXATION DE BORDONI ET ÉVOLUTION DES CONTRAINTES INTERNES

C. Esnouf, J. Chicois, A. Hamel, R. Fougères, Gilbert Fantozzi

► To cite this version:

C. Esnouf, J. Chicois, A. Hamel, R. Fougères, Gilbert Fantozzi. EFFETS NON LINÉAIRES DE LA RELAXATION DE BORDONI ET ÉVOLUTION DES CONTRAINTES INTERNES. Journal de Physique Colloques, 1983, 44 (C9), pp.C9-665-C9-671. 10.1051/jphyscol:19839100 . jpa-00223333

HAL Id: jpa-00223333

<https://hal.science/jpa-00223333>

Submitted on 1 Jan 1983

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.

EFFETS NON LINÉAIRES DE LA RELAXATION DE BORDONI ET ÉVOLUTION DES CONTRAINTES INTERNES

C. Esnouf, J. Chicois, A. Hamel, R. Fougères et G. Fantozzi

Groupe d'Etudes de Métallurgie Physique et de Physique des Matériaux,
I.N.S.A., 69621 Villeurbanne Cedex, France*

Résumé - Nous avons étudié, dans le cas d'un aluminium 5N, l'évolution de la relaxation non linéaire de Bordoni en fonction de la température de recuit après déformation plastique. De ces résultats et de l'effet d'une contrainte statique sur le frottement intérieur, on déduit l'évolution des contraintes internes au cours du recuit. Cette évolution avec la température est similaire à celle observée sur des valeurs de contrainte interne obtenues par la méthode du dip-test, bien que les niveaux de contrainte observés soient différents.

Abstract - Evolution of non linear Bordoni relaxation has been studied as a function of annealing temperature of 5N aluminium plastically deformed. From these results and from the effect of applied stress on internal friction the evolution of internal stresses with annealing is deduced. This evolution is similar to this obtained by dip-test measurement although the stress levels are different.

I - INTRODUCTION

Dans une précédente étude [1], nous avons mis en évidence une corrélation entre les propriétés non linéaires de la relaxation de Bordoni et le niveau de contraintes internes mesurées directement par la méthode du dip-test. En fonction de l'amplitude de la déformation plastique préalable, nous avons observé un effet de la contrainte appliquée sur la hauteur du pic de Bordoni d'autant plus faible que le niveau de contrainte interne était moins élevé. Cependant, les niveaux des contraintes internes mesurés après déformation plastique et ceux de la contrainte appliquée permettant de remplir la condition de Paré, étaient différents d'environ un ordre de grandeur. La présente étude cherche à établir une corrélation entre contrainte interne et propriétés non linéaires de la relaxation de Bordoni dans le cas d'une restauration des contraintes internes par recuits successifs d'états préalablement déformés. L'expérimentation effectuée sur un même échantillon autorise à déduire des variations de frottement intérieur l'évolution des contraintes internes avec la température de recuit calculée à partir d'un modèle simple à deux puits. Il est alors possible d'établir une corrélation entre les niveaux de contrainte interne mesurés et calculés.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le matériau utilisé est l'aluminium de pureté 5N, les échantillons étant communs aux deux types d'essai : le dip-test et le frottement intérieur. Les mesures du décrément logarithmique ont été effectuées sur un pendule inversé automatique utilisant une fréquence de vibration proche de 1 hertz.

Tous les échantillons sont déformés en torsion bidirectionnelle de 0,5 % effectuée deux fois à 10 K ou à 300 K et subissent des recuits à températures variables.

* Laboratoire associé au C.N.R.S. n° 341

Pour chaque état, on procède à l'enregistrement des pics de Bordoni ($T \in 10-250$ K) avec une amplitude de sollicitation $\epsilon = 4,5 \cdot 10^{-6}$, puis l'opération est répétée en superposant à ϵ une contrainte statique σ_s de $3 \cdot 10^{-5} \mu$ (μ : module de cisaillement). Un exemple d'enregistrement est donné par la figure 2 : on reconnaît le pic de Niblett et Willes B_1 , situé vers 70 K, et le pic de Bordoni B_2 autour de 100 K. Un accroissement important de l'intensité de relaxation des deux pics est observé en présence de la contrainte σ_s . Afin de préciser exactement cet effet non linéaire, nous procédons à l'élimination du fond de frottement intérieur de la manière suivante : côté basse, puis haute températures de la relaxation de Bordoni, un fond δ_F est soustrait en choisissant une relation linéaire entre $\log \delta_F$ et $1/T$. Le rapport R entre les hauteurs du pic B_2 avec et sans la contrainte σ_s est alors calculé. Son évolution avec les traitements choisis est présentée par la figure 3. Pour les deux types de traitements, le rapport R croît avec la température de recuit, excepté pour la température de 415 K. Dans ce cas, les impuretés ont migré vers les dislocations, diminuant considérablement la hauteur du pic de Bordoni et rendant la mesure du rapport R assez imprécise. Globalement, on peut dire que le caractère non linéaire de la relaxation augmente avec la température de recuit.

III - ANALYSE DES RESULTATS

Comme cela a été discuté longuement dans la littérature [2,3,4/], le caractère non linéaire de la relaxation de Bordoni est essentiellement attribué au non respect de la condition de Paré. Si on considère le diagramme énergétique d'une ligne de dislocation dont le mouvement est thermiquement activé (Fig. 4a). La condition de Paré est respectée lorsqu'au moins les énergies correspondant aux deux premières positions sont égales. Cette condition peut être obtenue à l'aide des contraintes internes ou d'une contrainte statique. On notera σ_0 la contrainte de Paré permettant le respect de cette condition.

Deux situations sont alors rencontrées : celle figurée par la courbe 1 de la figure 4a où les contraintes sont inférieures à σ_0 et celle figurée par la courbe 2 où elles sont supérieures à σ_0 . La deuxième situation mène à un comportement linéaire de la relaxation vis à vis de la contrainte. L'intensité de relaxation est alors maximale et de l'ordre de $\Lambda l^2/10$ (Λ et l sont respectivement la densité et la longueur des dislocations). La première situation peut être modélisée en ne gardant que les deux premiers puits (Fig. 4b). En effet, la majorité des dislocations occupe les puits 0 ou 1, la probabilité d'occupation décroissant exponentiellement [3/ avec l'écart d'énergie $\delta E = E_D - E_G$ (ici $\delta E > 0$ pour toutes les vallées). E_D est l'énergie de la barrière dans le sens 0 vers 1 et E_G pour le sens inverse. Ce modèle simple permet le calcul de l'intensité de relaxation en fonction de l'écart δE en utilisant la théorie cinétique :

$$\frac{dn_0}{dt} = - \frac{dn_1}{dt} = k_{10}n_1 - k_{01}n_0 \quad \text{avec} \quad n_0 + n_1 = 1 \quad (1)$$

k_{01} et k_{10} sont les probabilités de saut de 0 vers 1 ou 1 vers 0, n_0 et n_1 les probabilités d'occupation ($k_{01} = k_0 \exp\left[-\frac{E_D}{kT}\right]$; $k_{10} = k_0 \exp\left[-\frac{E_G}{kT}\right]$; k (fréquence d'attaque de la dislocation)). A l'équilibre, c'est-à-dire en présence des seules contraintes internes σ_i , $\frac{dn_0}{dt} = 0$ et ainsi $n_0 = n_0^e = \frac{k_{10}}{k_{01} + k_{10}}$; $n_1 = n_1^e = \frac{k_{01}}{k_{01} + k_{10}}$.

En présence de la contrainte de mesure σ , les probabilités de saut sont modifiées : il suffit de remplacer $E_D(\sigma_i)$ par $E_D(\sigma_i + \sigma)$ (de même pour E_G), soit :

$E_D(\sigma_i) + \frac{\partial E_D}{\partial \sigma} \cdot \sigma$, dans l'hypothèse d'une variation linéaire de E_D , avec σ (ou volume d'activation constant) sur le domaine $[-\sigma_m, +\sigma_m]$ (σ_m : valeur maximale de σ).

Si on pose $\frac{\partial E_D}{\partial \sigma} = -v_D$ et $\frac{\partial E_G}{\partial \sigma} = +v_G$, les nouvelles probabilités de saut sont :

$$k'_{01} = k_0 \exp - \left(\frac{E_D(\sigma_i) - v_D \sigma}{kT} \right) \approx k_0 \exp - \left(\frac{E_D(\sigma_i)}{kT} \right) \left(1 + \frac{v_D \sigma}{kT} \right),$$

$$k'_{01} \approx k_{01} \left(1 + \frac{v_D \sigma}{kT} \right) \quad \text{et} \quad k'_{10} \approx k_{01} \left(1 - \frac{v_G \sigma}{kT} \right).$$

L'évolution des grandeurs n_0 et n_1 permet de connaître l'aire balayée A par les dislocations et donc la déformation ϵ_d associée :

$$\epsilon_d(t) = N A(t) b = \Lambda a b (n_1(t) - n_1^e) \quad (a : \text{distance entre les puits}) \quad (2)$$

Le système (1) et l'équation (2) permettent d'écrire :

$$\dot{\epsilon}_d = \Lambda a b \frac{v_D + v_G}{\tau'} \cdot \frac{\sigma}{kT} - \frac{\epsilon_d}{\tau}, \quad (3)$$

$$\text{où} \quad \frac{1}{\tau} = k'_{01} + k'_{10} \approx k_{01} + k_{10} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\tau'} = \frac{k_{01} k_{10}}{k_{01} + k_{10}}. \quad (4)$$

L'expression du déphasage entre la déformation totale $\epsilon(t) = \frac{\sigma}{\mu} + \epsilon_d$ et la contrainte donne le frottement intérieur sous la forme :

$$\delta = \pi \frac{\tau}{\tau'} \Lambda a b \frac{\mu b^3}{kT} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\omega : \text{pulsation}). \quad (5)$$

L'intensité de relaxation est alors proportionnelle au rapport τ/τ' , c'est-à-dire :

$$\delta \propto n_0 n_1^e = \frac{1}{2 \left(1 + \text{Ch} \frac{\sigma E}{kT} \right)}. \quad (6)$$

Cependant, les expressions de $E_D \approx 2W_k$ (énergie de création des doubles décrochements à l'origine du pic de Bordoni) et de $E_G \approx \sigma_i a b \ell$ (travail de la contrainte interne) montrent que :

$$\delta E \approx 2W_k - \sigma_i a b \ell \quad (7)$$

évolue avec σ_i , mais aussi la longueur des dislocations.

Maintenant, la superposition aux contraintes σ_i d'une contrainte statique σ_s fait que le rapport des intensités de relaxation s'écrit :

$$\frac{\delta_{\sigma_s}}{\delta_{\sigma_s=0}} = \frac{1 + \text{Ch}(\delta E/kT)}{1 + \text{Ch} \left(\left(\delta E - \sigma_s a b \ell \right) / kT \right)}. \quad (8)$$

Cette expression devrait décrire les phénomènes non linéaires observés, mais elle n'est valable qu'avec $\delta E > 0$, c'est-à-dire si $\sigma_i < \sigma_0$. Pour éviter cette limitation, il convient de tenir compte de la distribution des longueurs de dislocations donnée par la probabilité $n(\ell) d\ell = \frac{\ell}{\ell_0^2} \exp(-\ell/\ell_0) d\ell$, où ℓ_0 est la longueur moyenne de la distribution /5/. En posant : $\sigma_0 a b \ell_0 = 2W_k$, l'expression (7) devient :

$$\delta E = 2W_k \left(1 - \frac{\sigma_i \ell}{\sigma_0 \ell_0} \right),$$

avec $\omega\tau_0 \exp\left(\frac{2W_k}{kT_M}\right) = 1$ si T_M est la température du pic de Bordoni et τ_0 le terme proportionnel $\approx 10^{-11}$ s / 6/. Ainsi :

$$\frac{\delta E}{kT_M} \approx -23 \left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_0} \frac{\ell}{\ell_0} \right), \quad (9)$$

dans le domaine de 1 hertz et 1'intensité de relaxation, est alors proportionnelle à

$$F\left(\sigma_i/\sigma_0\right) = \frac{1}{2} \int f(x) \cdot x e^{-x} dx$$

sur le domaine $x = \frac{\ell}{\ell_0} \in [0, x_m = (\sigma_0/\sigma_i)]$, avec :

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= \frac{1}{1 + \text{Ch}\left[23\left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_0} x\right)\right]} & x < x_m \\ f(x) &= \frac{1}{4} & x > x_m \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Le rapport des intensités de relaxation avec et sans contrainte statique est ainsi donné par :

$$\mathcal{R} = F\left(\frac{\sigma_i + \sigma_S}{\sigma_0}\right) / F\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right). \quad (11)$$

Il est essentiellement fonction des contraintes interne et statique relatives à la contrainte de Paré σ_0 , elle-même déterminée par la longueur moyenne ℓ_0 . La figure 5 présente l'évolution de cette fonction F' .

Il convient à présent de l'utiliser en cherchant la valeur σ_i qui donne $\mathcal{R} = R$ (rapport expérimental). Cette recherche est effectuée pour différentes valeurs de σ_0 (ou ℓ_0) lorsque le produit $\ell_0\sigma_0 = 2W_k/ab \approx \frac{\mu b}{207}$ ($2W_k \approx 0,2$ eV) et lorsque $\sigma_S = 3.10^{-5}$ μ . Un exemple est présenté sur la figure 5.

L'ensemble des résultats est exposé sur la figure 6 pour quelques valeurs de ℓ_0 .

IV - DISCUSSION

L'examen de la figure 6 montre que les contraintes internes diminuent avec la température de recuit, indiquant une réorganisation du réseau de dislocations dès les premiers recuits. On constate également que les contraintes internes sont un peu plus faibles après une déformation à l'ambiante par rapport à une déformation à 10 K, suivie d'un recuit à l'ambiante.

La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus par la méthode du dip-test indique qu'ils sont globalement semblables. Cependant, quelques remarques peuvent être faites : le niveau de contraintes internes mesuré par frottement intérieur est plus faible à moins d'admettre l'existence de très courtes dislocations (ℓ_0 de l'ordre de quelques b). Compte tenu de l'importante intensité de relaxation mesurée ($\delta \approx 3.10^{-2}$), il semble que cela ne puisse être le cas. Les deux méthodes ne mettent donc pas en évidence les mêmes contraintes.

D'autre part, la valeur obtenue après recuit à 415 K est ici peu significative ; la longueur des dislocations y est très faible, le rapport σ_S/σ_0 également. La solution nécessite une connaissance très exacte de la fonction F , d'autant plus que l'écart σ_S/σ_0 est faible. L'examen de la fonction $f(x)$ (rel. 10) montre que la solution est surtout déterminée par les grandes valeurs de x , c'est-à-dire les grandes longueurs de la distribution et donc sensible à la forme de la distribution.

Enfin, il y aurait lieu de tenir compte d'une variation de la longueur moyenne ℓ_0 dès que σ_i évolue, mais le problème théorique est trop ardu.

V - CONCLUSION

Comme après écrouissage, on observe, dans le cas de recuits successifs d'état préalablement déformés, une évolution similaire des contraintes internes mesurées par la méthode du dip-test et celles déduites des propriétés non linéaires de la relaxation de Bordoni. Cependant, les niveaux mesurés sont ici encore très supérieurs à ceux que l'on peut déduire par calcul à partir d'hypothèses vraisemblables sur la longueur libre moyenne des dislocations. Cette différence de valeur accrédite l'idée selon laquelle les contraintes internes sont distribuées. En effet, la relaxation de Bordoni est due principalement aux dislocations de grandes longueurs et donc soumises aux contraintes internes les plus faibles alors que la méthode du dip-test donne une valeur moyenne de la distribution. Cependant, il faut noter qu'elles évoluent d'une manière similaire entre elles, aussi bien après écrouissage qu'après recuit.

REFERENCES

- /1/ CHICOIS J., HAMEL A., FOUGERES R., ESNOUF C., FANTOZZI G. and PEREZ J., Journal de Physique, colloque C5, supplémentaire n° 10, tome 42, octobre 1981.
- /2/ PARE V.K., Thèse Cornell University, Ithaca, N.Y., 1958.
- /3/ ESNOUF C., Thèse, Université Lyon 1, I.N.S.A., 1978.
- /4/ ESNOUF C. and FANTOZZI G., Phys. Stat. (a) 47, 201, 1978.
- /5/ KOEHLER J.S., Imperfections in nearly perfect crystals, J. Wiley, 197, 1969.
- /6/ FANTOZZI G., ESNOUF C., BENOIT W. and REICHIE J.G., Bordoni relaxation, Progress in Mat. Sci., 27, 311, 1982.

Fig. 2 : Spectres de frottement intérieur sans (1) et avec (2) la contrainte statique $\sigma_s = 3 \cdot 10^{-5} \mu$ (déformation à 10 K et recuit à 240 K, $\epsilon = 4,5 \cdot 10^{-6}$).

Fig. 3 : Evolution du rapport R au cours des recuits.
(● : déformation à 210 K
■ : déformation à 290 K).

Fig. 5 : Evolution de la fonction F avec la contrainte interne.

Fig. 6 : Evolution calculée des contraintes internes pour différentes longueurs moyennes.

(1) : 1666 b ; (2) : 1170 b ;
 (3) : 833 b ; (4) : 500 b ;
 (5) : 330 b ; (6) : 166 b ;
 (7) : 83 b.