

# Application d'un modèle unifié aux propriétés cycliques d'un acier inoxydable austénitique du type 17-12 SPH

P. Delobelle & C. Oytana

Laboratoire de Mécanique Appliquée, Faculté des Sciences et des Techniques, Besançon, France



**RESUME** : On présente l'extension et l'application d'un modèle viscoplastique unifié, développé sous sollicitation uniaxée (traction et fluage) et biaxée en traction-torsion, au cas des chargements cycliques unidimensionnels d'un acier inoxydable du type 17-12 SPH à 600°C. Ainsi on envisage successivement le cas des sollicitations cycliques à plusieurs niveaux entre déformations symétriques, la relaxation de la contrainte moyenne lors de l'imposition de petits cycles quasi-élastiques après pré-consolidation sur des grands cycles plastiques, le cyclage entre contraintes symétriques et enfin le rochet du cycle sous contrainte moyenne non nulle. On montre que globalement ce modèle prévoit assez bien les essais précités, hormis le rochet unidimensionnel, qui dans l'état actuel de l'identification est surestimé.

## 1 - INTRODUCTION

Ce modèle unifié développé par Delobelle (1985) s'inscrit dans le cadre général des modèles à variables internes (Halphen, Nguyen (1975)) (variables isotrope et cinématique) et ses principales caractéristiques peuvent se résumer comme suit :

- unicité de l'équation viscoplastique d'état (on ne considère qu'un seul type de déformation  $\dot{\epsilon}^V$ ), soit :

$$(1) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^V = (3/2) \dot{\epsilon}_0 \cdot f(\bar{\sigma} - \bar{\alpha}) \cdot (\sigma'_{ij} - \alpha'_{ij}) / (\bar{\sigma} - \bar{\alpha}),$$

avec  $f$  fortement non linéaire, ce qui permet de traduire les effets dépendant et quasiment indépendant du temps. On montre, Delobelle et Oytana (1984), que l'on peut écrire  $f$  sous la forme :

$$(2) \quad f = (N/\sigma_0^*)^{n^*(T)} \cdot \sinh(\bar{\sigma} - \bar{\alpha}/N)^{n^*(T)},$$

avec  $n^* = 3500/T - 1.8$  et  $\dot{\epsilon}_0 = (D_{Fe} Gb/kT)$ .  $D_{Fe}$  est le coefficient de diffusion du fer au sein de l'alliage et la valeur de  $\sigma_0^*$ , qui est une constante, lui est directement associée ;  $\sigma_0^* = 0.15 \text{ MPa}$ ,  $G$  est le module de cisaillement,  $b$  le vecteur de Burgers et  $k$  la constante de Boltzman. Dans les équations (1) et (2),  $\sigma'_{ij}$  et  $\alpha'_{ij}$  sont les composantes déviées des tenseurs  $\underline{\sigma}$  et  $\underline{\alpha}$  et  $\bar{\sigma} - \bar{\alpha}$  le second invariant du déviateur du tenseur  $\underline{\sigma} - \underline{\alpha}$  soit :

$$(3) \quad \bar{\sigma} - \bar{\alpha} = \{3/2 (\sigma'_{ij} - \alpha'_{ij})(\sigma'_{ij} - \alpha'_{ij})\}^{1/2}.$$

- La distinction entre grande déformation (macroviscoplasticité) et petite déformation (microviscoplasticité) s'effectue à l'aide d'un critère de charge-décharge (chargement actif ou passif) portant sur la variable

interne  $\alpha$  et relatif à une surface de charge exprimée dans l'espace des variables internes. Ainsi, dans l'état de microviscoplasticité, on a  $\alpha = \alpha_1$ , tel que  $\alpha_1$  présente un fort coefficient d'écroûissage  $h_m$  (petite déformation) et dans le cas inverse, on décompose  $\alpha$  selon deux composantes  $\alpha_2$  et  $Y$ , satisfaisant la condition de chargement,  $\alpha - \alpha_2 = Y$ , et tel que les coefficients d'écroûissage associés aux deux composantes vérifient l'inégalité :  $H\gamma + H\alpha_2 \ll h_m \cdot \alpha_2$  et  $Y$  sont deux variables cinématique et isotrope, dans l'espace des contraintes internes. L'organigramme de fonctionnement de ce modèle s'écrit donc :

i) Cas des macrodéformations :

$$(4) \quad \dot{\alpha}'_{1ij} = \alpha'_{1ij} \text{ si } \overline{\alpha_1 - \alpha_2} - Y = 0 \text{ avec } d(\overline{\alpha_1 - \alpha_2} - Y) = 0,$$

et avec les équations cinétiques, que nous évoquerons ultérieurement :

$$(5) \quad \dot{\alpha}'_{2ij} = \alpha_2(\dots), \dot{Y} = g(\dots) \text{ et } \alpha'_{1ij} = \alpha'_{2ij} + (Y/\dot{Y})(\dot{\alpha}'_{1ij} - \dot{\alpha}'_{2ij}).$$

Cette dernière équation résulte de l'équation de consistance écrite en (4).

ii) Cas des microdéformations :

$$(6) \quad \dot{\alpha}'_{1ij} = \alpha'_{1ij} \text{ si } \overline{\alpha_1 - \alpha_2} - Y < 0 \text{ et } \overline{\alpha_1 - \alpha_2} - Y = 0 \text{ avec } \dot{\alpha} < 0.$$

Dans ce cas les équations cinétiques sont données par :

$$(7) \quad \dot{\alpha}'_{1ij} = \alpha_1(\dots), \dot{\alpha}'_{2ij} = \alpha_2(\dots) \text{ et } \dot{Y} = g(\dots).$$

- Les effets du temps, permettant d'atteindre l'écoulement stationnaire, indifférent à l'état du système, sont pris en compte par les termes de restauration dans les lois d'évolution des variables internes.

- De nombreuses simulations ont été réalisées et il s'avère que ce modèle présente de multiples possibilités : description du fluage monotone, incrémental ou décremental, relaxation de contrainte, essais à vitesses imposées, effets intrinsèquement liés au temps (Delobelle (1985), Delobelle, Oytana (1986)).

## 2 - DIFFERENTES AMELIORATIONS PROPOSEES

Dans la présente note, nous abordons les problèmes liés aux sollicitations cycliques et nous traitons l'exemple d'un acier inoxydable austénitique (17-12 SFH) à  $T=600^\circ\text{C}$  et où les effets de la déformation et du temps sont intimement liés.

Les différents essais sont réalisés sur éprouvettes usinées dans une plaque de 30 mm d'épaisseur, hypere trempée depuis  $1200^\circ\text{C}$ . Aucun traitement ultérieur n'est réalisé. La composition en pourcentage pondéral est : C:0.028, Mn:1.88, S:0.001, P:0.028, Ni:12.46, Cr:17.31, Mo:2.44,  $N_2$ :0.077 et B:12ppm.

### 2.1 - Appréhension de la composante visqueuse $\sigma_v$ :

En une dimension (traction-compression) et pour un état macroviscoplastique, si l'on inverse l'équation (1) et en tenant compte des relations (2), (4) et (5), on a :

$$(8) \quad \sigma = \alpha_2 + Y + \sigma_v, \text{ avec } \sigma_v = N \left( \text{Arg sinh} \left( \frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\epsilon}_0} \left( \frac{\sigma_0^*}{N} \right)^{n^*} \right) \right)^{1/n^*},$$

où  $\sigma_v$  est la composante visqueuse. Ainsi, si  $N$  est une constante, pour  $\dot{\epsilon}_v$  fixée,  $\sigma_v$  l'est également. Pour éventuellement confirmer cette hypothèse (constance de  $N$ ), nous avons mesuré  $\sigma_v$  par la méthode de la relaxation inverse de Solomon (1969) qui constitue une extension de la méthode d'Ahlquist et Nix (1969) au cas des essais à vitesse imposée. Compte tenu de la complexité de la séquence expérimentale et de l'extrême faiblesse des perturbations à imposer, l'ensemble des essais a été réalisé sur

une machine électrodynamique asservie et pilotée par micro-ordinateur à partir du signal issu d'un extensomètre directement fixé sur l'éprouvette. On reporte sur la fig.1 l'évolution de  $\sigma_v$  avec la déformation rationnelle  $\epsilon_v$ , pour différents isothermes et une vitesse imposée de  $6.6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . On montre clairement que  $\sigma_v$  dépend de la température et est une fonction croissante de la déformation  $\epsilon_v$ . On remarque également que lorsque l'écoulement est stationnaire ( $650 \leq T \leq 850^\circ\text{C}$ ),  $\sigma_v$  est stable alors que la déformation cumulée croît, ce qui peut être modélisé en corrélant N à la fonction scalaire Y.

En normalisant l'évolution de  $\sigma_v$  par la contrainte d'écoulement  $\sigma_{ec}$ , pour la même déformation ( $\epsilon_v$ ), on montre que le rapport  $(\sigma_v(n\%)/\sigma_{ec}(n\%))$  est indépendant de la déformation et son évolution avec la température est reportée sur la fig.2. On constate que la viscosité passe par un minimum pour  $300 \leq T \leq 450^\circ\text{C}$  et qu'elle croît vers la température ambiante ainsi que vers les plus hautes températures ( $T \geq 600^\circ\text{C}$ ) où les effets de restauration liés au temps viennent se greffer aux effets de viscosité. En accord avec les observations de Goodman (1983), on montre que la viscosité à  $20^\circ\text{C}$  est sensiblement identique à celle mesurée à  $600^\circ\text{C}$ , ce qui explique le fluage basse température caractéristique de cet alliage.

En mesurant Y par la méthode de la perte de linéarité des boucles efforts-déformations, (que nous évoquerons ultérieurement) il est possible de corrélater simplement N à Y, soit :

$$(9) \quad N(T, \epsilon_v) = \beta(T) Y.$$

$\beta(T)$  est une fonction dépendant uniquement de la température et caractéristique de la physique des interactions entre défauts linéaires et ponctuels (Delobelle 1987, Schmidt et Miller 1981) (interaction dislocations-dislocations à moyenne distance et dislocations-défauts ponctuels à courte distance). Dans la suite de l'exposé nous ne nous intéresserons qu'à l'isotherme  $600^\circ\text{C}$ , donc  $\beta(T)$  se réduit à une constante.

## 2.2 - Relation entre les composantes $\alpha_2$ et Y :

Connaissant  $\sigma$  et  $\sigma_v$ , l'amplitude de  $\alpha_2$ , donc de Y (ou inversement,  $\sigma - \sigma_v = \alpha_2 + Y$ ) peut être déterminée par l'étude de la perte de linéarité, pour un offset fixé à  $5 \cdot 10^{-4}$  et de l'ordre des déformations microviscoplastiques, des boucles efforts-déformations lors d'une petite excursion en compression (effet Bauschinger) à différents stades de la déformation d'un essai de traction monotone (fig.3). Indépendamment de la température, l'analyse des signaux révèle que la non linéarité se produit toujours au voisinage de  $\sigma = 0$ , ce qui tend à démontrer que durant un essai monotone on a la propriété  $\alpha_2 \approx Y$  (fig.3). Durant un essai cyclique entre déformations symétriques imposées et indépendamment de l'amplitude du cyclage, cette propriété se conserve au cours de la consolidation cyclique, ce qui conduit à une augmentation progressive de  $\alpha_2$  avec Y. Sur la fig.4, on illustre cette propriété en remarquant que la valeur du cycle stabilisé  $\alpha_2^{stab}$  en fonction de l'amplitude de la déformation ( $\Delta\epsilon/2$ ) est nettement supérieure à celle obtenue au premier quart de cycle, la non linéarité se produisant toujours au voisinage de  $\sigma = 0$ . Les points issus d'expériences réalisées à EDF et à l'ONERA (Nouailhas 1985) corroborent cette observation (fig.4). D'autre part, l'analyse du module plastique tangent pour une déformation fixée montre clairement qu'il augmente continuellement avec la consolidation. Ces différentes constatations peuvent être traduites par un couplage au niveau des lois d'évolution des variables  $\alpha_2$  et Y ; la valeur asymptotique de  $\alpha_2$  devant être assujettie aux variations de Y, ce qui est réalisé en remplaçant dans le modèle initial de Delobelle (1985), la valeur à saturation  $\alpha_2^{sat}$  de l'écrouissage cinématique non linéaire à mémoire évanescence (Châboche 1978) par Y. En unidimen-

sionnel (eq. 5 et 7) les deux équations cinétiques complètes s'écrivent:

$$(10a) \quad \dot{\alpha}_2 = p_3 (Y \dot{\epsilon} - \alpha_2 |\dot{\epsilon}|) - p_3 R_3 |Y - \alpha_2| |\alpha_2 - \alpha_{02}|^L \text{sign} (\alpha_2 - \alpha_{02}),$$

(écrouissage cinématique non linéaire avec restauration tel que  $\alpha_2(0)=0$ ),

$$(10b) \quad \dot{Y} = p_2 (Y^{sat} - Y) (|\dot{\epsilon}| - R_2 |Y - Y_{00}|)^L \text{sign} (Y - Y_{00})$$

(écrouissage isotrope avec restauration et tel que  $Y(0)=Y_0$ ).

Dans les équations (10),  $R_2$  et  $R_3$  sont des constantes thermiquement activées,  $p_2$  et  $p_3$  peuvent éventuellement dépendre de la température et  $\alpha_{02}$ ,  $Y_{00}$  sont les valeurs maximales non restaurables des variables  $\alpha_2$  et  $Y$  (Delobelle, Oytana 1986).

### 2.3 - Essais cycliques à niveaux croissants

Les essais cycliques à plusieurs niveaux croissants réalisés à EDF, à l'ONERA (Nouaillhas 1985) et au laboratoire (Delobelle 1987), montrent que la contrainte au cycle stabilisé croît fortement avec l'amplitude de la déformation totale imposée, d'où la courbe de consolidation cyclique  $(\Delta\sigma/2) = f(\Delta\epsilon_v/2)$ , fig.4. Pour des niveaux de déformation successivement croissants, il se développe systématiquement à chaque incrémentation une nouvelle phase de consolidation conduisant à une nouvelle valeur stabilisée (Chaboche, Dang-Van, Cordier (1979), Delobelle (1987)). A l'aide de la formulation (10) il n'est pas possible de décrire correctement la courbe cyclique, ni même l'activation de la consolidation à un second niveau de déformation après stabilisation préalable. En effet, en omettant les termes de restauration dans le système (10), la contrainte au cycle stabilisé s'écrit :

$$(11) \quad \frac{\Delta\sigma}{2} = Y^{sat.} + \alpha_2^{stab.} + \sigma_v = Y^{sat.} (1 + \tanh p_3 \left(\frac{\Delta\epsilon_v}{2}\right)) + \sigma_v.$$

De plus, pour décrire correctement la très forte non linéarité initiale des courbes de traction monotone ainsi que la forme des cycles, il est nécessaire de prendre  $p_3$  assez grand ( $p_3 \approx 700$ ), donc l'équation (11) tend rapidement avec la déformation vers  $\Delta\sigma/2 = 2Y^{sat.} + \sigma_v$ , ce qui ne permet pas de décrire la courbe cyclique. Pour appréhender correctement les deux phénomènes précités, il faut donc faire dépendre  $Y^{sat.}$  d'une fonction simple du maximum de l'amplitude de la déformation imposée:  $Y^{sat.} = G(\text{Max} |\dot{\epsilon}|)$ . En suivant l'approche de Chaboche et coll. (1979) et Ohno (1982), on postule l'existence d'une surface de non écrouissage  $F$  telle que :

$$(12) \quad F = \left\{ \frac{2}{3} (\epsilon_{ij}^v - \xi_{ij}^v) (\epsilon_{ij}^v - \xi_{ij}^v) \right\}^{\frac{1}{2}} - q < 0.$$

Cette surface a pour centre  $\xi_{ij}^v$ , pour rayon  $q$ , et à l'exemple des surfaces seuils plastiques,  $F$  ne peut évoluer que si  $\epsilon_{ij}^v$  est sur la frontière, ce qui s'exprime par la relation de consistance  $F = \dot{F} = 0$ . A l'intérieur de cette surface  $\dot{q} = 0$ . Si  $n_{ij}$  et  $n_{ij}^*$  sont respectivement les normales extérieures aux surfaces équipotentielles (espace des contraintes) et à  $F$  (espace des déformations), on pose d'une façon générale :

$$(13) \quad \dot{q} = \eta H(F) \langle n_{ij} n_{ij}^* \rangle \dot{V} - (1 - H(F)) \varphi q \dot{V}.$$

Dans la relation (13),  $\eta$  et  $\varphi$  sont des constantes,  $\dot{V} = \sqrt{2/3} (\dot{\epsilon}_{ij}^v \dot{\epsilon}_{ij}^v)^{\frac{1}{2}}$ ,  $H(F)$  est la fonction d'Heaviside et  $\langle x \rangle = x$  si  $x \geq 0$  et  $\langle x \rangle = 0$  si  $x < 0$ . Le premier membre de l'équation (13) correspond à la croissance du paramètre de mémoire  $q$  et le second à son évanescence progressive lors du retour à des petits cycles.  $\xi_{ij}^v$  est calculable à partir de l'équation de consistance  $F = \dot{F} = 0$ .

Dans le cas uniaxé qui nous intéresse présentement et pour un chargement cyclique ( $H(F)=1$ ) la relation (13) se réduit à :  $q = \eta V$  (14). Le paramètre

$\eta$ , tel que  $0 \leq \eta \leq 0.5$  produit une certaine progressivité dans l'établissement de la mémoire (Ohno 1982) et si  $\eta=0.5$ , la mémoire est établie au premier quart de cycle, d'où  $q = (\Delta \epsilon_v^{\max} / 2)$ . Nous adoptons cette possibilité qui conduit à une solution analytique de la courbe de consolidation cyclique, tout en sachant qu'en réalité  $\eta$  est beaucoup plus faible. Il reste à relier la mémoire  $q$  à  $Y^{\text{sat}}$ , ce qui est simplement réalisé en écrivant :

$$(15) \quad Y^{\text{sat}} = 2\eta\mu(Y_{(\infty)}^{\text{sat}} - Y^{\text{sat}}) \quad \text{à avec } Y_{(0)}^{\text{sat}} = Y(0) = Y_0.$$

La relation (15) est facilement intégrable et avec  $\eta = 1/2$  tout en tenant compte de (14) et de ce que  $p_3$  est grand, la courbe cyclique est donnée par :

$$(16) \quad \frac{\Delta \sigma}{2} \approx 2 Y_{(\infty)}^{\text{sat}} \left(1 - \exp - \mu \frac{\Delta \epsilon_v^{\max}}{2}\right) + \sigma_v.$$

En conclusion, ce modèle est formé des équations (1) à (7), (9), (10), (12), (13) et (15).

### 3 - PREVISIONS DU MODELE VIS A VIS DES EFFETS CYCLIQUES

- Sur les fig.3 et 4 on montre les prévisions du modèle vis-à-vis de l'évolution avec la déformation  $\epsilon_v$  (ou  $(\Delta \epsilon_v / 2)$ ), de la contrainte  $\sigma$  (ou  $(\Delta \sigma / 2)$ ), de la contrainte interne  $\alpha_2$  (ou  $\alpha_2^{\text{stab}}$ ) et de la composante visqueuse  $\sigma_v$  durant des essais monotones (fig.3) ou cycliques (fig.4) à 600°C. La corrélation expérience-calcul est assez bonne. De même, sur les fig.5,6,7 où l'on représente l'évolution des différentes variables au cours d'un essai de consolidation cyclique,  $\sigma$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_2^{\text{stab}}$ ,  $Y$ ,  $Y_{00}$  et  $\alpha_1$  (en première approximation on a pris pour  $\alpha_1$  une cinétique de type Prager,  $\dot{\alpha}_1 = h_m \dot{\epsilon}_v$ , avec  $h_m$  très supérieur au module d'Young, d'où  $\alpha_1 \approx \sigma$ ), on constate que conformément à l'expérience la perte de linéarité se produit au voisinage de  $\sigma=0$  et que le module tangent pour une déformation fixée augmente au cours de la consolidation.

- En ce qui concerne les essais de relaxation de contrainte moyenne réalisés au sein du groupe de travail "GIS rupture à chaud" (Engel 1985) et qui consiste à consolider le matériau sur des grands cycles symétriques  $((\Delta \epsilon_v / 2) = + 0.6\%)$  jusqu'à une contrainte fixée, puis ensuite de réaliser des petits cycles quasi-élastiques tout en conservant la borne supérieure de la déformation, le modèle prévoit correctement ce phénomène de relaxation, ce dont on peut s'apercevoir sur la fig.8 qui reporte l'amplitude relaxée  $\Delta \sigma_{\text{rel}}$  en fonction du nombre de cycle  $N$ . En fait, il s'agit d'un phénomène purement visqueux, la contrainte sortant de la surface charge-décharge chaque fois que l'on atteint la borne supérieure de la déformation, d'où le fluage  $\epsilon_v = f(N)$  (fig.8) et par voie de conséquence la relaxation de la contrainte. Conformément à l'expérience, la relaxation est d'autant plus grande que la contrainte initiale est élevée, ceci n'étant que le reflet de la croissance de la composante visqueuse avec la variable  $Y$  (eq.9). En l'absence de restauration sur la variable  $\alpha_1$ , lorsque  $N \rightarrow \infty$ , l'amplitude maximale relaxée doit tendre vers la valeur de la composante visqueuse  $\sigma_v$  correspondant à la contrainte initiale, ce qui peut être proche de la réalité (fig.8).

- En ce qui concerne les propriétés cycliques entre contraintes dissymétriques ( $\sigma_{\text{Max}}$  et  $\sigma_{\text{min}}$ ), on peut montrer à l'aide des eq.8, 9 et 10, en faisant abstraction de la restauration que le pas  $\delta \epsilon$  du rochet par cycle s'exprime par :

$$(17) \quad \delta \epsilon = \frac{1}{p_3} \ln \left( \frac{Y^2 + (\sigma_{\text{min}} + Y + \sigma_v)^2}{Y^2 + (\sigma_{\text{Max}} - Y - \sigma_v)^2} \right) \quad \text{avec } \sigma_v = \beta Y \left( \frac{\epsilon_v}{\epsilon} \left( \frac{\sigma_0^*}{Y} \right)^{n^*} \right)^{1/n^*}$$

En accord avec l'expérience,  $\delta\epsilon=0$  si  $\sigma_{\min} = -\sigma_{\max}$ , cyclage symétrique sans contrainte moyenne. Un exemple de calcul est reproduit sur la fig.9 et l'on peut montrer que  $p_3$  permet de régler la décroissance de la largeur du cycle. En chargement non symétrique, d'après (17), le rochet se produit dès que la contrainte moyenne est non nulle, l'accommodation étant obtenue ( $\delta\epsilon=0$ ) lorsque  $(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/2 = Y + \sigma_v$ . L'avantage du couplage des variables réalisé dans les eq.(10), est qu'au cours de la déformation progressive  $Y$  et  $\sigma_v$  croissent au détriment de  $\alpha_2$  qui décroît, ce qui crée une très nette diminution du pas du rochet à chaque cycle (fig.10) conduisant éventuellement à l'accommodation. D'autre part  $q$  augmente avec  $V$  (eq.14), ce qui permet de faire croître plus rapidement  $Y$ , donc de diminuer encore plus fortement  $\delta\epsilon$ . Les constantes  $p_3$  et  $\eta$  ont un rôle prépondérant dans l'ajustement des courbes de déformation cumulée de rochet et le facteur vitesse est pris en compte par la composante visqueuse  $\sigma_v$ . Par rapport aux modèles unifiés qui ne présentent pas de couplage au niveau des variables (Nouailhas 1987) et qui surestiment très fortement la déformation progressive, nos prévisions sont plus réalistes mais, dans l'état actuel de l'identification, surestime encore la déformation d'un facteur 2 au bout de 50 cycles (fig.10). Cependant l'optimisation de  $p_3$  et  $\eta$  n'est pas encore réalisée, ce qui laisse quelques latitudes d'ajustement.

#### 4 - CONCLUSIONS

On vient de montrer que moyennant quelques modifications, justifiées expérimentalement, sur l'évolution de la composante visqueuse, le couplage des variables  $\alpha_2$  et  $Y$ , et l'existence d'une surface de non écrouissage  $F$ , qu'il était possible avec le modèle développé par Delobelle (1985) de décrire assez fidèlement de nombreux comportements cycliques, seul le rochet 1D n'étant pas encore optimisé. Ce dernier point est actuellement en cours d'étude ainsi que le rochet 2D de traction-torsion (Delobelle, L'excellent, Oytana 1987).

#### REFERENCES:

- AHLQUIST, C.N. et NIX, W.D. 1969. A technique for measuring mean internal stress during high temperature creep. Scripta Met.3,679
- . CHABOCHE, J.L. 1978. Description thermodynamique et phénoménologique de la viscoplasticité cyclique avec endommagement. Thèse Etat, Paris (Fr)
- . CHABOCHE J.L., DANG-VAN K. et CORDIER G. 1979. Modelisation of the strain memory effect on the cyclic hardening of 316 stainless steel. SMIR V, Division L, Berlin
- . DELOBELLE P. 1985. Etude en contraintes biaxiales des lois de comportement d'un acier inoxydable du type 17-12 SPH. Modélisation et identification. Thèse Etat, Besançon, France
- . DELOBELLE P. et OYTANA C. 1984. Experimental study of the flow rules of a 316 stainless steel at high and low stresses. Nucl. Eng. Design, 83,333
- . DELOBELLE P. et OYTANA C. 1986. Etude des lois de comportement à haute température en "plasticité-fluage", d'un acier inoxydable austénitique (17-12 SPH) J. of Nucl. Mat. 139, 204.
- . DELOBELLE P. 1987. Rapport intermédiaire contrat EDF, à publier.
- . DELOBELLE P., LEXCELLENT C. et OYTANA C. 1987. Non proportional loading tests, tensile-torsion ratchetting at elevated temperature, of a 17-12 SPH austenitic stainless steel. ICM V. 3-6 June, Beijing, China
- . ENGEL J.J. 1985. Lois de comportement des aciers inoxydables en chargements combinés plasticité-fluage en uniaxial et multiaxial. Réunion GIS, étude 2B

. GOODMAN A.M. 1983. 4th Int. Sem. on Inel. Anal. and Life Pred. in High Temp. Env., 29-30 August Chicago, G. Baylac et E. Krempl  
 . HALPHEN B. et NGUYEN S. 1975. Sur les matériaux standards généralisés. J. Mec. vol.14, 1, 39  
 . NOUAILHAS D. 1985. Modelisation macroscopique du comportement viscoplastique et des effets de vieillissement des aciers inoxydables. Rapport technique ONERA n°57/1765  
 . NOUAILLAS D. 1987. A viscoplastic modelling applied to stainless steel behaviour. 2ème Int. Conf. on Const. Laws for Eng. Mat. Tucson (USA). 5.8, January  
 . OHNO, N.1982. A constitutive model of cyclic plasticity with non hardening strain region. J. of Appl. Mech, 49, 721  
 . SCHMIDT C.G. et MILLER A.K. A unified phenomenological model for non elastic deformation of type 316 stainless steel. Part I and II. Res.Mech. 3, 109  
 . SOLOMON A.A. 1969. New techniques and apparatus for examining the elevated temperature deformation of metals, Rev. Sci. Instr.40, 1025.

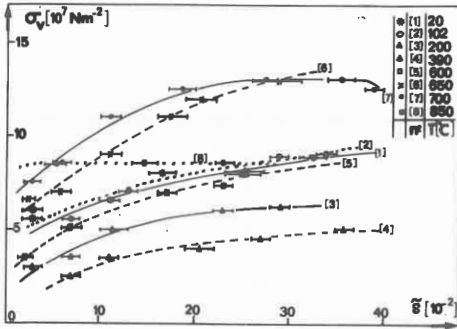


FIGURE 1 : Composante visqueuse  $\sigma_v$  fonction de  $\epsilon$ , pour différents isothermes

FIGURE 3 : Essai monotone :  $\sigma$ ,  $\sigma_v$ ,  $\alpha_2$  et Y en fonction de  $\epsilon$ .

FIGURE 4 : Monotone et cyclique :  $\sigma$ ,  $\frac{\Delta\sigma}{2}$ ,  $\alpha_2^{stab}$ ,  $\alpha_v$  fonction de  $\epsilon$  ou  $\frac{\Delta\epsilon}{2}$ .

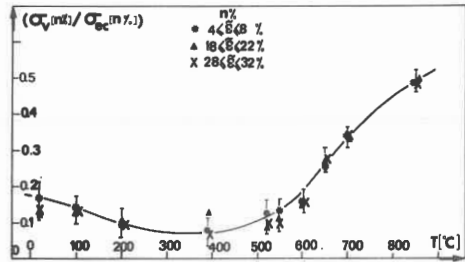
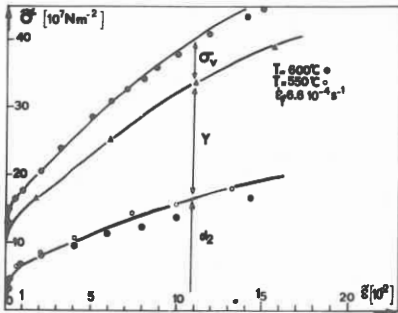
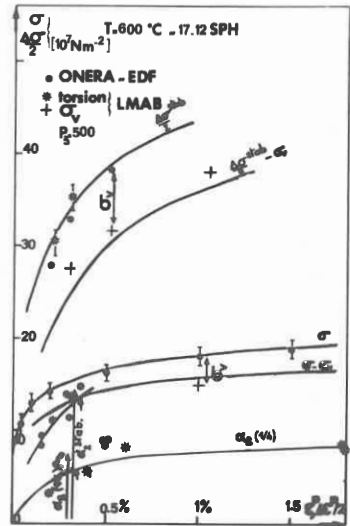
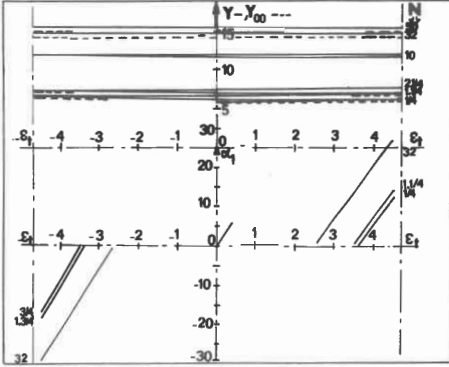
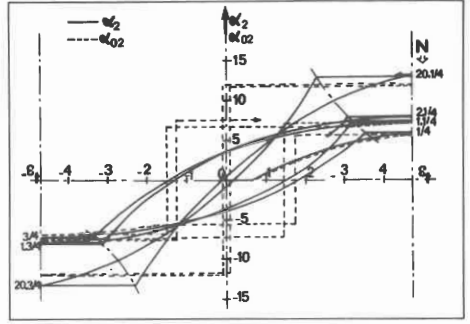
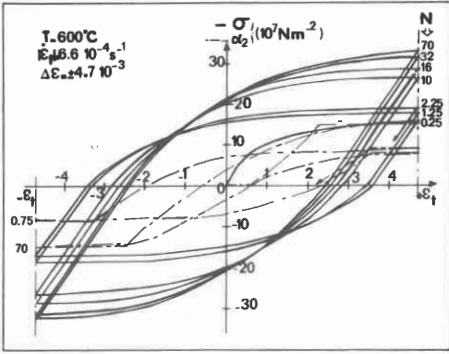


FIGURE 2 : Evolution de  $(\sigma_v / \sigma_{ec})$  en fonction de T.





FIGURES 5,6,7 : Exemple de calcul de l'évolution de  $\sigma$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_{02}$ ,  $Y$ ,  $Y_{00}$  et  $\alpha_1$  au cours de la consolidation cyclique.

FIGURE 9 : Consolidation cyclique entre contrainte  $\sigma_1$

FIGURE 8 : Relaxation de la contrainte moyenne  $\Delta\sigma_{rel}$  associée au fluage  $\epsilon_v^{rel}$  avec le nombre de cycle  $N$ .

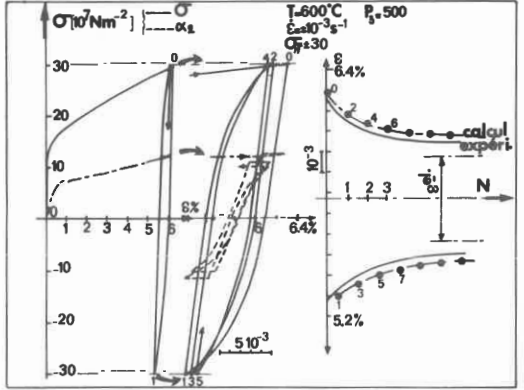
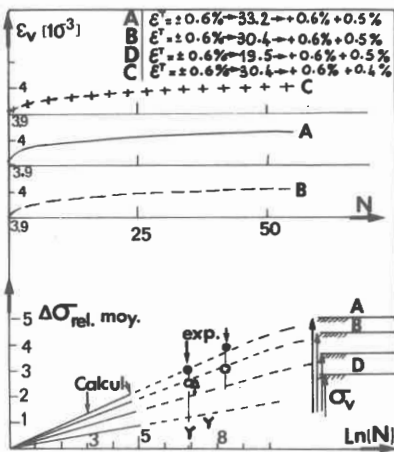


FIGURE 10 : Rochet du cycle pour une contrainte moyenne non nulle (influence de  $p_3$ ).

