

Etude de l'effet rochet de traction-torsion à haute température d'un acier inoxydable austénitique

P. DELOBELLE ET C. LEXCELLENT (BESANÇON)

ON PRÉSENTE un ensemble assez complet de résultats d'expériences bidimensionnelles de rochet de traction-torsion obtenus sur des éprouvettes tubulaires d'acier inoxydable 17-12 Mo SPH. La séquence expérimentale consiste en l'application d'une faible contrainte axiale de traction σ_{zz} et puis en la superposition d'un signal triangulaire symétrique de déformation de torsion $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$. On montre: (1) l'influence de la température ($20^\circ \leq T^\circ\text{C} \leq 650^\circ\text{C}$) et de la vitesse de cisaillement imposée sur la déformation axiale cumulée (l'accommodation n'a jamais été obtenue); (2) l'existence de rochet négatif lors d'un décretement de contrainte axiale $\Delta\sigma$; (3) l'effet d'un incrément de déformation de torsion imposé. Il apparaît systématiquement à chaque niveau une consolidation cyclique associée à une nouvelle phase transitoire d'écoulement axial débouchant sur une zone d'écoulement stationnaire; (4) l'évolution de la contrainte de torsion $\sigma_{z\theta}^{\text{max}}$ avec $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$: si la viscosité est normale entre 0 et 200°C et au-dessus de 550°C , elle apparaît comme inverse entre 300 et 500°C . L'accord qualitatif avec un modèle unifié à variables internes développé au L.M.A., semble réalisé. La comparaison quantitative est en cours d'étude.

Представлено obszerny zbiór wyników badań doświadczalnych dwuwymiarowych akumulacji odkształceń cyklicznych w próbie rozciągania ze skręcaniem, przeprowadzonych na cienkościennych próbkach cylindrycznych wykonanych ze stali nierdzewnej 17-12 MO SPH. Sposób wykonania doświadczenia polega na przyłożeniu najpierw do próbki małego osiowego naprężenia rozciągającego σ_{zz} , a następnie nałożenia trójkątnego symetrycznego sygnału deformacji odpowiadającej skręcaniu $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$. Przedstawiono: 1) wpływ temperatury ($20^\circ \leq T^\circ\text{C} \leq 650^\circ\text{C}$) i założonej prędkości ścinania na łączne odkształcenie osiowe (nie osiągnięto przystosowania); 2) istnienie ujemnej akumulacji odkształceń cyklicznych przy ubytku naprężenia osiowego; 3) efekt przyrostu założonej deformacji skręcania prowadzący do cyklicznej konsolidacji związanej z nową fazą płynięcia osiowego; 4) ewolucję naprężenia skręcającego w funkcji prędkości ścinania; jeżeli lepkość jest normalna w temperaturach od 0 do 200°C i powyżej 550°C , to pojawia się jako przeciwna między 300 i 500°C . Wydaje się, że otrzymano jakościową zgodność z ujednoczonym modelem ze zmiennymi wewnętrznymi, rozwijanym w Laboratorium Mechaniki Stosowanej w Besançon. Porównanie ilościowe jest obecnie badane.

Представлена обширная совокупность результатов экспериментальных исследований двумерных аккумуляций циклических деформаций в испытании растяжения со скручиванием, проведенных на тонкостенных цилиндрических образцах, изготовленных из нержавеющей стали 17-12 MO SPH. Способ проведения эксперимента заключается в приложении сначала к образцу малого осевого растягивающего напряжения b_{zz} , а затем наложения трехугольного симметричного сигнала деформации, отвечающей скручиванию $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$. Представлены: 1) влияние температуры ($20^\circ \leq T^\circ\text{C} \leq 650^\circ\text{C}$) и заложенной скорости сдвига на суммарные осевые деформации, приспособление не достигнуто; 2) существование отрицательной аккумуляции циклических деформаций, при уменьшении осевого напряжения; 3) эффекты прироста заложенной деформации скручивания, приводящего к циклической консолидации, связанной с новой фазой осевого течения; 4) эволюция скручивающего напряжения в функции скорости сдвига; если вязкость нормальна в температурах от 0 до 200°C и свыше 550°C , то появляется как противоположна между 300 и 500°C . Кажется, что получено качественное совпадение с общей моделью с внутренними переменными, развиваемой в Лаборатории Прикладной Механики в Бесансон. Количественное сравнение сейчас исследуется.

Nomenclature

Contraintes multiaxiales

- σ_{ij} composantes du tenseur des contraintes appliquées,
 $\sigma_{zz}, \sigma_{z\theta}$ composantes de traction et de torsion du tenseur des contraintes,
 σ'_{ij} composantes du déviateur des contraintes: $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - (\delta_{ij}/3)\sigma_{kk}$,
 X_{ij} composantes du tenseur des contraintes internes déterminées par l'extension de la méthode des décrets de contrainte d'Ahlquist et Nix,
 $X_{zz}, X_{z\theta}$ composantes de traction et de torsion du tenseur des contraintes internes \bar{X} ,
 X'_{ij} composantes du déviateur du tenseur \bar{X} , $X'_{ij} = X_{ij} - (\delta_{ij}/3)X_{kk}$,
 $\bar{\sigma}$ contrainte équivalente au sens de Mises: $\bar{\sigma} = \left\{ \frac{3}{2}(\sigma'_{ij}\sigma'_{ij}) \right\}^{1/2}$, soit en traction-torsion: $\bar{\sigma} = \{ \sigma_{zz}^2 + 3\sigma_{z\theta}^2 \}^{1/2}$,
 $\overline{\sigma - X}$ contrainte effective équivalente: $\overline{\sigma - X} = \left\{ \frac{3}{2}(\sigma'_{ij} - X'_{ij})(\sigma'_{ij} - X'_{ij}) \right\}^{1/2}$, soit en traction-torsion: $\overline{\sigma - X} = \{ (\sigma_{zz} - X_{zz})^2 + 3(\sigma_{z\theta} - X_{z\theta})^2 \}^{1/2}$,
 \bar{X} contrainte interne équivalente au sens de Mises: $\bar{X} = \frac{3}{2} X'_{ij} X'_{ij} \Big\}^{1/2}$,
 soit $\bar{X} = \{ X_{zz}^2 + 3X_{z\theta}^2 \}^{1/2}$,
 $\overline{X_1 - X_2}$ frontière de charge-décharge dans l'espace des variables internes; $\overline{X_1 - X_2} = \left\{ \frac{3}{2}(X'_{1ij} - X'_{2ij})(X'_{1ij} - X'_{2ij}) \right\}^{1/2}$,
 X_{1ij}, X_{2ij} composantes de l'écroutissage cinématique,
 Y variable interne scalaire isotrope,
 X_{02ij}, Y_0 valeurs maximales non restaurables des variables X_{2ij} et Y ,
 Y^{sat} valeur à saturation de la variable isotrope Y ,
 $X_{2(\infty)}^{sat}$ valeur à saturation de la variable X_2^{sat} , qui est elle-même la valeur asymptotique de la variable X_{2ij} ,
 σ_v composante visqueuse, soit en multiaxé: $\sigma_v = \overline{\sigma - X}$,
 $\Delta\sigma_v$ variation du seuil d'écoulement après vieillissement sous contrainte ou à contrainte nulle pendant un temps t_v ,
 $\Delta\sigma_{zz}$ variation de la contrainte axiale σ_{zz} ,
 $\sigma_{z\theta}^{max}, \sigma_{z\theta}^{min}, \sigma_{z\theta}^{stab}$ respectivement la contrainte de torsion maximale, minimale et aux cycles stabilisés,
 $R^{*(l)}$ variable interne isotrope que l'on associe aux interactions dislocations — défauts ponctuels.

Déformations multiaxiales

- ε_{ij} composantes du tenseur des déformations,
 $\varepsilon_{zz}, \varepsilon_{z\theta}$ déformations axiale et de cisaillement,
 $\Delta\varepsilon_{z\theta}^T$ amplitude de déformation imposée lors d'un chargement cyclique,
 $\Delta\theta^T$ angle de torsion imposé,
 $\delta\varepsilon_{zz}$ pas du rochet par cycle,
 $\bar{\varepsilon}$ déformation équivalente au sens de Mises: $\bar{\varepsilon} = \left\{ \frac{2}{3}(\varepsilon_{ij}\varepsilon_{ij}) \right\}^{1/2}$, soit en traction-torsion: $\bar{\varepsilon} = \left\{ \varepsilon_{zz}^2 + \frac{4}{3}\varepsilon_{z\theta}^2 \right\}^{1/2}$,
 $\dot{\varepsilon}_{ij}$ composantes du tenseur des vitesses de déformation,
 $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ vitesse de déformation de cisaillement imposée,
 ε_{zz} vitesse de déformation cumulée de rochet,
 ξ_{ij} composantes de la translation de la surface de non écroutissage G ,
 q rayon (isotrope) de la surface de non écroutissage G .

Autres paramètres

- n, m, n^* exposants,
- t temps,
- t_v temps de vieillissement,
- T période,
- T^0 température,
- N_c nombre de cycle,
- H_y, H_{x2}, h_m paramètre d'écrouissage.

Il apparaît également d'autres quantités qui sont définies dans le texte.

1. Introduction

LE BUT DU PRÉSENT article est l'étude expérimentale du phénomène de rochet en traction-torsion, essai non proportionnel particulièrement riche en informations et très peu étudié. Nous confrontons qualitativement les différentes observations expérimentales à un modèle viscoplastique unifié à variables internes développé par P. DELOBELLE et C. OYTANA [1, 2] et [3].

La séquence expérimentale pour le début des tests reportés (les 600 premiers cycles environ) consiste en l'application d'une faible contrainte axiale de traction ($\sigma_{zz} = 50$ MPa) et en la superposition d'une déformation cyclique d'amplitude maximale constante ($\Delta \epsilon_{z\theta}^T / 2 = \pm 0.35\%$, $\Delta \theta^T = \pm 4^\circ$) avec une vitesse fixée ($\dot{\epsilon}_{z\theta}^T = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), ce qui à une période T égale à 300s.

La réponse du système est évidemment, la déformation axiale ϵ_{zz} ($\delta \epsilon_{zz}$ déformation de rochet par cycle) et $\sigma_{z\theta}$ (contrainte de torsion).

2. Méthodes expérimentales

Les éprouvettes d'acier inoxydable 17-12 Mo-SPH (316 L) sont obtenues à partir de lopins découpés dans une tôle de 30 mm d'épaisseur, hypereffluant depuis 1200°C. La composition pondérale de cet acier à bas carbone et azote est la suivante:

C	S	P	Si	Mn	Ni	Cr	Mo
< 0.03	< 0.001	< 0.021	0.44	1.084	12.3	17.54	2.47
N	B	Co	Cu	Ti	Nb	Al	Ta
0.075	0.001	0.15	0.175	< 0.005	0.015	0.100	—

Aucun traitement thermique n'est réalisé après l'usinage de l'éprouvette de façon à préserver sa bonne géométrie. Nous adoptons une forme tubulaire de 1 mm d'épaisseur pour un diamètre extérieur de 10 mm ($e/r = 0.2$) et pour une longueur utile de 50 mm entre les méplats des têtes d'arrimage filetées.

Ces essais ont nécessité la conception et la mise au point d'une machine de traction-torsion électrodynamique de très grande rigidité, qui, associée à une extensométrie précise, permet d'obtenir des résultats fiables et reproductibles [4, 5]. Sans entrer dans les détails

de la conception, on peut cependant mentionner que la torsion est réalisée à l'aide de deux moteurs couples assemblés en série, ce qui permet de réaliser l'asservissement en position par l'intermédiaire de l'intensité parcourant les moteurs, et que l'application d'une contrainte axiale constante σ_{zz} , malgré l'allongement de l'éprouvette a été résolue par un asservissement mécanique à came. Le découplage très précis des deux sollicitations a nécessité l'utilisation d'une butée à palier fluide à double effet symétrique, ce qui conduit à une séparation des deux composantes presque parfaite, à savoir, aucune altération du couple tant que la force axiale est inférieure à 2.10^4 N, soit $\sigma_{zz} \simeq 700$ MPa.

La séquence expérimentale consiste en l'application d'une faible contrainte de traction et en la superposition d'une déformation cyclique d'amplitude maximale constante avec une vitesse fixée et pour une isotherme donnée.

Nous étudions donc, l'effet de la contrainte axiale σ_{zz} , de l'amplitude de déformation de torsion $\Delta \varepsilon_{z\theta}^T$, de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ et de la température.

3. Résultats expérimentaux [4, 6, 7]

Les principales observations de l'étude des grandeurs caractéristiques du phénomène de rochet sont:

1) *Déformation axiale ε_{zz} et contrainte maximale de torsion $\sigma_{z\theta}^{\max}$ en fonction du nombre de cycles N_c :*

Pour une isotherme et une amplitude de déformation de torsion fixée, la déformation axiale présente une phase de consolidation primaire (Fig. 1a et 1b), sensiblement associée à l'établissement de la contrainte stabilisée $\sigma_{z\theta}^{\text{stab}}$ ($N \simeq 100$ cycles) (Fig. 2a et 2b), suivie d'une période quasiment stationnaire ($N_c > 700$ cycles). On peut noter qu'indépendamment

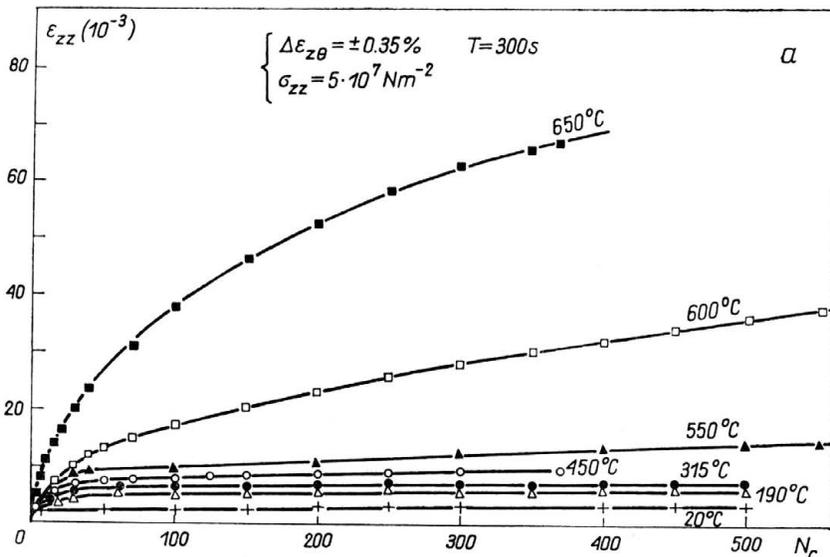


FIG. 1a. Déformation cumulée de rochet ε_{zz} en fonction du nombre de cycles N_c ($N_c < 560$, expériences (R9 à R15)).

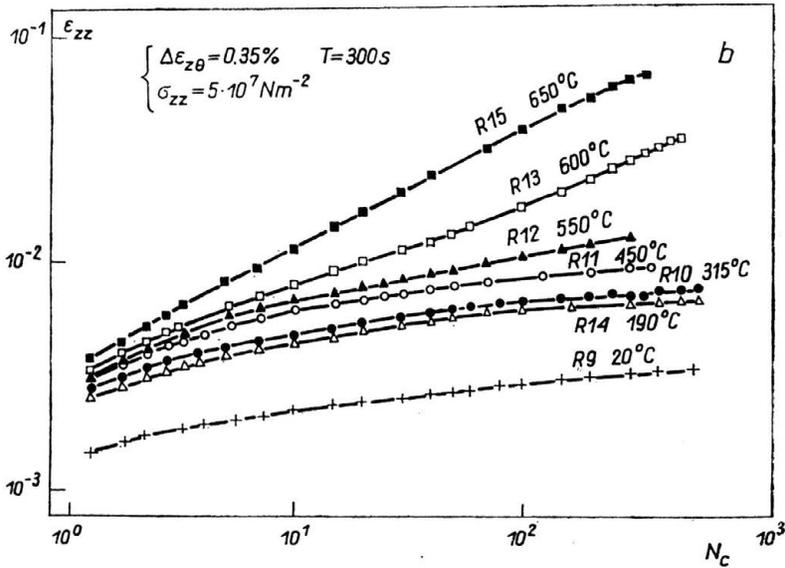


FIG. 1b. Tracé de ϵ_{zz} en fonction de N_c en échelle logarithmique, (R9 à R15, $N_c < 560$).

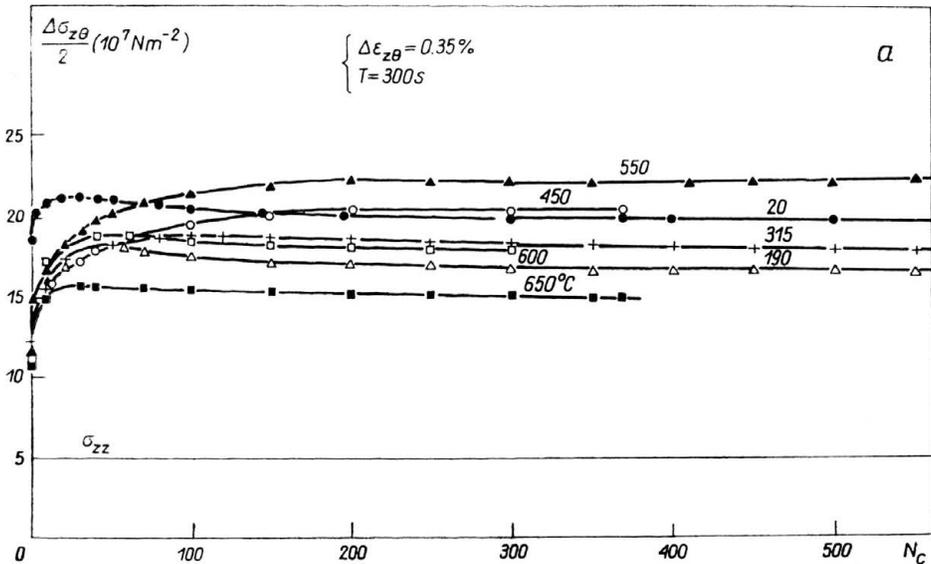


FIG. 2a. Evolution de la contrainte maximale de torsion, $\sigma_{z\theta}^{max}$, avec le nombre de cycles N_c (R9 à R15).

de la température, l'accommodation n'a jamais été obtenue, même si l'incrément de rochet par cycle, pour N_c grand, est faible aux basses températures (Fig. 1a et b).

2) *Rochet géométrique sous une contrainte axiale nulle:*

L'amplitude du rochet géométrique qui est obtenu pour le signal triangulaire $\epsilon_{z\theta}^T$ inchangé mais pour $\sigma_{zz} = 0$, est faible devant celui observé pour σ_{zz} ayant sa valeur nominale ($\sigma_{zz} = 50$ MPa), par exemple à 550°C et $N_c = 300$ en rochet géométrique $\epsilon_{zz} \simeq +10^{-3}$, tandis que pour $\sigma_{zz} = 50$ MPa: $\epsilon_{zz} = 12.7 \cdot 10^{-3}$.

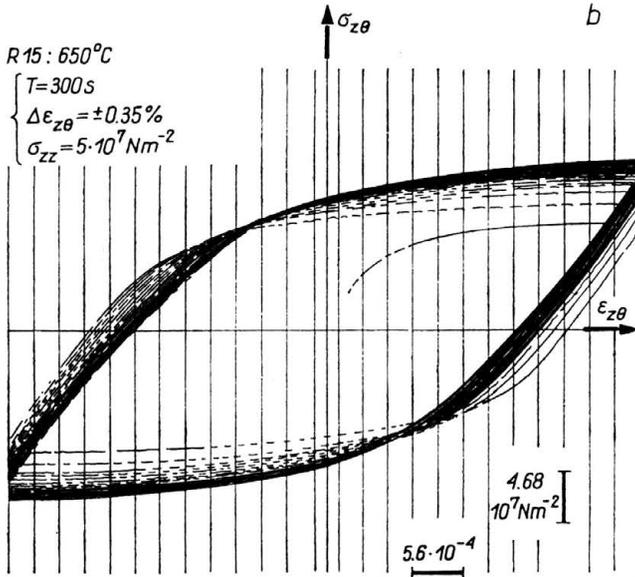


FIG. 2b. Boucle d'hystérésis ($\Delta\sigma_{z\theta}^T = f(\Delta\varepsilon_{z\theta}^T)$).

3) Effet d'un décremant total de la contrainte σ_{zz} :

Si à N_c de l'ordre de 600 cycles, le chargement statique secondaire σ_{zz} est complètement enlevé (le décremant de contrainte $\Delta\sigma_{zz}$ est égal à $-\sigma_{zz}$), une déformation négative de rochet se produit ($\varepsilon_{zz} \approx -10^{-3}$ après 100 cycles consécutifs à $T = 596^\circ\text{C}$) (Fig. 3).

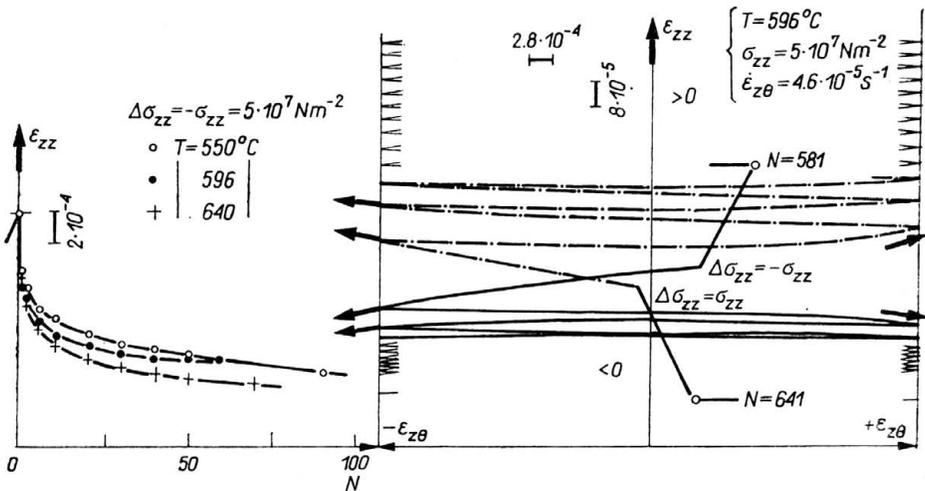


FIG. 3. Existence d'un effet de rochet négatif. Evolution de la concavité de la courbe $\varepsilon_{zz} = f(\varepsilon_{z\theta}^T)$.

Cette phase de rochet négatif est associée à un changement dans le sens de la courbure des réponses $\varepsilon_{zz} = f(\varepsilon_{z\theta})$ concave avant le décremant, elle devient convexe après ce décremant (Fig. 3).

Cette observation est tout-à-fait conforme à la règle de normalité de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_{zz}$ à des équipotentielles traduites cinématiquement [8, 9, 10].

4) Effet d'un décrement partiel de σ_{zz} :

Si un décrement partiel $\Delta\sigma_{zz}$ est effectué, conduisant à une nouvelle valeur de la contra-

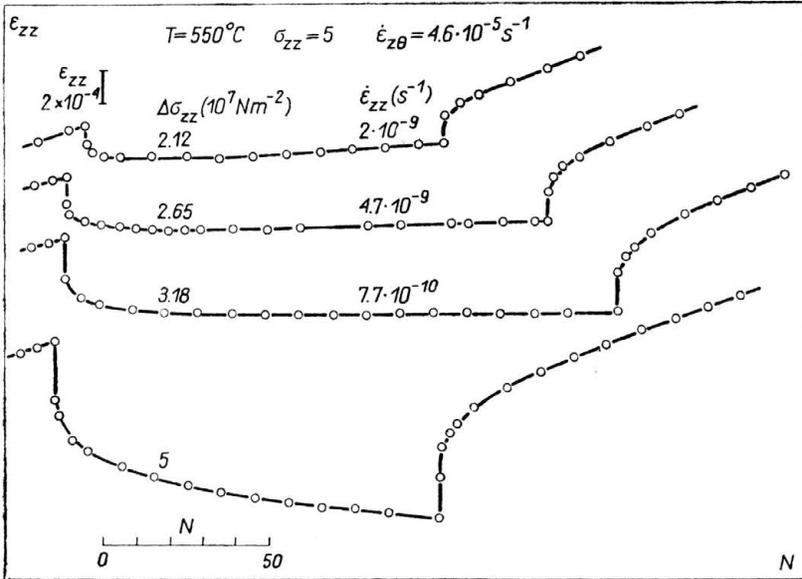


FIG. 4. Réponse en rochet axial ϵ_{zz} à des décrets $\Delta\sigma_{zz}$ de la contrainte axiale. Mise en évidence de vitesse de rochet successivement négative nulle et positive.

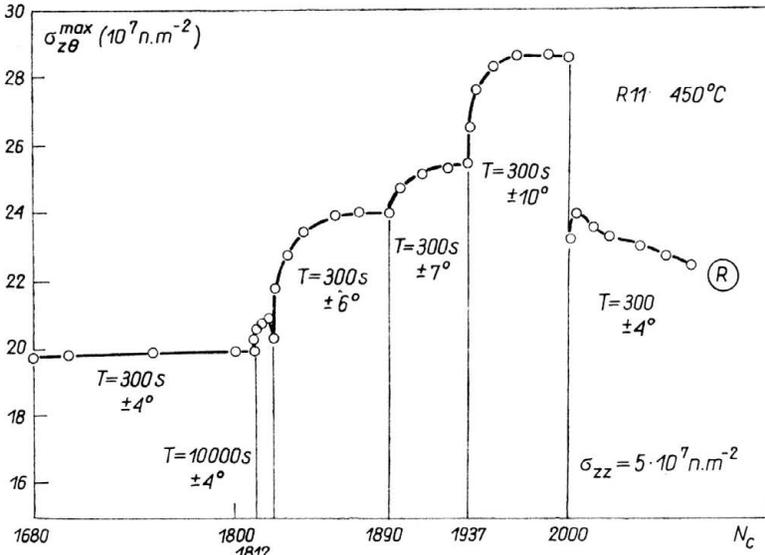


FIG. 5. Réponse de la contrainte de torsion $\sigma_{z\theta}^{\max}$ à des incréments de déformation en torsion imposés $\Delta\epsilon_{z\theta}^T$; Nouvelle stabilisation de $\sigma_{z\theta}^{\max}$ après chaque incrément.

inte de traction ($\sigma_{zz} - \Delta\sigma_{zz} > 0$), une période de déformation négative en rochet est observée même pour de faibles décrets (Fig. 4).

La durée du rochet négatif est d'autant plus grande que le décrement est important; ensuite vient à nouveau du rochet positif qui évolue vers une vitesse identique à celle

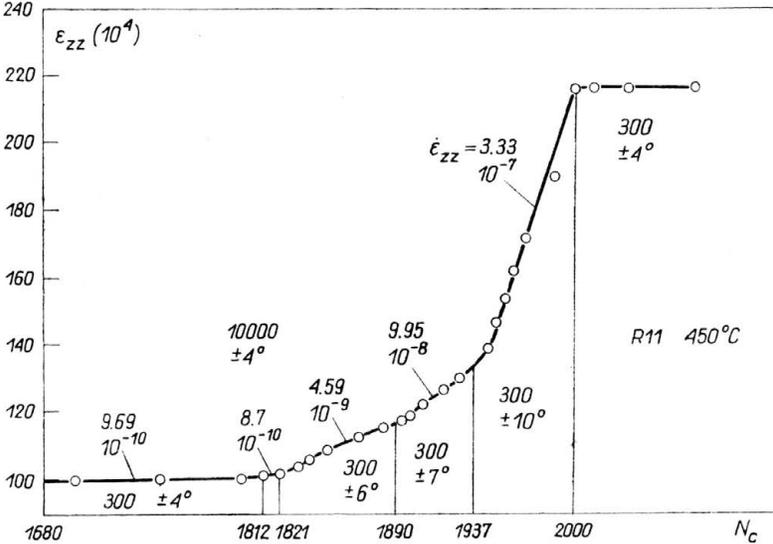


FIG. 6. Accroissement de la vitesse de rochet $\dot{\epsilon}_{zz}$ à chaque incrément de déformation $\Delta\epsilon_{z0}^T$ imposé. Stabilisation de $\dot{\epsilon}_{zz}$ en parallèle à celle de σ_{z0}^{max} (Fig. 5).

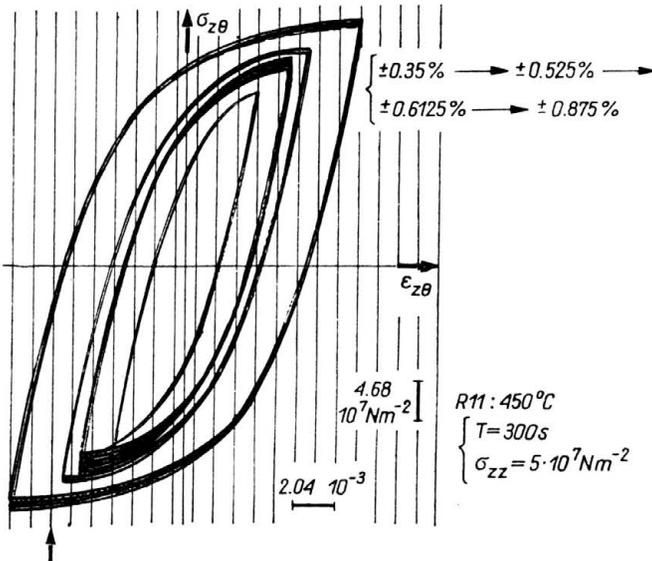


FIG. 7. Boucles d'hystérésis correspondantes aux incréments de $\Delta\epsilon_{z0}^T$. Obtention des cycles stabilisés pour chaque palier de déformation de torsion imposée.

obtenue pour la même valeur de N_c par un chargement direct sous la contrainte initiale $(\sigma_{zz} - \Delta\sigma_{zz})$.

Ceci est indiscutablement lié à un effet de la restauration de la sous-structure et donc des variables internes associées (Fig. 4). Nous pouvons remarquer que l'allure de la courbe de déformation en rochet, après décrétement, est identique à celle obtenue en fluage monoaxial (ou biaxial sur une composante) [1, 8, 10].

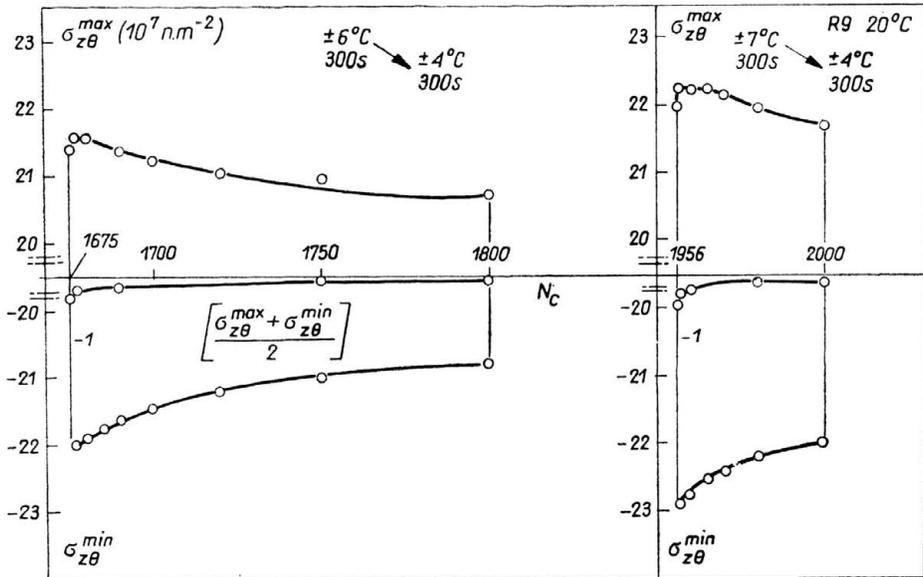
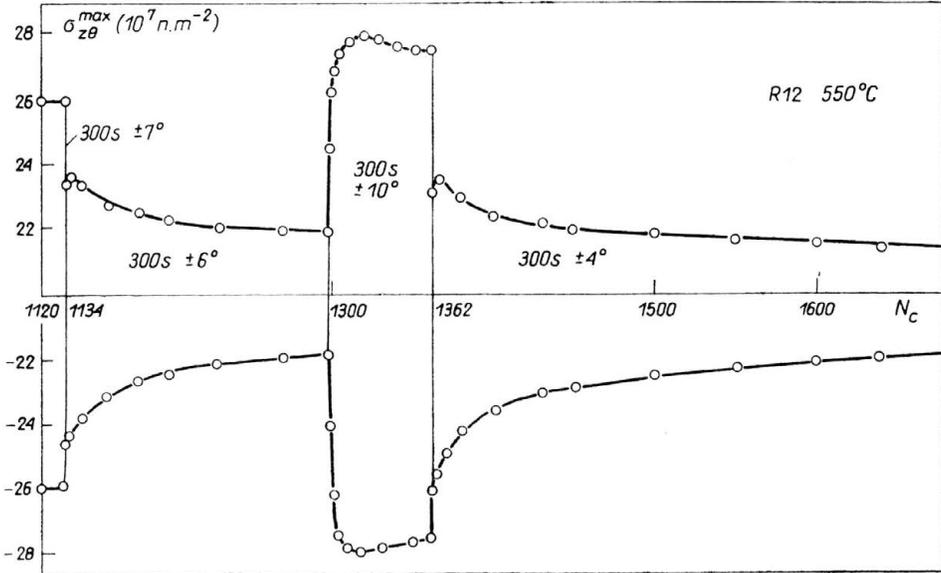


FIG. 8-9. Réponse en terme de contrainte de torsion maximale, $\sigma_{z\theta}^{max}$, à un passage d'une grande déformation $\Delta\epsilon_{z\theta}^T$ imposée à une amplitude moindre; resymétrisation progressive du cycle à 550°C et 20°C.

Cette observation met surtout en évidence les effets de restauration par la température (les décrets ayant été effectués pour des essais à 550°C, 596°C et 640°C).

5) Effet d'un incrément de la déformation de torsion imposée:

Pour une isotherme et une contrainte axiale fixée, la vitesse de déformation axiale est d'autant plus grande que l'amplitude de déformation imposée $\Delta \varepsilon_{z0}^T$ est élevée. Si l'on réalise des essais à niveau de déformation croissant, il apparaît systématiquement à chaque niveau, une consolidation cyclique associée à une nouvelle phase transitoire d'écoulement axial débouchant sur une zone d'écoulement stationnaire (Fig. 5, 6 et 7).

6) Trajet inverse, passage d'une grande déformation imposée à une déformation plus faible:

Un trajet inverse en amplitude de déformation (par exemple retour de $\Delta \varepsilon_{z0}^T = \pm 0.875\%$ à $\Delta \varepsilon_{z0}^T = \pm 0.35\%$ avec $T = 300$ s) montre qu'il n'existe aucune effet de mémoire permanente à chaud de la prédéformation (du moins pour des prédéformations inférieures à 1.5%) pourvu que l'on cycle suffisamment longtemps ($N_c > 600$) sous le plus faible niveau de déformation, la contrainte de torsion et la vitesse axiale de rochet retournent

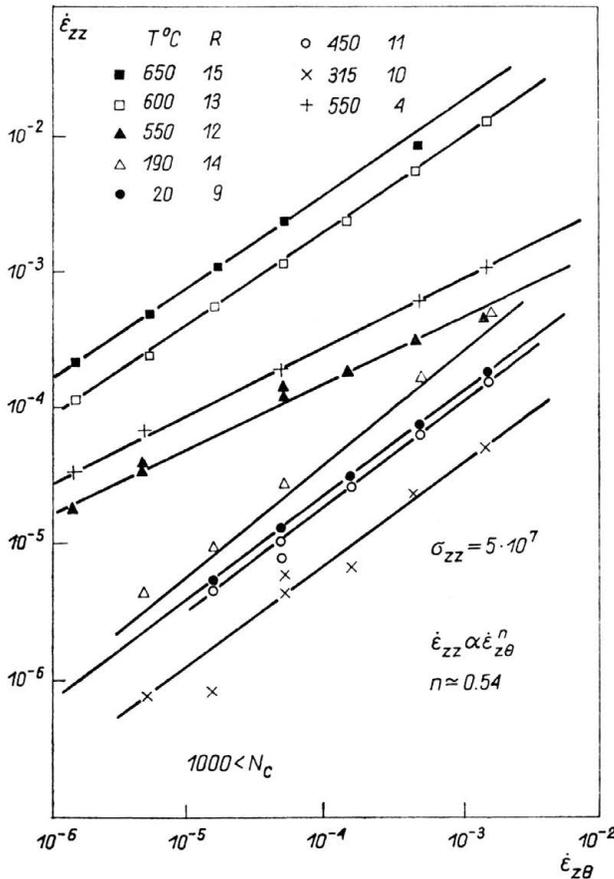


FIG. 10. Influence de la vitesse de torsion $\dot{\varepsilon}_{z0}^T$ sur la vitesse de rochet cumulé $\dot{\varepsilon}_{zz}$.

progressivement vers les valeurs qu'elles auraient atteintes si l'on avait directement sollicité le matériau sous le plus faible niveau de déformation.

On peut donner en exemple le passage à 550°C de $\Delta \varepsilon_{z\theta}^T = \pm 0.875\%$ ($\Delta \theta^T = \pm 10^\circ$) à $\Delta \varepsilon_{z\theta}^T = \pm 0.35\%$ ($\Delta \theta^T = \pm 4^\circ$) avec $T = 300$ s. La courbe de $\sigma_{z\theta}^{\max}$, $\sigma_{z\theta}^{\min}$ se symétrise au fur et à mesure que le nombre N_c de cycles augmente (Fig. 8). La vitesse de resymétrisation du cycle peut être considérée comme une mesure d'évanescence de la mémoire. En clair, le retour des grands cycles ($\Delta \sigma_{z\theta}$, $\Delta \varepsilon_{z\theta}$) vers les petits cycles se traduit par un retour au cycle stabilisé correspondant à la petite amplitude de cyclage.

A 20°C, la symétrisation du cycle, au cours de la déconsolidation (passage $\pm 7^\circ$ à $\pm 6^\circ$ et 4°) apparaît comme beaucoup plus lente (Fig. 9).

7) Sensibilité de la vitesse axiale cumulée $\dot{\varepsilon}_{zz}$ à la vitesse de cisaillement $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$:

L'augmentation par palier de la vitesse de cisaillement $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ s'effectue très simplement en changeant la période T, ceci pour la même amplitude totale de déformation $\Delta \varepsilon_{z\theta}^T = \pm 0.35\%$.

$T = 10$ s, 30 s, 10^2 s, $3 \cdot 10^2$ s, ..., 10^4 s, soit:

$$\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T = 1.38 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}, \dots, 4.6 \cdot 10^{-5}, \dots, \text{ et } 1,38 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1},$$

ce qui permet de balayer un champ de vitesse $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ dans un rapport de 10^3 .

Un résultat très important est une assez grande sensibilité de la vitesse axiale $\dot{\varepsilon}_{zz}$ à la vitesse de cisaillement $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ et l'on montre sur la Fig. 10 qu'un rapport de 10^3 sur cette dernière entraîne un facteur variant de 50 à 100 suivant la température, $20^\circ\text{C} < T < 650^\circ\text{C}$, sur la vitesse axiale pour un nombre de cycles donnés, $N > 1000$.

En échelle logarithmique, l'évolution de $\dot{\varepsilon}_{zz}$ est linéaire avec $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$ soit: $\dot{\varepsilon}_{zz} \propto \dot{\varepsilon}_{z\theta}^n$ avec $n = 0.54$.

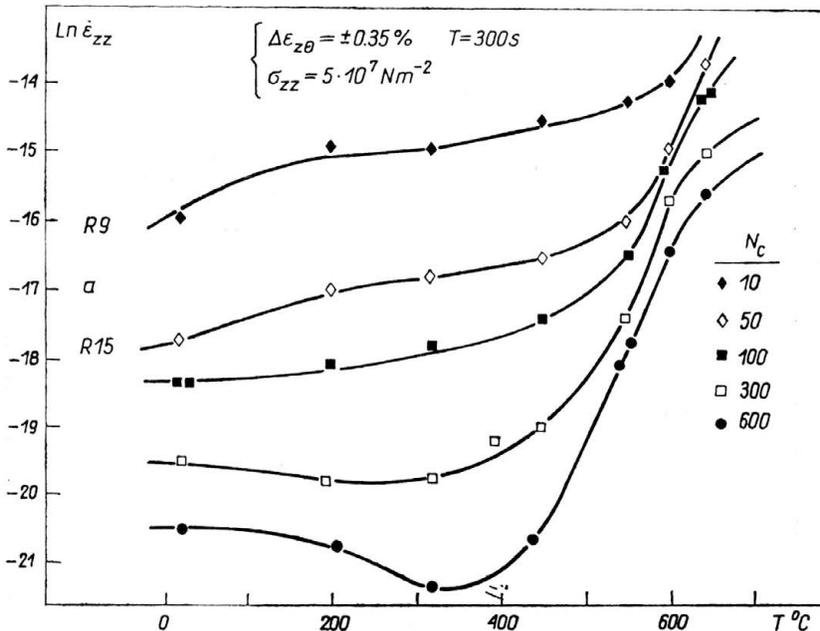


FIG. 11. Evolution de $\text{Ln } \dot{\varepsilon}_{zz}$ avec la température $T^\circ\text{C}$, pour un nombre N_c de cycles fixes ($N_c = 10, 50, \dots, \dots, 600$).

Ce fait montre que la composante visqueuse joue un rôle déterminant sur le rochet axial et que par conséquent, seuls des modèles viscoplastiques peuvent décrire les phénomènes observés.

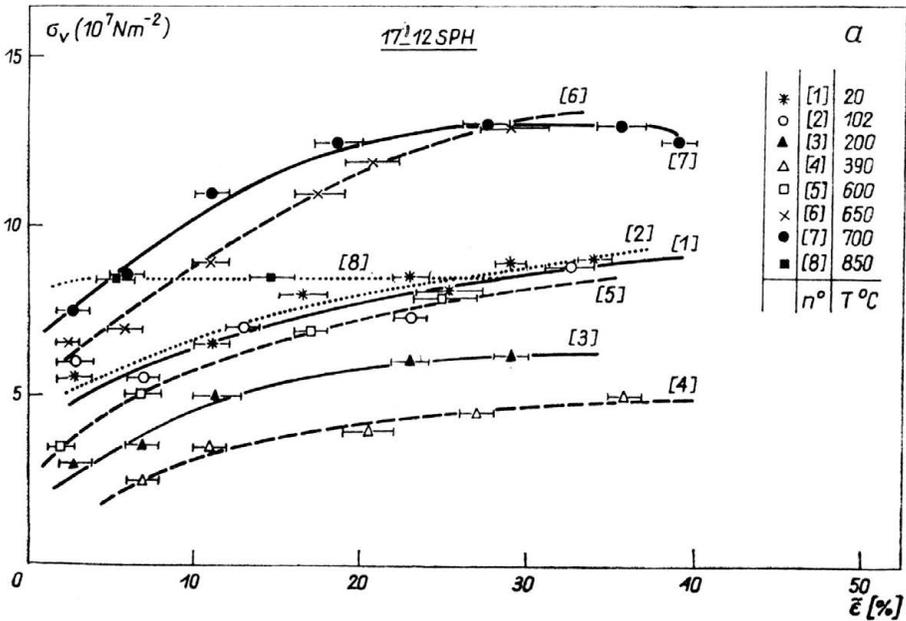


FIG. 12a. Evolution de la contrainte visqueuse σ_v avec la déformation rationnelle cumulée $\tilde{\epsilon}_v$ pour un essai de traction à vitesse imposée.

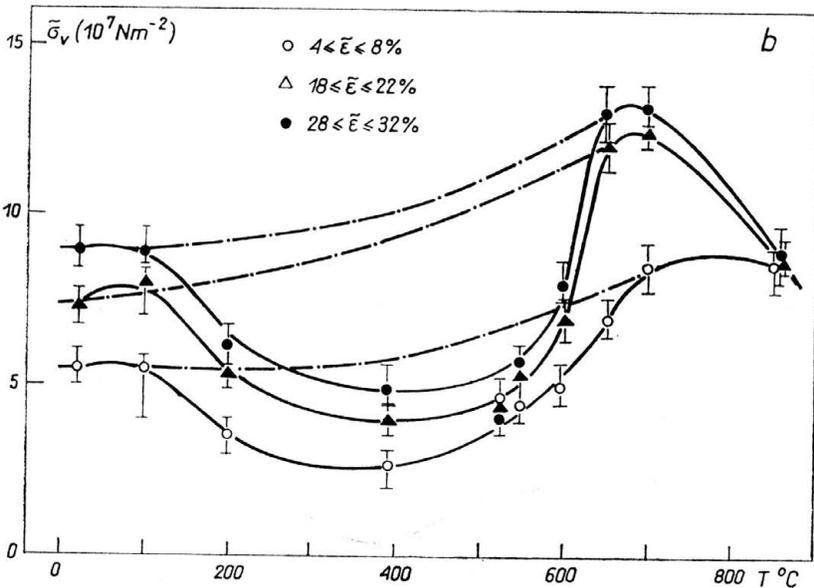


FIG. 12b. Evolution de la contrainte visqueuse σ_v avec la température T , pour différentes valeurs de $\tilde{\epsilon}$ imposées.

8) *Variation de la vitesse axiale cumulée $\dot{\epsilon}_{zz}$ avec la température:*

Pour $\sigma_{z\theta}$, $\Delta\epsilon_{z\theta}^T$ et $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$ fixés, la vitesse de déformation axiale pour des températures variant de 20° à 650°C et $N_c \approx 600$ cycles passe par un minimum à 300°C, (Fig. 11).

Cette évolution est parallèle à celle de la contrainte visqueuse σ_v , avec la température, mesurée par la méthode de relaxation inverse pendant un essai de traction à vitesse imposée [6, 9, 11]. Rappelons que $\sigma_v = \sigma - \sigma_i$, où σ est la contrainte appliquée et σ_i la somme des contributions des différentes contraintes internes. Si l'on mesure σ_v en fonction de la température, pour différentes déformations ϵ_{zz} , on montre que σ_v croît avec ϵ_{zz} et passe par un minimum vers 300–400°C pour une déformation donnée [6], (Figs. 12a et b).

Cette analogie de comportement de la vitesse de déformation axiale en rochet et de la contrainte visqueuse, renforce les constats effectués en (4) et en (7) sur le rôle déterminant de la composante visqueuse sur le rochet axial (Fig. 11 et Figs. 12a et b).

9) *Sensibilité de la contrainte stabilisée $\sigma_{z\theta}^{stab}$ à la vitesse imposée $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$:*

L'évolution de la contrainte stabilisée $\sigma_{z\theta}^{stab}$ en fonction du logarithme de $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$ est à peu près linéaire (Fig. 13). L'exposant de sensibilité de la contrainte à la vitesse est positif

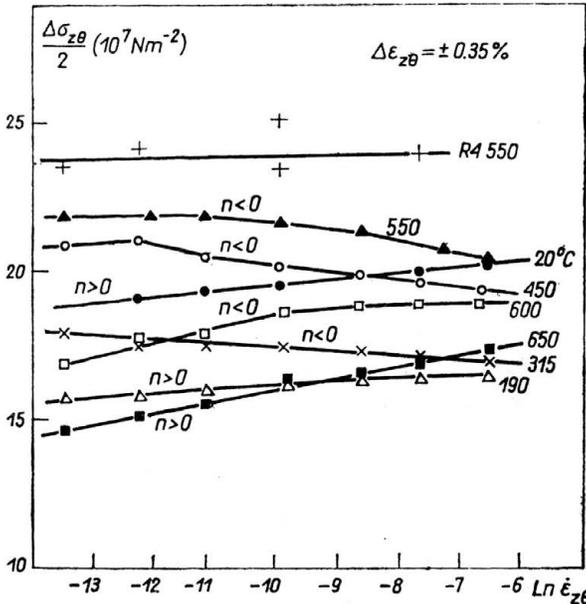


FIG. 13. Evolution de la contrainte de torsion maximale, $\sigma_{z\theta}^{max}$, avec la vitesse de torsion $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$.

de 20°C à 190°C devient négatif pour le domaine 300°C à 550°C (mesures à $T = 315^\circ\text{C}$, $T = 450^\circ\text{C}$ et $T = 550^\circ\text{C}$) et à nouveau positif au-dessus de 550°C.

Cette observation a été analysée [6] par la mise en évidence des interactions entre les dislocations et les défauts ponctuels. De façon à corréliser à un paramètre physique cette perte de viscosité entre 300 et 500°C, DELOBELLE [6, 9], a réalisé des mesures d'évolution du seuil d'écoulement, quantifiées par $\widetilde{\Delta\sigma}_r$, après relaxation pendant un temps t_v (Fig. 14). On constate que pour $T > 525^\circ\text{C}$, $\widetilde{\Delta\sigma}_r$ est négatif, ce qui correspond à la restauration par

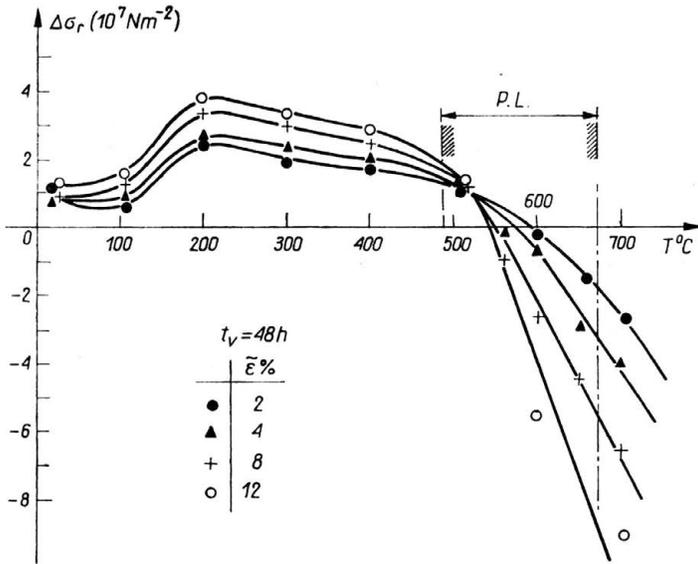


FIG. 14. Evolution des variations de seuil d'écoulement $\Delta\sigma_r$ avec la température pour différentes valeurs de la déformation cumulée $\tilde{\epsilon}$, $\Delta\sigma_r$ est positif ou négatif suivant la température.

le temps et qui conduit au régime stationnaire thermiquement activé (cf. les mesures de rochet à $T = 650^\circ\text{C}$). Pour $T < 525^\circ\text{C}$, $\Delta\tilde{\sigma}_r$ est positif, ce qui résulte d'un durcissement par le temps évanescant avec la déformation (Fig. 14). Dans la zone de transition, il apparaît sur les courbes de traction à vitesse imposée, le phénomène d'instabilité type Portevin–Le Chatelier. Il est possible de corréler ce durcissement supplémentaire aux interactions à courte distance (du type Snoeck–Schoeck) dislocations paires de défauts ponctuels dans les solutions solides cubiques faces centrées (Figs. 13 et 14).

Ainsi, on peut attribuer à chaque interaction une composante isotrope $R^{*(i)}$ dont la valeur stationnaire s'écrit: [6, 9]:

$$(3.1) \quad R^{*(i)st} = \frac{R_{(\infty)}^{*(i)}(T)}{1 + \tau_{SN}^{(i)} P^{(i)} |\dot{\epsilon}_t|},$$

avec $\tau_{SN}^{(i)}$ le temps de relaxation intrinsèque à l'interaction considéré et $R_{(\infty)}^{*(i)}(T)$ sa fonction d'efficacité dépendant de la température. $\tau_{SN}^{(i)}$ est thermiquement activé et $R_{(\infty)}^{*(i)}(T)$ correspond à une répartition Gaussienne soit:

$$(3.2) \quad \tau_{SN}^{(i)} = \tau_{SN}^{(i)}(0) \exp\left(\frac{W^{(i)}}{KT}\right),$$

et

$$(3.3) \quad R_{(\infty)}^{*(i)}(T) = R_{(\infty)}^{*(i)sat} \exp\left(-\frac{(T - T_i)^2}{A_i}\right).$$

Ainsi la valeur stationnaire $R^{*(i)st}$ est une fonction décroissante de la vitesse et offre une possibilité d'explication de la valeur négative de l'exposant de sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation (effet de viscosité inverse) dans le domaine d'interaction disloca-

tions défauts ponctuels. Pour les plus hautes températures ainsi que vers l'ambiante, cet exposant est naturellement positif (effet de la viscosité).

10) Evolution de la contrainte de torsion maximale $\sigma_{z\theta}^{max}$:

Au début de l'effet de rochet ($\sigma_{zz} = 50$ MPa, $\Delta \varepsilon_{z\theta}^T = \pm 0.35\%$, $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T = 4.6 \cdot 10^{-5} s^{-1}$), la consolidation du cycle est relativement rapide, à savoir: $N_c \simeq 20$ pour $T = 20^\circ C$ ou $650^\circ C$, $N_c \simeq 50$ pour $T = 190^\circ C$, $596^\circ C$, $N_c \simeq 200$ à 300 pour T de 300 à $500^\circ C$ (Fig. 15). L'intervalle $300-500^\circ C$ du minimum de viscosité coïncide avec les temps plus

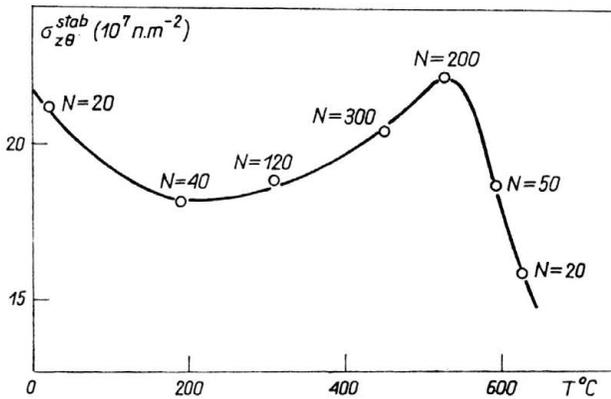


FIG. 15. Evolution de la contrainte de torsion stabilisée avec la température.

longs d'établissement du cycle stabilisé. Si l'on analyse la variation de la contrainte de torsion maximale avec la température pour un nombre de cycles fixé, au premier quart de cycle ($N_c = 0.25$) $\sigma_{z\theta}^{max}$ décroît continuellement avec la température avec cependant un petit pic à $550^\circ C$. La hauteur du pic augmente nettement avec le nombre de cycles (Fig. 16). Ainsi, la contrainte de torsion stabilisée $\sigma_{z\theta}^{stab}$ forte à $20^\circ C$ passe par un mini-

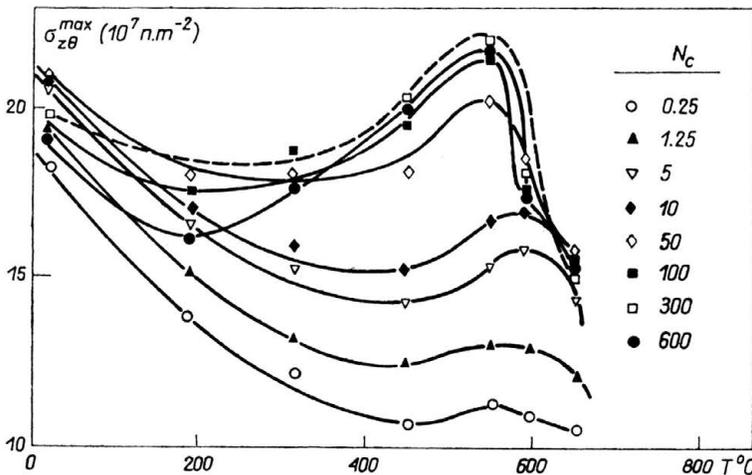


FIG. 16. Evolution de la contrainte de torsion maximale, $\sigma_{z\theta}^{max}$, avec la température pour différentes valeurs de N_c fixées ($N_c = 0.25$ à 600).

un maximum vers 200°C, un maximum vers 550°C pour diminuer très nettement après cette température, intervalle qui correspond à la viscoplastivité normale (effet de la restauration par le temps).

Dans ce type d'essai de rochet (σ_{zz} et $\dot{\epsilon}_{z\theta}^T$ fixées avec $\Delta\epsilon_{z\theta}^T$ assez grand), un comportement

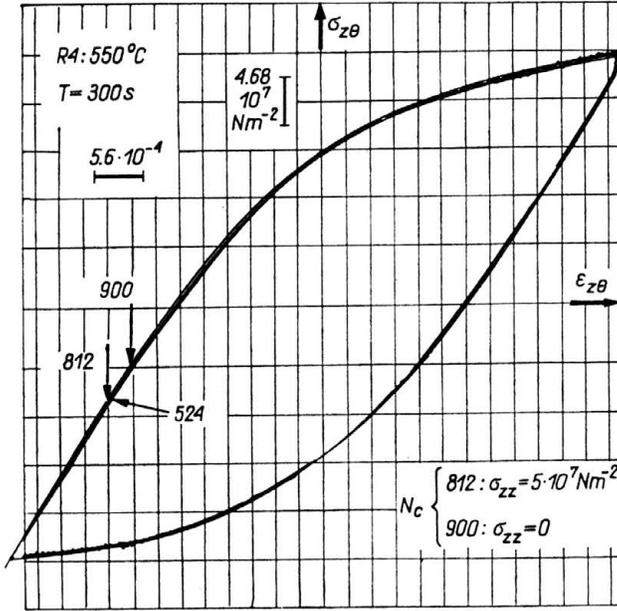


FIG. 17. Effet de la contrainte σ_{zz} sur le cycle ($\Delta\sigma_{z\theta}$, $\Delta\epsilon_{z\theta}^T$).

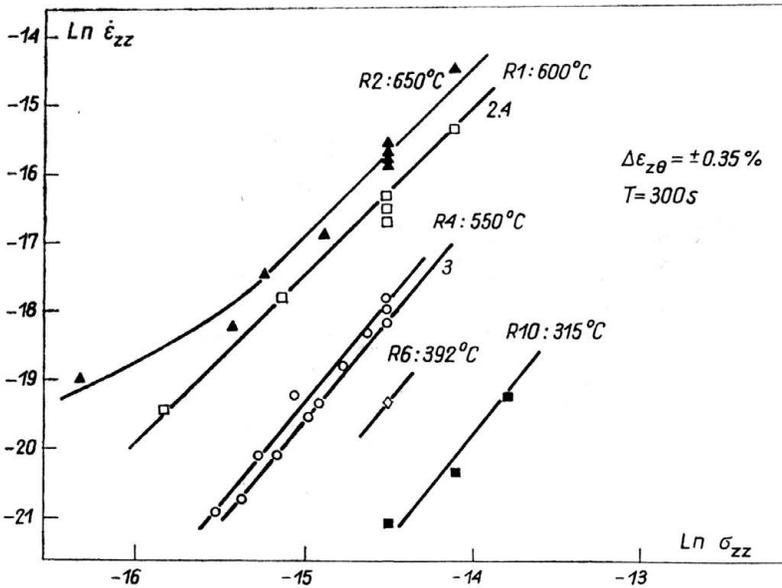


FIG. 18. Dépendance de la vitesse de déformation axiale $\dot{\epsilon}_{zz}$ avec la contrainte axiale ($\text{Ln } \dot{\epsilon}_{zz} = f(\text{Ln } \sigma_{zz})$).

viscoplastique "normal" (températures élevées $T > 550^{\circ}\text{C}$) fait coïncider une forte vitesse axiale $\dot{\varepsilon}_{zz}$ avec une contrainte maximale de torsion $\sigma_{z\theta}^{\text{max}}$ faible (et vice versa) (Figs. 15 et 16).

11) *Effet de la contrainte σ_{zz} sur le cycle $(\sigma_{z\theta}, \varepsilon_{z\theta}^T)$:*

La contrainte axiale appliquée σ_{zz} étant faible par rapport à la sollicitation de torsion, le comportement cyclique $(\Delta\sigma_{z\theta}, \Delta\varepsilon_{z\theta})$ est peu affecté par celle-ci. Par exemple pour l'essai à 550°C , une décharge totale de σ_{zz} , pour $816 < N_c < 930$, ne change pas le cycle (Fig. 17). D'ailleurs, plusieurs séquences de décharge totale de σ_{zz} laissent la contrainte maximale de torsion pratiquement inchangée (Fig. 17).

12) *Effet de la contrainte σ_{zz} sur la vitesse de déformation axiale:*

Logiquement, conformément à la règle de normalité de l'écoulement viscoplastique, $\dot{\varepsilon}_{zz}$ croît avec la contrainte axiale appliquée. Dans l'état "stationnaire" de rochet, on obtient une dépendance linéaire en loi puissance de $\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{st}}$ à σ_{zz} (Fig. 18), soit:

$$(3.4) \quad \dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{st}} \propto \sigma_{zz}^m \quad \text{avec} \quad 2.5 \text{ à } 3.$$

4. Correlation entre les résultats expérimentaux et le modèle du Laboratoire de Mécanique Appliquée de Besançon

4.1. Introduction

S'intégrant dans un contexte thermodynamique rigoureux, nous pouvons citer cinq modèles à variables internes, développés en France, de modélisation du comportement des matériaux sous diverses sollicitations à hautes et moyennes températures ($0.3 < T/T_F < 0.8$).

Ces modèles sont développés:

i) à l'O.N.E.R.A. (Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales) et à l'E.N.S.E.T. (l'Ecole Nationale Supérieure d'Enseignement Technique) [13],

ii) au L.M.A. (Laboratoire de Mécanique Appliquée de Besançon) [1], [2], [3].

Les approches i) et ii) sont dites *unifiées* car on ne traite qu'une seule déformation viscoplastique, la plasticité classique indépendante du temps n'étant qu'un effet d'échelle de temps d'observation.

iii) à l'E.M.P. (Ecole des Mines de Paris) [14, 15] pour une approche *partitionnée* où l'on additionne les déformations plastiques et viscoplastiques.

iv) au C.E.A. (Commissariat à l'Energie Atomique) [16, 17].

v) au L.M.X. (Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique) [18, 19, 20].

Les modèles iv) et v) sont dits *multicouches* car on suppose que le volume global peut être divisé en (n) sous-matériaux, ou couches associées soit en parallèle (C.E.A.) soit en série (L.M.X.), chaque couche possédant ses propres propriétés.

Ici, nous ne ferons pas une étude comparative de ces modèles en corrélant le rôle de chaque terme des équations, aux réalités expérimentales à modéliser. Ce travail très important a déjà été fait par Delobelle dans un article de synthèse [9].

4.2. Présentation succincte du modèle unifié développé au Laboratoire de Mécanique Appliquée (antérieurement aux essais de rochet)

Ce modèle développé par DELOBELLE et OYTANA [1, 2, 3], s'inscrit dans le cadre général des modèles à variables internes [21], isotrope et cinématique, et ses principales caractéristiques peuvent se résumer comme suit:

i) Unicité de l'équation viscoplastique d'état:

(On ne considère qu'un seul type de déformation ε_{ij}^v) soit:

$$(4.5) \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^v = \frac{3}{2} \dot{\varepsilon}_0 f(\overline{\sigma - X}) \frac{(\sigma'_{ij} - X'_{ij})}{(\sigma - X)},$$

avec f fortement non linéaire, ce qui permet de traduire les effets dépendant et quasiment indépendants du temps. On montre [2], que l'on peut écrire f sous la forme:

$$(4.6) \quad f = \left(\frac{N}{\sigma^*} \right)^{n^*(T)} \operatorname{sh} \left(\frac{\sigma - X}{N} \right)^{n^*(T)},$$

avec $n^* = \frac{3500^\circ}{T} - 1.8$

$$(4.7) \quad \text{et } \dot{\varepsilon}_0 = \frac{D_{Fe} G b}{K T},$$

pour $525^\circ < T < 700^\circ\text{C}$ et $N = N(|\varepsilon|, T \dots)$.

D_{Fe} est le coefficient de diffusion du fer au sein de l'alliage et la valeur de σ_0^* , qui est une constante, lui est directement associée, soit $\sigma_0^* = 1.5 \cdot 10^5 \text{ Nm}^{-2}$. G est le module de cisaillement, b le vecteur de Burgers et K la constante de Boltzman.

ii) La distinction entre grande déformation (macroviscoplasticité) et petite déformation (microviscoplasticité) s'effectue à l'aide d'un critère de charge et décharge (chargement actif ou passif) portant sur la variable interne cinématique X et relatif à une surface F de charge, exprimée dans l'espace des variables internes.

Le domaine microviscoplastique ne contient qu'une variable interne (tensorielle d'ordre 2) $X_{ij} = X_{1ij}$ (c'est la contrainte interne déjà mesurée par exemple par la dip test technique). L'équation d'évolution X_{1ij} présente un fort coefficient d'érouissage h_m .

Le domaine macroviscoplastique correspond à la partition de X_{ij} en deux autres variables internes:

X_{2ij} : variable interne tensorielle cinématique,

Y : variable interne isotrope dans l'espace des variables internes.

Ces deux composantes sont liées par une condition de consistance, $F = \dot{F} = 0$, soit:

$$(4.8) \quad X'_{ij} = X'_{2ij} + (Y/\dot{Y})(\dot{X}'_{ij} - \dot{X}'_{2ij}),$$

et sont telles que leur coefficient d'érouissage associé vérifient l'inégalité: $H_Y + H_{X_2} \ll h_m$.

L'organigramme de fonctionnement de ce modèle s'écrit donc en macrodéformations, cas qui nous intéresse présentement:

$$(4.9) \quad X_{ij} = X_{1ij} \quad \text{si} \quad \begin{cases} \overline{X_1 - X_2} - Y = 0, \\ X_{1ij} \dot{X}_{1ij} > 0, \end{cases}$$

avec la relation de consistance :

$$(4.10) \quad F = d(\overline{X_1 - X_2} - Y) = 0 \text{ d'où :} \\ (X'_{1ij} = X'_{2ij} + (Y/\dot{Y}) (\dot{X}'_{1ij} - \dot{X}'_{2ij}))$$

ce qui définit une surface F dans l'espace des contraintes internes cinématiques déviées. Cinétique des variables internes :

$$(4.11) \quad \dot{Y} = P_2(Y^{\text{sat}} - Y) (\bar{\varepsilon} - R_2|Y - Y_0|^{L_0} \text{sign}(Y - Y_0)), \\ \dot{X}'_{2ij} = P_3(X_2^{\text{sat}} \varepsilon_{ij} - X'_{2ij} \bar{\varepsilon}) - P_3 R_3 (Y - \overline{X_2}) (\overline{X_2} - X_{02})^{L_0} \frac{(X'_{2ij} - X'_{02ij})}{X_2 - X_{02}}, \\ \dot{X}_2^{\text{sat}} = P_4 (X_{2(\infty)}^{\text{sat}} - X_2^{\text{sat}}) \bar{\varepsilon},$$

P_2, R_2, P_3, R_3, P_4 et L_0 sont des constantes pour une isotherme fixée.

Le terme d'écroûissage de la cinétique de X_{2ij} présente un couplage entre les variables cinématique et isotrope. On remarque de plus que :

Y^{sat} peut être définie comme la mémoire de la plus grande déformation atteinte pendant l'histoire du chargement (CHABOCHE, DANG VAN, CORDIER [22], [23]).

Y_0 et X_{02} sont les valeurs maximales non restaurables de Y et X_2 et que $X_{2(\infty)}^{\text{sat}}$ est la valeur asymptotique de la variable X_2^{sat} .

iii) Confrontation qualitative entre le modèle et les résultats expérimentaux de rochet 2D (traction-torsion) :

1. *Equation viscoplastique d'état :*

Elle permet de prendre en compte :

- a) L'évolution de la déformation axiale cumulée ε_{zz} et la contrainte maximale de torsion $\sigma_{z\theta}^{\text{max}}$ en fonction du nombre de cycles N_c (figures 1a et b, 2a, 2b).
- b) L'effet de la contrainte axiale σ_{zz} sur la déformation de rochet.
- c) L'effet d'un décrétement total ou partiel de la contrainte σ_{zz} (figures 3 et 4).
- d) L'effet d'un incrément de la déformation de torsion imposée (figures 5, 6, 7).
- e) La sensibilité de la vitesse axiale $\dot{\varepsilon}_{zz}$ à la vitesse de cisaillement $\dot{\varepsilon}_{z\theta}^T$, (figure 10).
- f) L'effet de la contrainte σ_{zz} sur le cycle ($\Delta\sigma_{z\theta}, \Delta\varepsilon_{z\theta}$) (Fig. 17).
- g) L'effet de la contrainte σ_{zz} sur la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_{zz}$, (Fig. 18).

2. *Approche de la contrainte visqueuse σ_v :*

Les acquis du comportement cyclique 1D traction-compression [18] et la comparaison des courbes (11) et (12b) apportent une première extension du modèle entre 20° et 800°C.

Cependant la constante N devient une variable corrélée à la variable interne isotrope Y (Y mesurée par la méthode de la perte de linéarité des boucles efforts déformations pour un offset fixé à $5 \cdot 10^{-4}$) et s'écrit :

$$(4.12) \quad N(T, \bar{\varepsilon}^v) = \beta(T) Y.$$

L'équation (4.12) implique donc une croissance de la composante visqueuse avec la variable Y , donc avec la déformation plastique. Le paramètre $\beta(T)$ ne dépend que de la température et représente une caractéristique de la physique des interactions entre défauts linéaires et ponctuels, (SCHMIDT, MILLER [24], DELOBELLE [9]).

3. *Relation entre les composantes X_2 et Y :*

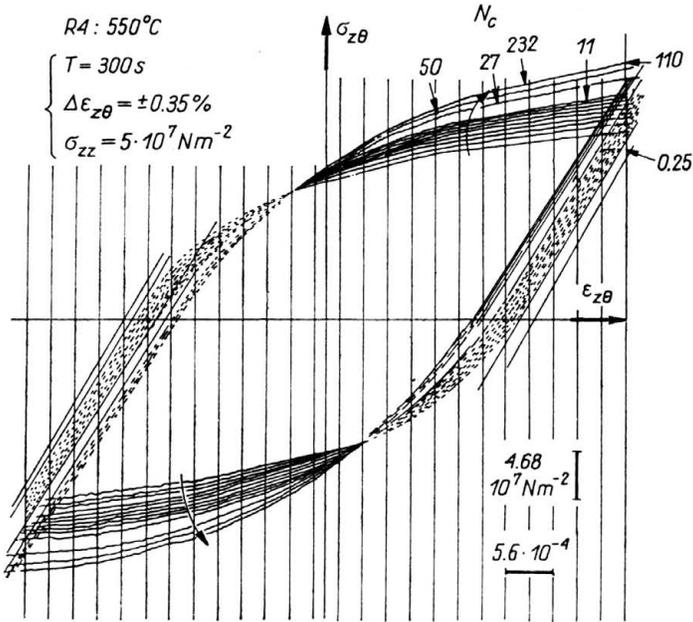


FIG. 19. Boucle d'hystérésis ($\Delta\sigma_{z\theta} = f(\Delta\varepsilon_{z\theta}^T)$), consolidation du cycle.

L'observation précise des cycles ($\Delta\sigma_{z\theta}^T, \Delta\varepsilon_{z\theta}^T$) montre (figure 19) que la consolidation cyclique observée correspond à une augmentation progressive de $X_{2z\theta}$ avec Y . Cela nécessite d'introduire un couplage au niveau des lois d'évolution des variables X_{2ij} et Y . Ce couplage

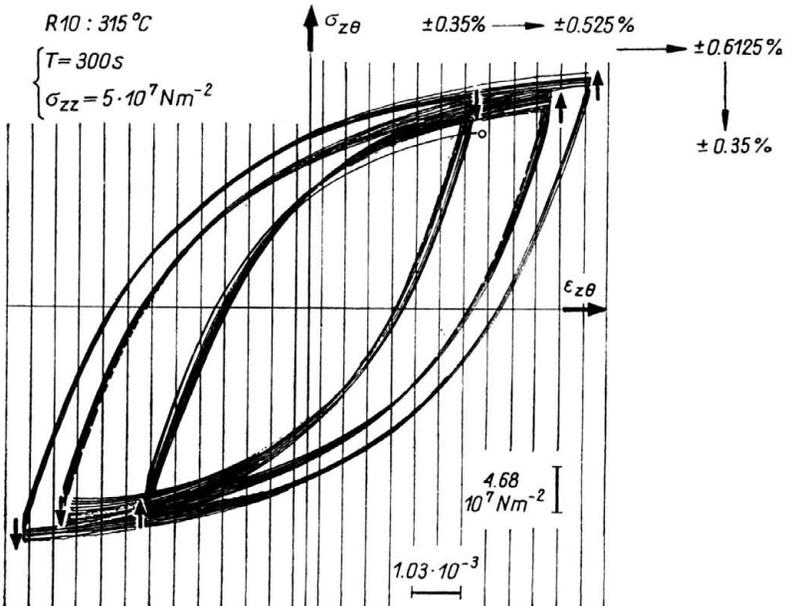


FIG. 20. Boucles d'hystérésis correspondantes aux incréments de $\Delta\varepsilon_{z\theta}^T$. Obtention de cycles stabilisés pour chaque palier de déformation de torsion imposé.

est introduit dans le terme d'écroissage de la variable interne cinématique X_{2ij} et s'écrit maintenant :

$$(4.13) \quad \dot{X}_{2ij} = p_3(Y\dot{\varepsilon}_{ij} - X_{2ij}\bar{\dot{\varepsilon}}),$$

en remplaçant la valeur à saturation X_2^{sat} de l'écroissage cinématique non linéaire par Y (Fig. 19).

4. *Essais de rochet à niveau de déformation imposé croissant :*

Pour plusieurs niveaux de déformations successivement croissants, il se développe systématiquement à chaque incrémentation une nouvelle phase de consolidation conduisant à une nouvelle valeur stabilisée (Fig. 20). Cette observation a été aussi faite en sollicitation cyclique 1D (CHABOCHE, DANG VAN, CORDIER [22] et DELOBELLE [11]).

Afin de prendre en compte ce comportement et en suivant l'approche de CHABOCHE et Coll. [22] et OHNO [23], on postule l'existence d'une surface de non écroissage G telle que :

$$(4.14) \quad G = \left\{ \frac{2}{3} (\varepsilon_{ij}^v - \xi_{ij}) (\dot{\varepsilon}_{ij}^v - \dot{\xi}_{ij}) \right\}^{1/2} - q < 0.$$

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

$$(4.15) \quad \dot{q} = \eta H(G) \langle n_{ij} n_{ij}^* \rangle \bar{\dot{\varepsilon}} - (1 - H(G)) \rho q \bar{\dot{\varepsilon}},$$

où η, ρ sont des constantes,

$$(4.16) \quad \bar{\dot{\varepsilon}} = \left(\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^v \dot{\varepsilon}_{ij}^v \right)^{1/2}.$$

$H(G)$ est la fonction d'Heaviside et $\langle x \rangle$ est telle que :

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= x & \text{si } x > 0, \\ \langle x \rangle &= 0 & \text{si } x < 0. \end{aligned}$$

Le premier membre de l'équation (4.15) correspond à la croissance du paramètre de mémoire q et le second à son évanescence progressive lors du retour à des petits cycles. ξ_{ij} est calculable à partir de l'équation de consistance $G = \dot{G} = 0$.

Il reste à relier l'évolution de la valeur à saturation Y^{sat} au paramètre q , soit :

$$(4.17) \quad \dot{Y}^{sat} = b^{sat} (Y_{\infty}^{sat} - Y^{sat}) \dot{q}.$$

Ainsi, dans nos essais, le retour de cycles à grande déformation vers des déformations moindres (cf.III.f) peut être obtenu à l'aide du second terme de l'équation (4.15).

En résumé, pour une contrainte axiale imposée σ_{zz} assez faible pour ne pas modifier le cycle de torsion, tous les éléments ont été apportés pour simuler la réponse en contrainte $\Delta\sigma_{z\theta}$ à une déformation symétrique imposée en torsion, mais le point important est la vitesse de déformation cumulée de rochet $\dot{\varepsilon}_{zz}$.

5. Déformation de rochet ε_{zz} :

Cette déformation est gérée par l'équation:

$$\dot{\varepsilon}_{zz}^v = \varepsilon_0 f(\overline{\sigma - X}) \frac{(b - X_{zz})}{(\overline{\sigma - X})}, \quad \text{avec } b = \sigma_{zz} \quad \text{impose} \quad (4.5),$$

et

$$f = \frac{(N)^{n^*(T)}}{\sigma_0^*} \operatorname{sh} \frac{(\overline{\sigma - X})^{n^*(T)}}{N} \quad \text{avec } N = \beta(T)Y \quad (4.6) \text{ et } (4.12).$$

Le terme $\frac{f(\overline{\sigma - X})}{\sigma - X}$ est pratiquement fixé par la torsion, de même que le terme Y :

$$(4.11') \quad \dot{Y} = P_2(Y^{\text{sat}} - Y) (\bar{\varepsilon} - R_2|Y - Y_0|^{L_0} \operatorname{sign}(Y - Y_0)).$$

La cinétique de X'_{2zz} s'écrit:

$$(4.11'') \quad \dot{X}'_{2zz} \simeq P_3(Y\dot{\varepsilon}_{zz} - X'_{2zz}|\dot{\varepsilon}|) \left[-P_3 R_3(Y - \bar{X}_2)(\bar{X}_2 - X_{02})^{L_0} \frac{(X'_{2zz} - X'_{02zz})}{(X_2 - X_{02})} \right],$$

avec le terme encadré quasiment fixé par la torsion.

Ainsi dans l'état actuel du modèle, il reste encore quelques latitudes d'ajustement de l'amplitude du pas du rochet par cycle dans l'optimisation des constantes P_3 et η .

En *rochet 1D* [19], en ce qui concerne les propriétés cycliques entre contraintes dissymétriques (σ_{\max} et σ_{\min}), on peut montrer à l'aide des équations (4.11') et (4.11'') du modèle, en faisant abstraction de la restauration que le pas du rochet par cycle $\delta\varepsilon$, s'exprime par:

$$(4.18) \quad \delta\varepsilon = \frac{1}{P_3} \operatorname{Ln} \left(\frac{Y^2 - (\sigma_{\min} + Y + \sigma_v)^2}{Y^2 - (\sigma_{\max} - Y - \sigma_v)^2} \right),$$

avec

$$(4.19) \quad \sigma_v = \beta Y \operatorname{Arsh} \left(\frac{\dot{\varepsilon}^v}{\dot{\varepsilon}_0} \left(\frac{\sigma_0^*}{Y} \right)^{n^*} \right)^{1/n^*}.$$

En accord avec l'expérience $\delta\varepsilon = 0$ si $\sigma_{\min} = -\sigma_{\max}$, cyclage symétrique sans contrainte moyenne et en chargement non symétrique, d'après (4.18), le rochet se produit dès que la contrainte moyenne est non nulle.

L'accommodation est obtenue ($\delta\varepsilon = 0$) lorsque $(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/2 = Y + \sigma_v$. L'avantage du couplage des variables réalisé dans les éq. (4.11) se situe dans le fait, qu'au cours de la déformation progressive, Y et σ_v croissent au détriment de X_2 qui décroît, ce qui crée une très nette diminution du rochet à chaque cycle. D'autre part, q augmente avec ε , ce qui permet de faire croître plus rapidement Y , donc de diminuer encore plus fortement $\delta\varepsilon$.

Les constantes P_3 et η 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 σ_v .

Par rapport aux modèles unifiés qui ne présentent pas de couplage au niveau des variables et qui surestiment très fortement la déformation progressive, les prévisions du modèle sont plus réalistes, mais dans l'état actuel surestime encore la déformation d'un facteur 2 au bout de 50 cycles avec $P_3 = 1000$ et $\eta = 0.5$. Tant que ce problème ne sera pas résolu, on ne peut envisager une simulation correcte du rochet *2D*, qui sera également très surestimé [25].

Dans le cas du rochet $2D$, il faut signaler que l'amplitude $\delta\varepsilon_{zz}$ du rochet est très dépendante de la règle de normalité qui doit être réétablie après chaque inversion de la vitesse de torsion $\dot{\varepsilon}_{z0}^T$ (après la déformation élastique).

5. Conclusions et perspectives

La confrontation numérique du modèle aux résultats du rochet $2D$ n'a pas encore été réalisée. Cependant, on a montré que qualitativement hormis le rochet géométrique le modèle est capable dans sa forme actuelle de prédire les observations citées précédemment.

Cependant, à notre connaissance, aucun modèle n'a encore été identifié au regard de l'ensemble de ces résultats qui présentent une richesse et une diversité peu commune et réalisent une synthèse des difficultés que l'on peut rencontrer dans la modélisation, tous les effets étant présents et intimement liés: comportement viscoplastique, sollicitations $2D$, effets de normalité, de mémoire évanescence de l'histoire antérieure, du temps, de la température et de la configuration des défauts ponctuels dans le champ des contraintes des dislocations. La modélisation quantitative du rochet $2D$ passe en premier lieu par l'estimation correcte du rochet $1D$.

Bibliographie

1. P. DELOBELLE, *Etude en contraintes biaxiales des lois de comportement d'un acier inoxydable du type 17-12 SPH, modélisation et identification*, Thèse d'état, Besançon (France), 1-320, 1985.
2. P. DELOBELLE et C. OYTANA, *Etude des lois de comportement à haute température en "plasticité-fluage" d'un acier inoxydable austénitique (17-12 SPH)*, J. Nucl. Mat., 139, 204-227, 1986.
3. P. DELOBELLE, C. OYTANA, *Modeling of 316 stainless steel (17-12 SPH) mechanical properties using biaxial experiments. Part I and II*, J. Pressure Vessel Techn., 109, 449-459, 1987.
4. C. LEXCELLENT, *Quelques aspects thermomécaniques des lois de comportement des alliages métalliques*, thèse d'état, Besançon (France), 1-255, 1987.
5. P. DELOBELLE, D. VARCHON, *Réalisation d'une machine de fluage biaxiale (traction-torsion) à contraintes constantes*, Rev. Phys. Appl., 18, 667-674, 1983.
6. P. DELOBELLE, F. TRIVAUDEY, C. LEXCELLENT, Rapport final de contrat, E.D.F., n° 3K0065, 1-121, 1987.
7. P. DELOBELLE, C. LEXCELLENT, C. OYTANA, *Non-proportional loading tests, tensile-torsion ratchetting, at elevated temperature, of a 17-12SPH, austenitic stainless steel*, Mechanical Behaviour of Materials V, Edited by M. G. YAN, S. H. ZHANG, Z. M. ZHENG, Pergamon-Press, 1181-1187, 1987.
8. P. DELOBELLE, C. OYTANA, A. MERMET, *Constitutive laws of 316 stainless in high temperature creep by biaxial experiments*, Mechanical Behaviour of Materials IV, Edited by J. CARLSSON et N. G. OHLSON, Pergamon Press, 141-147, 1984.
9. P. DELOBELLE, *Sur les lois de comportement viscoplastique à variables internes. Exemples de deux alliages industriels, inoxydable austénitique 17-12SPH et superalliage INCO 718*, Rev. Phys. Appl., 23, 1-61, 1988.
10. C. LEXCELLENT, J. BIROCHEAU, L. BORNIER, *Identification du fluage primaire et des transitoires de l'aluminium A_5 à haute température*. J. Méc. Théor. et Appl., 3, n° 3, 371-380, 1984.
11. P. DELOBELLE, C. OYTANA, *Application d'un modèle unifié aux propriétés cycliques d'un acier inoxydable austénitique du type 17-12SPH*, 9th Structural Mechanics in Reactor Technology, Edited by F. H. WITTMANN, A. A. BALKEMA, 377-384, 1987.

12. J. LEMAITRE, J. L. CHABOCHE, *Mécanique des matériaux solides*, Ed. Dunod, 1985.
13. D. NOUAILHAS, *A viscoplastic modelling applied to stainless steel behaviour*, 2nd International Conference on Constitutive Laws for Engineering Materials: Theory and Application. Tucson USA, 5-8 January, 1-8, 1987.
14. E. CONTESTI, E.M.P., *Compte rendu du G.I.S. "Rupture à chaud", Etude 1.2*, 182.
15. E. CONTESTI, G. CAILLETAUD, *Description of creep-plasticity interaction with non unified constitutive equations: application to an austenitic stainless steel*. Preprints of the Sixth International Seminar on Inelastic Analysis and Life Prediction in High-Temperature Environment, Paris, France, August 24-25, B1, 1-B1-32, 1987.
16. P. BLANCHARD, *Compte rendu G.I.S. "Rupture à chaud", Etude 1.2*, 1982.
17. P. BLANCHARD, J. TORTEL, *Evaluation of high temperature mechanical properties and constitutive equation of austenitic stainless steel*, Preprints of the 5th International Seminar on Inelastic Analysis and Life Prediction in High Temperature Environment, Paris, France, August 26-27, 125-186, 1985.
18. J. ZARKA, Q. S. N'GUYEN, B. HALPHEN, *Plasticité et viscoplasticité, récents développements*, IPSI Paris, Mai 1978.
19. Z. MRÓZ, J. ZARKA, *Cyclic constitutive relations for metals*, dans *Matériaux et Structures sous Chargement Cyclique*, Palaiseau, 28-29 sept., 11-48, 1978.
20. J. J. ENGEL, *Analyse d'un groupement à deux patins bidimensionnels soumis à un chargement cyclique*, dans *Matériaux et Structures sous Chargement Cyclique*, Palaiseau, 28-29 sept., 81-86, 1978.
21. B. HALPHEN, Q. S. N'GUYEN, *Sur les matériaux standards généralisés*, *J. Mécanique*, 14, 1-39, 1975.
22. J. L. CHABOCHE, K. DANG-VAN, G. CORDIER, *Modelization of the strain memory effect on the cyclic hardening of 316 stainless steel*, 5th Int. Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT 5), Division L, Berlin 1979.
23. N. OHNO, *A constitutive model of cyclic plasticity with non-hardening strain region*, *J. Appl. Mech.*, 49, 721-730, 1982.
24. C. G. SCHMIDT, A. K. MILLER, *A unified phenomenological model for non elastic deformation of type 316 stainless steel, Part. I et II*, *Res. Mechanica*, 3, 109-129, 1981.
25. G. CLEMENT, G. GUIONNET, *Analysis of biaxial experiments on 316 steels at elevated temperature*, 8th Structural Mechanics in Reactor Technology, Brussels, Belgium, vol. L, 43-48, 1985.

LABORATOIRE DE MECANIQUE APPLIQUEE ASSOCIE AU CNRS
FACULTE DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES, BESANCON, FRANCE.

Received April 27, 1988.