

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 60 (1987)

**Heft:** 7

**Artikel:** Quelques mécanismes microscopiques de la plasticité de métaux de structure cubique à faces centrées

**Autor:** Bonneville, J. / Carrard, M. / Gotthardt, R.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-115878>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 15.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Quelques mécanismes microscopiques de la plasticité de métaux de structure cubique à faces centrées

Par J. Bonneville, M. Carrard, R. Gotthardt et J. L. Martin

Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne

*Dédicé au Prof. B. Vittoz pour son 60ème anniversaire  
(16. VII. 1987)*

**Résumé.** La déformation plastique d'un cristal est un processus complexe au cours duquel plusieurs phénomènes prennent place tels que la multiplication des dislocations, leur mouvement à travers le cristal, leur accumulation en écheveaux, parois ou sous-joints et leur annihilation. On dit en particulier que le cristal durcit, si l'on observe une augmentation de la contrainte avec la déformation dans un essai à vitesse imposée, ou bien une diminution de la vitesse de déformation au cours du temps dans un essai de flageolement.

Dans le présent article, nous proposons de décrire quelques mécanismes contrôlant la vitesse de déplacement des dislocations dans des métaux de structure cubique à faces centrées, tels que le glissement dévié des dislocations, le glissement sur des plans non compacts et le glissement dans un cristal irradié. Ces divers mécanismes sont connus depuis longtemps, mais leur étude détaillée et la détermination des paramètres d'activation qui les caractérisent n'ont été réalisées que très récemment.

## I. Le glissement dévié

Ce mécanisme est très important dans la plasticité des matériaux. En effet, lorsqu'une dislocation est bloquée dans son plan de glissement par certains obstacles, elle peut leur échapper si les conditions sont favorables au glissement dévié qui lui permet de gagner un autre plan de glissement. Ce processus sera d'autant plus facile que le cœur de la dislocation est moins étendu, que la température est élevée (phénomène activé thermiquement) et que la contrainte locale favorise une contraction du cœur dans le plan primaire et une extension de celui-ci dans le plan de déviation.

Expérimentalement, on observe le glissement dévié dans de nombreux cristaux, même à température ambiante, d'après l'allure des traces de glissement après un essai mécanique (Fig. 1) ou dans des expériences de déformation *in situ* dans le microscope électronique.

Sur le plan théorique, un modèle a été proposé par Escaig [1] dans lequel la déviation se produit à partir d'une constriction sur une dislocation vis (Fig. 2). Sous l'influence de la contrainte appliquée et de l'activation thermique, les deux moitiés *A* et *B* de la constriction se séparent, créant ainsi un segment *AB* de

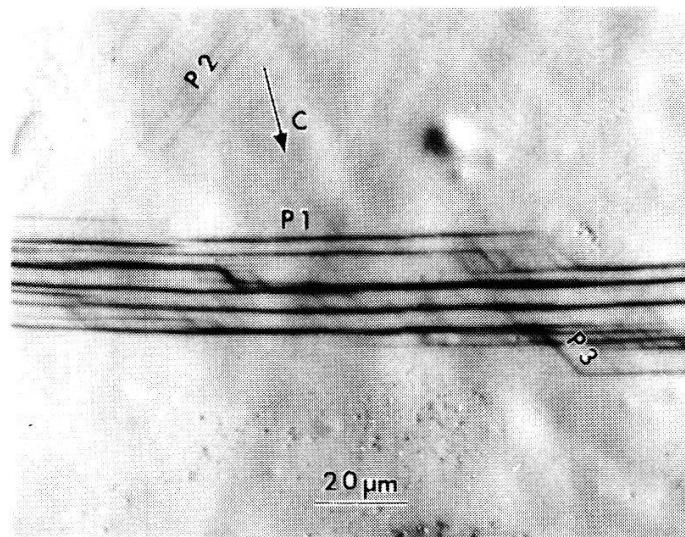


Figure 1

Traces caractéristiques du phénomène de glissement dévié à la surface d'un monocristal de cuivre. Déformation plastique de  $10^{-2}$  à la température ambiante.  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  = plans de glissement primaire, secondaire et de déviation respectivement.  $C$  = axe de compression. Micrographie optique. D'après [3].

dislocation dans le plan de déviation (Fig. 2b). Au-delà d'une séparation critique de  $A$  et  $B$ , qui correspond à l'énergie maximum du processus, les points  $A$  et  $B$  s'éloignent l'un de l'autre sous l'effet de la contrainte et la déviation est ainsi achevée. En partant de ce schéma, Escaig a proposé une expression de la vitesse de dislocation en fonction de la température et de la contrainte [1].

Pour comparer ce modèle à la réalité, il a fallu imaginer une expérience de déformation dans laquelle la contrainte que l'on mesure est celle qui caractérise le déclenchement du glissement dévié seul. En effet, ce processus apparaît souvent mêlé à d'autres, comme par exemple en début du stade III de la déformation d'un monocristal de structure cubique à faces centrées (contrainte  $\tau_{III}$ ). Une telle expérience a été proposée il y a quelques années [2] et appliquée récemment à l'étude du glissement dévié dans le Cuivre en fonction de la température [3], de 150 K à 470 K. Cette méthode est détaillée dans la Réf. [2].

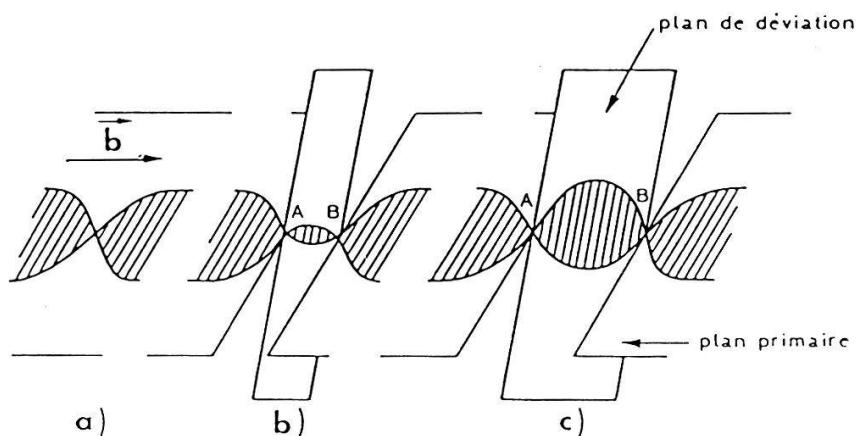


Figure 2

Etapes successives du processus de glissement dévié d'une dislocation vis, d'après le modèle d'Escaig [1].

Elle consiste à prédéformer un gros monocrystal d'orientation [110] jusqu'en fin de stade II de manière à créer une forêt de dislocations relativement dense. On extrait de cet échantillon prédéformé des éprouvettes plus petites, d'axe tel que lors de leur déformation, une famille de dislocations de la forêt dévie en bloc, à la nouvelle limite élastique.

Le glissement dévié a pu être ainsi observé entre 250 et 407 K, la contrainte de déviation décroissant de 27 MPa à 21 MPa sur cet intervalle de température. Le volume d'activation correspondant (qui caractérise la dépendance de la vitesse en fonction de la contrainte) a été mesuré par la méthode des relaxations de contrainte [4]. Le volume d'activation microscopique s'obtient par correction du volume précédent, en appliquant la méthode des relaxations successives [5]. Les résultats sont résumés Fig. 3. Des valeurs voisines de  $350 b^3$  ( $b$  = vecteur de Burgers des dislocations) ont été trouvées entre 250 et 407 K. Cette valeur est en bon accord avec les prévisions du modèle d'Escaig [1] et on retrouve indirectement les largeurs de dissociation de dislocation dans le Cuivre qui ont été mesurées par microscopie électronique dans le passé [6]. On a également pu calculer à partir de ces mesures l'énergie d'activation correspondante du processus qui est:  $\Delta G_0 = 1,15 \pm 0,37$  eV [3]. De nouveau, cette valeur est en accord raisonnable avec les prédictions du modèle [1].

Si l'on compare cette valeur de l'énergie d'activation avec celle que l'on trouve expérimentalement en fluage pour le Cuivre aux températures intermédiaires, il y a peu de différence. Le glissement dévié, qui est un processus possible d'annihilation des dislocations, contrôlerait ainsi la vitesse de fluage dans ce domaine de température. Il faudrait réaliser des mesures semblables des paramètres d'activation du glissement dévié dans d'autres métaux pour généraliser ce résultat.

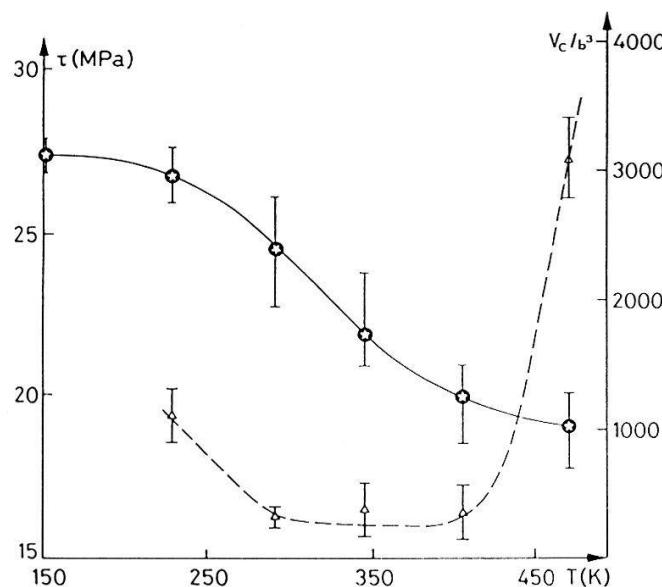


Figure 3

Contrainte critique  $\tau$  et volume d'activation  $V_c$  correspondant au glissement dévié dans le cuivre, en fonction de la température. Le glissement dévié se manifeste à la limite élastique entre 250 et 407 K. D'après [3].

## II. Glissement sur les plans non compacts

Les cristaux de structures compactes glissent généralement sur les plans denses (plans {111} dans la structure cubique à faces centrées, plan basal dans la structure hexagonale compacte). On sait aussi depuis longtemps que des plans de glissement non compacts peuvent être activés pendant la déformation plastique: plan prismatique dans la structure hexagonale compacte [7], plans {001}, {110}, {112}, etc. dans la structure cubique à faces centrées [8], mais leur importance vis-à-vis de la plasticité a certainement été sous-estimée.

Dans la présente étude [9], on s'est efforcé d'observer le glissement  $1/2$  [110](001) dans des monocristaux d'Aluminium d'axe [112], afin de déterminer ses caractéristiques et de proposer un modèle microscopique pour la force de friction que ressentent les dislocations dans ce plan.

Dans de tels monocristaux (Fig. 4), on peut clairement identifier quel système de glissement est actif en fonction de la température en examinant les traces de glissement qui se manifestent sur des faces différentes, dans des orientations différentes. On voit en particulier que les plans (111) et ( $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ) glissant respectivement dans les directions [011] et [101] vont donner lieu à des traces de glissement visibles en *B* (Fig. 4b) et invisibles en *A*, alors que le glissement sur le plan (001), dans la direction [110] produira une trace visible en *A* et invisible en *C*.

En observant la forme de l'échantillon après l'essai de déformation, on peut aussi détecter si le plan (001) ou bien les plans compacts ont été activés: dans

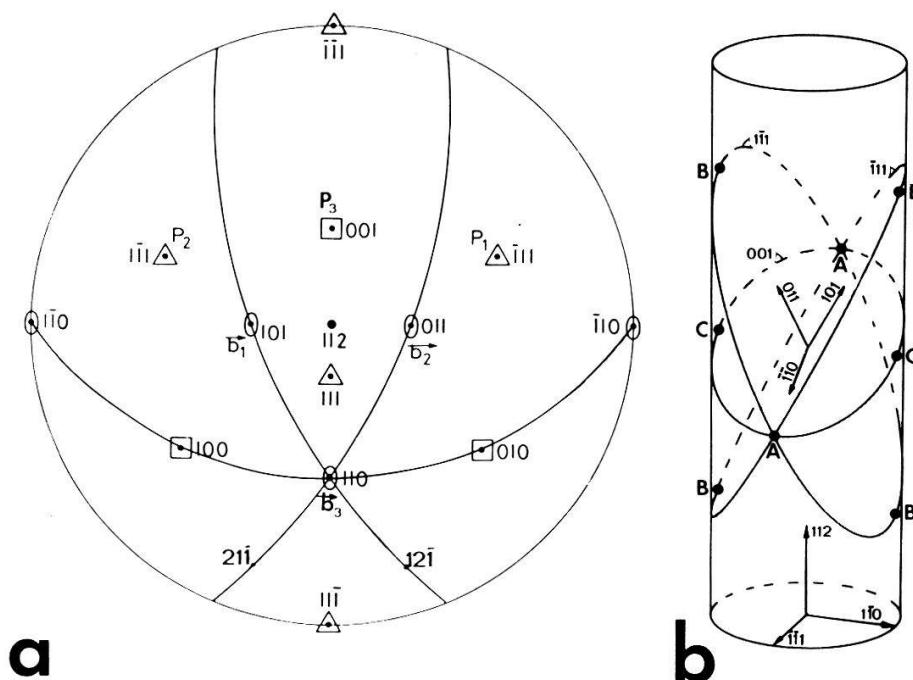


Figure 4

Géométrie des monocristaux d'axe [112]. (a) Projection stéréographique: ( $P_1, b_1$ ), ( $P_2, b_2$ ) et ( $P_3, b_3$ ) sont les systèmes de glissement [101](111), [011](111) et [110](001) respectivement. Leur facteur de Schmid est 0,408, 0,408 et 0,471 respectivement. (b) Géométrie du glissement: les traces de glissement des systèmes [101](111) et [011](111) sont invisibles en *A* et visibles en *B*, tandis que celles du système [110](001) sont visibles en *A* et invisibles en *C*.

cette orientation [112], la section de l'échantillon qui est circulaire au départ, prend une forme elliptique au cours de la déformation. Le grand axe de l'ellipse est dans la direction [111] ou [110] {à 90° de la précédente}, selon que les glissements compacts ou le glissement (001) sont activés respectivement.

### 1. Allure des courbes de déformation

La forme des courbes de fluage ne dépend pas fortement de l'activation du glissement (001). On observe quelquefois une légère augmentation de la vitesse au tout début de la déformation [9]. Ceci pourrait correspondre à une multiplication intense des dislocations au niveau des sources situées sur le plan non compact.

Par contre, les courbes de déformation à vitesse imposée apparaissent très différentes lorsque les glissements non compacts sont activés. Au début de la déformation, une contrainte critique  $\tau_c$  apparaît au début d'un stade de glissement facile sur le plan non dense (Fig. 5). La Fig. 6 montre que cette contrainte critique dépend de la température et de la vitesse de déformation, si bien que ce mécanisme de glissement est fortement activé thermiquement, avec une enthalpie d'activation proche de 1,7 eV. Cette valeur n'a pu être mesurée avec une grande précision car les mesures n'ont pu être faites que dans un intervalle de température limité, le glissement sur les plans denses prenant la relève en dessous de 280°C.

### 2. Les sources de dislocations sur le plan non compact

L'origine des dislocations sur les plans non compacts a été longtemps controversée. Dans une étude antérieure du glissement (110), Le Hazif et Poirier [10] ont comprimé des monocristaux d'Aluminium selon la direction [001]. Dans

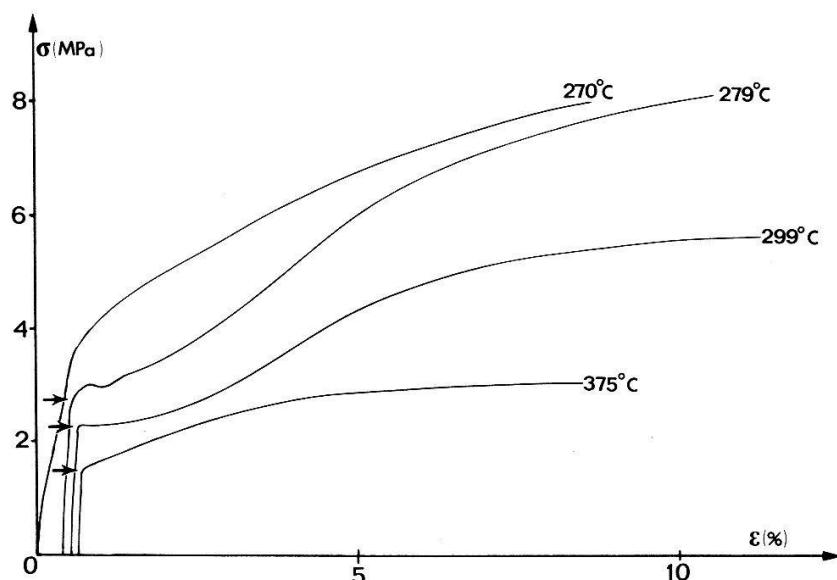


Figure 5

Courbes de traction à différentes températures ( $\dot{\gamma} = 12 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ ). À 270°C, uniquement le glissement sur {111} est activé. Pour les autres courbes, la contrainte critique pour le glissement sur (001) est indiquée par une flèche.

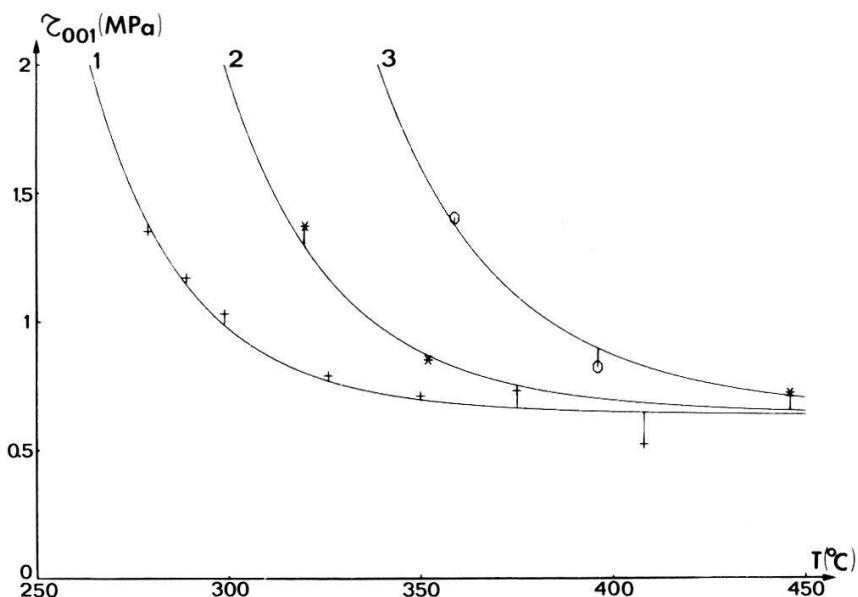


Figure 6

Variation de la contrainte critique du glissement sur (001) en fonction de la température pour trois vitesses de déformation: 1)  $\dot{\gamma} = 12 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ ; 2)  $\dot{\gamma} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ ; 3)  $\dot{\gamma} = 12 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ . Les courbes tracées correspondent au modèle des paires de décrochement.

cette situation, les mêmes vecteurs de Burgers étaient actifs sur les plans {111} et {110} et ces auteurs concluaient que les sources opéraient sur les plans denses, les dislocations déviant ensuite sur les plans non denses. Dans la présente étude, les vecteurs de Burgers primaires étant différents sur les deux types de plans, on a pu montrer que la multiplication se fait sur le plan non compact.

### 3. *L'observation in situ du glissement non compact dans le microscope électronique*

Au cours des dix dernières années, le mouvement des dislocations sur de grandes distances sur les plans non denses, a pu être observé directement: au-dessus de 200°C pour les plans (001), (110), (112) [11], à l'ambiante pour le plan (001) [12]. Dans la présente étude [9], nous avons pu constater qu'entre 170°C et 200°C, le mouvement des dislocations coins est stable sur le plan (001) alors que les vis se déplacent par glissement dévié multiple avec de nombreux passages sur (001).

### 4. *Le mécanisme microscopique*

Trois mécanismes différents ont été invoqués successivement. Tout d'abord, la recombinaison des barrières de Lomer-Cottrell avait été évoquée par Friedel [13] et Stroh [14] pour expliquer le glissement sur (001). En fait, ces barrières sont déjà recombinées et glissiles dans l'Aluminium à 20°C et ne pourraient être responsables d'une friction à 200°C. De plus, un tel mécanisme ne pourrait convenir pour les glissements sur d'autres plans non compacts qui semblent présenter des caractéristiques communes.

Une dissociation particulière de la dislocation dans le plan non compact avait été proposée par Edelin [15], à haute température. Cependant, les simulations du cœur des dislocations dans l'Aluminium, en fonction de la température, n'ont pas établi clairement à ce jour qu'une telle dissociation était possible. Il faudrait en outre qu'il existe une géométrie particulière du cœur sur chaque plan non dense, ce qui paraît invraisemblable.

Le troisième mécanisme est celui des paires de décrochements suggéré précédemment [16] analogue à celui qui existe pour le glissement prismatique dans les métaux de structure hexagonale compacte. Il considère le mouvement dans le plan non compact de dislocations vis normalement dissociées dans un plan {111}. Leur glissement dans le plan non compact nécessite la formation et la propagation de paires de décrochements (Fig. 7). Les dislocations vis dans un tel modèle doivent apparaître droites, si la nucléation des décrochements est plus difficile que leur propagation. Ceci est en accord avec les observations *in situ* ainsi que les micrographies électroniques de dislocations ancrées sous charge [17]. De plus, la variation avec la température et la vitesse de déformation, de la contrainte critique sur (001) est en bon accord avec l'équation de vitesse du modèle [9]. On peut aussi expliquer ainsi pourquoi, dans les divers métaux de structure CFC, les températures réduites d'apparition des glissements non compacts, sont d'autant plus élevées que la largeur de dissociation des dislocations est plus grande.

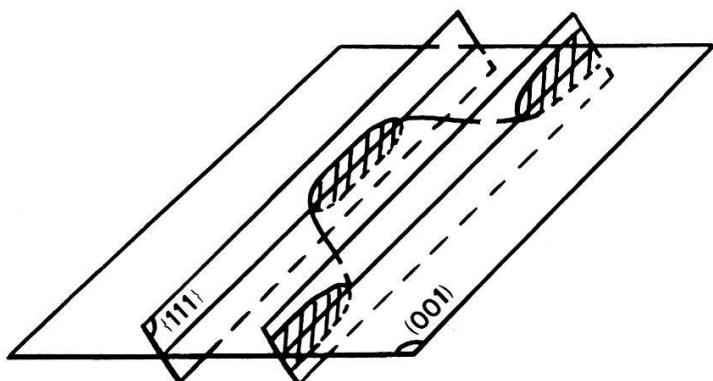


Figure 7  
Représentation schématique du modèle des paires de décrochement.

### III. Déformation par glissement d'un cristal d'aluminium irradié aux protons de 600 MeV

#### 1. Buts de l'étude

Dans cette étude [18], des protons de 600 MeV sont utilisés pour simuler les dégâts d'irradiation que l'on attend dans la première paroi des futurs réacteurs de fusion qui seront exposés à des neutrons de 14 MeV et dont il n'existe pas actuellement de source intense. Des échantillons d'Aluminium 6N ont été irradiés à cet effet dans l'installation PIREX construite sur le cyclotron du SIN. Les

feuilles d'épaisseur 0,1 mm sont irradiées à des doses de 0,5 à 6 dpa, à des températures comprises entre 390 et 750 K.

L'étude est divisée en trois parties:

- le comportement mécanique proprement dit, au cours d'essais de traction à vitesse imposée pour apprécier le durcissement du matériau et en proposer une modélisation.
- l'observation au microscope électronique conventionnel et en haute résolution des dégâts d'irradiation pour tenter d'identifier les obstacles au mouvement des dislocations. Une étude complémentaire par mesure de la résistivité électrique résiduelle a été entreprise pour mettre en évidence les obstacles non visibles au microscope électronique (impuretés, petits amas).
- observation *in situ* dans un microscope électronique du mouvement des dislocations dans un échantillon irradié, pour vérifier directement le modèle proposé.

## 2. Résultats

Les défauts créés par irradiation sont principalement:

- Des bulles d'Helium qui proviennent de la précipitation de particules  $\alpha$ . Leur densité et leur taille a été déterminée en fonction de la température et de la dose d'irradiation [18]. Un tel effet est également observé lors de l'implantation d'Helium dans un métal [19].
- Des éléments de transmutation (principalement Na et Mg, mais aussi H, O, N, C). Ces impuretés, présentes à l'état de traces, sont en général invisibles au microscope électronique. Seulement, pour des irradiations à forte dose (5,1 dpa) et haute température (700 K), on a observé des précipités sous forme de petites plaquettes. Dans les conditions habituelles, les impuretés forment une solution solide homogène ou constituent de petits amas, de taille inférieure à 1 nm [20]. Les mesures de résistivité électrique montrent que ces amas présentent une bonne stabilité thermique jusque vers 820 K [21].
- Le réseau initial de dislocations se recuit par montée sous irradiation. Un autre moins dense subsiste.

La comparaison des courbes de déformation des éprouvettes d'aluminium irradiées ou non, montre une augmentation de la contrainte d'écoulement après irradiation qui peut atteindre un facteur 4 (voir Fig. 8). On a pu mettre en évidence que l'accroissement de contrainte est proportionnel à la racine carrée de la dose, à toutes les températures de mesure (Fig. 9). Cet accroissement n'est pas lié directement à la distribution et à la taille des bulles observables par microscopie électronique. La mesure des volumes d'activation a montré que les obstacles au mouvement des dislocations doivent être distants de 80 nm et avoir une taille de 1 nm environ.

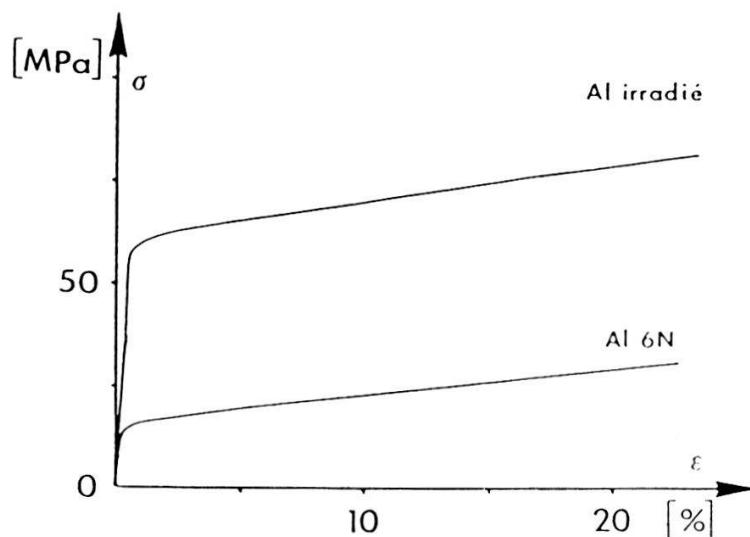


Figure 8

Courbe  $\sigma(\epsilon)$  à 290 K d'une éprouvette d'aluminium 6N non irradiée et irradiée à 425 K et 4.1 dpa ( $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) [18].

Les expériences de déformation in situ ont montré que les dislocations interagissent faiblement avec les bulles et plus fortement avec des obstacles submicroscopiques non identifiables. Ceci est en accord avec les résultats des essais mécaniques [22].

Le modèle qui semble le mieux décrire l'ensemble des résultats ci-dessus est celui de Fleischer [23].

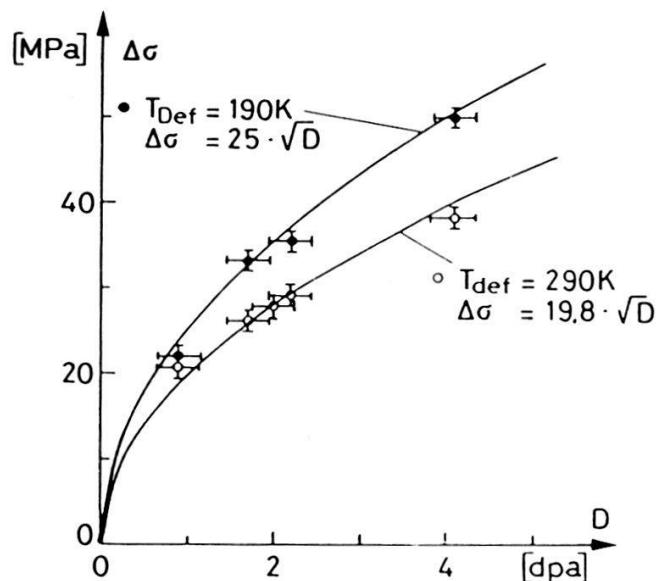


Figure 9

Variation de l'accroissement  $\Delta\sigma$  de la limite d'écoulement en fonction de la dose à 190 K et 290 K ( $D$  = dose) [18].

## Conclusion

Nous avons montré, à l'aide des trois exemples ci-dessus, comment, en pratiquant simultanément des essais mécaniques (fluage ou déformation à vitesse

imposée), des observations au microscope électronique, des sous-structures de défauts, des expériences de déformation *in situ* dans le microscope, on pouvait identifier et caractériser divers mécanismes contrôlant la plasticité des métaux cubiques à faces centrées.

## Remerciements

Les auteurs remercient le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique qui a financé une partie des études décrites ici. Ils remercient également leurs collègues D. Gavillet, F. Paschoud et M. Mills pour de nombreuses discussions.

## REFERENCES

- [1] B. ESCAIG, J. Phys., 29, 225 (1968).
- [2] J. BONNEVILLE et B. ESCAIG, Acta Met., 27, 1477 (1979).
- [3] J. BONNEVILLE, Thèse de doctorat no 607, EPF Lausanne, 1985.
- [4] F. GUIU et P. L. PRATT, Phys. Stat. Sol., 34, 9 (1969).
- [5] L. P. KUBIN, Phil Mag., 30, 4 705 (1974).
- [6] W. M. STOBBS et C. H. SWORN, Phil Mag., 24, 1365 (1971).
- [7] P. RÉGNIER et J. M. DUPOUY, Phys. Stat. Sol., 39, 79 (1970).
- [8] R. D. JOHNSON, A. P. YOUNG et A. D. SCHWOPE, *Proc. of a Symposium on the Creep and Fracture of Metals at High Temperatures*, London: Her Majesty's Stationery Office, 1956, p. 25.
- [9] M. CARRARD, Thèse de doctorat no 595, EPF Lausanne, 1985.
- [10] R. LE HAZIF et J. P. POIRIER, Acta Met., 23, 865 (1975).
- [11] D. CAILLARD, Thèse de 3ème Cycle, Toulouse, 1976.
- [12] W. HÖLLERBAUER et H. P. KARNTHALER, '7th Eur. Cong. on Electron Microscopy', (Ed. by P. Brederoo and G. Boom), the Hague, 1980, p. 260
- [13] J. FRIEDEL, Phil. Mag., 46, 1169 (1955).
- [14] A. N. STROH, Phil Mag., 1, 491, (1956).
- [15] G. EDELIN, Scripta Met., 6, 1185 (1972).
- [16] G. VANDERSCHAEVE et B. ESCAIG, 'Dislocations et déformation plastique', Les Editions de Physique, Orsay, 1980, p. 141.
- [17] P. ANONGBA, J. BONNEVILLE, et J. L. VERGER-GAUGRY, Scripta Met., 21, 777 (1987).
- [18] D. GAVILLET, Thèse de doctorat no 652, EPF Lausanne, 1986.
- [19] S. E. DONNELLY, Rad. Eff., 90, 1 (1985).
- [20] S. L. GREEN, Jour. Nucl. Mat., 126, 30 (1984).
- [21] F. PASCHOUD, R. GOTTHARDT et S. L. GREEN, *Proc. Int. Symp. on Effects of Radiation on Materials*, 1986, Seattle, à paraître dans l'édition ASTM.
- [22] D. GAVILLET, W. GREEN, M. VICTORIA, R. GOTTHARDT et J. L. MARTIN, *Ibidem*.
- [23] R. L. FLEISCHER, dans 'The strengthening of metals', Peckner D. (Edit.), Reinhold Publ. Corp., New York, 1964, p. 93.