

ETUDE DE LA FRONTIERE ELASTIQUE DES MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM

W. K. NOWACKI et J. ZARKA

Laboratoire de Mécanique de l'Ecole Polytechnique, 17, rue Descartes, Paris V, France

Résumé—On explore expérimentalement la frontière élastique d'un monocristal d'aluminium dans différentes directions après avoir exercé un écrouissage suivant une direction particulière. On donne les résultats d'un point de vue macroscopique et leur interprétation microscopique: interactions entre systèmes de glissement. On vérifie qu'une formule théorique rend compte convenablement de ces interactions.

1. INTRODUCTION

UN des problèmes les plus importants de la Mécanique des Solides est l'étude des relations de comportement à adopter lorsque l'on quitte le domaine de l'élasticité. Il y a dans ce problème deux parties différentes:

—comment est défini le domaine élastique et quelle est son évolution quand le matériau est soumis à des déformations non-élastiques? (ou encore quels sont les paramètres qui caractérisent l'écrouissage et comment évoluent-ils?);

—quelles sont les relations entre les déformations non-élastiques et les contraintes qui les ont provoquées.

Le matériau est en général un agrégat de monocristaux. Il est donc naturel d'obtenir, en premier, une solution du problème pour le monocristal pur.

Une réponse théorique a été donnée par Zarka [1]. Il avait dû se placer en viscoplasticité. Les paramètres fondamentaux de l'écrouissage étaient les densités, la longueur moyenne et l'orientation des petits segments de dislocations. L'évolution de ces paramètres ainsi que les relations de comportement avaient pu être déterminées.

Afin de compléter les résultats théoriques, nous avons entrepris l'étude expérimentale du problème. Nous insistons dans ce texte, plus particulièrement, sur l'étude de la frontière élastique des monocristaux d'aluminium.

2. ETUDE EXPERIMENTALE

2.1 *Principe*

Nous explorons dans différentes directions par traction ou compression "simple" la frontière élastique du monocristal et son évolution quand le cristal a été soumis à un écrouissage suivant une direction particulière.

L'anisotropie macroscopique observée est liée:

—à la géométrie du cristal: les déformations plastiques résultent de glissements suivant

certaines plans, dans certaines directions (systèmes de glissement) suivant lesquelles la cission† réduite appliquée atteint une certaine valeur ; une rotation des directions principales du tenseur contrainte modifie l'amplitude de ces cissions ;

—à l'écroutissage propre : un écroutissage fait disparaître l'équivalence entre les différents systèmes de glissement géométriquement équivalents (i.e. équivalents dans le groupe des symétries du cristal parfait).

Afin d'éliminer la géométrie du cristal, nous effectuons la correction du facteur géométrique ; † la comparaison entre les courbes microscopiques obtenues nous donne alors l'influence de l'écroutissage initial.

2.2 Méthode expérimentale

Les monocristaux d'aluminium pur ($>4\text{ N}$) que nous avons utilisés ont été achetés chez Metal Research L.T.D. à Cambridge. Nous les avons orientés par la méthode classique de Laüé en retour ; l'interprétation des clichés a été effectuée à l'aide des réseaux de Greninger.

Le monocristal cylindrique, M , de longueur approximative 150 mm et de diamètre 25 mm est découpé en trois parties identiques $M.1$, $M.2$, $M.3$ à l'aide d'un appareil à étincelage de type Servomet (Fig. 1). Chacun de ces monocristaux, $M.m$, est déformé par compression d'amplitude différente à l'aide d'une machine du type Instron. Nous obtenons ensuite à l'aide du Servomet, à l'intérieur même du monocristal $M.m$, des petites éprouvettes cylindriques selon les directions A , B , C , D et E qui font respectivement les angles 0 , $\pi/4$, $\pi/2$, $\pi/6$ et $\pi/3$ avec l'axe macroscopique‡ de ce cristal. Les monocristaux $M.1.B$, $M.2.B$, $M.3.B$ (resp., C , D , E) n'ont pas en général la même orientation. Cela pour deux raisons différentes : la première est que la direction B , n'est définie qu'à une rotation près autour de l'axe macroscopique ; la deuxième est que les déformations des cristaux $M.1$, $M.2$, $M.3$ étant différentes il en est de même de l'orientation de l'axe macroscopique par rapport à la maille cristalline. Les monocristaux $M.1.B$, $M.2.B$, $M.3.B$ (resp., C , D , E) ont dû par conséquent être orientés. L'analyse microscopique n'est pas perturbée par ce fait.

Nous avons choisi les vitesses de l'Instron de façon à réaliser pour toutes les expériences une vitesse de déformation voisine de $1,5 \times 10^{-4}$ sec. Conventionnellement, la limite

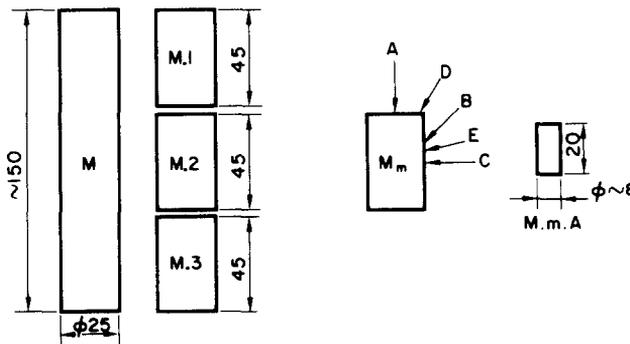


FIG. 1.

† Les définitions de la cission réduite et du facteur géométrique sont rappelées au Paragraphe 2.3.2.

‡ L'axe macroscopique est le transformé de l'axe de compression, supposé fixé au cristal, au cours de la déformation.

élastique est définie ici comme la contrainte qui correspond à une déformation plastique de 10^{-3} .

Malgré toutes nos précautions expérimentales, les résultats, que nous présentons, ne peuvent être qu'approximativement des données quantitatives: l'orientation des cristaux n'est connue qu'à 1 à 2 degrés près; le parallélisme des bases du cristal n'est pas parfait; la section n'est pas constante le long de toutes petites éprouvettes [$(D_{\text{sup}} - D_{\text{min}})/D_{\text{sup}} \simeq 1,5\%$] les déformations sont lues en général directement sur l'enregistreur de l'Instron; pour des éprouvettes théoriquement identiques comme *M.1*, *M.2*, *M.3*, la dispersion peut atteindre parfois 5% ou plus (Fig. 2); quand la déformation devient assez importante, à l'intérieur du cristal, la distribution des contraintes et déformations n'est plus du tout connue (au voisinage des bases du cristal il y a des glissements multiples; de plus, un moment fléchissant important apparaît).

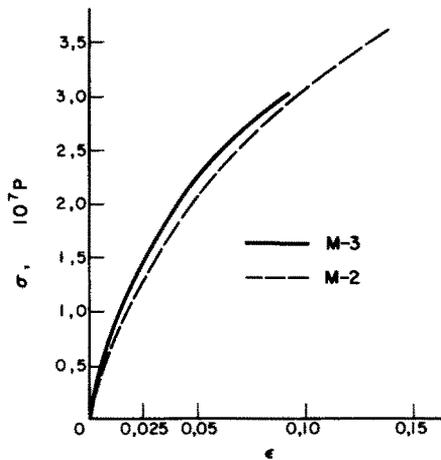


FIG. 2. Monocrystal *M.*

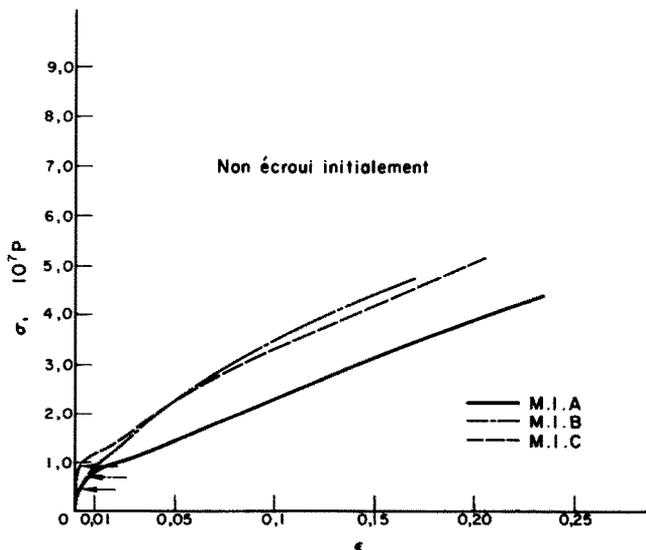


FIG. 3. Monocrystal *M.1.*

Les résultats sont donnés d'abord d'un point de vue macroscopique comme s'il s'agissait d'un polycristal. Un tableau permet d'en avoir ensuite une signification microscopique (nous calculons pour chaque essai la cission réduite appliquée).

2.3 Résultats expérimentaux

2.3.1 *Présentation macroscopique.* Dans la Fig. 4 (resp. 3, 5), nous avons tracé :

- dans une partie, l'histoire de l'écroutissage initial suivant la direction *A*; †
- dans la partie principale, les courbes obtenues ensuite dans les directions *A*, *B* et *C*.

Nous observons que les courbes *M.2.A*, *M.2.B*, *M.2.C* ne gardent pas des positions relatives identiques.

Dans la Fig. 6, nous montrons l'influence de l'amplitude de l'écroutissage initial sur les courbes obtenues dans la direction *A*. On peut remarquer que la limite élastique est égale à 0,34 kg/mm² pour *M.1.A* et à 6,9 kg/mm² pour *M.3.A*. Il y a une très forte expansion de la frontière élastique.

Les axes *x*, *y* sont dirigés respectivement suivant l'un des diamètres et l'axe de l'éprouvette cylindrique. Tous les états de contraintes obtenus par un chargement uniaxial dans une direction du plan (*x*, *y*) faisant l'angle α avec l'axe *y*, se trouvent sur la surface $\sigma_{xx}\sigma_{yy} = \tau_{xy}^2$ dans l'espace des contraintes σ_{xx} , σ_{yy} , τ_{xy} . Nous avons en effet :

$$\sigma_{xx} = \sigma \sin^2 \alpha; \quad \sigma_{yy} = \sigma \cos^2 \alpha; \quad \tau_{xy} = \sigma \sin \alpha \cos \alpha.$$

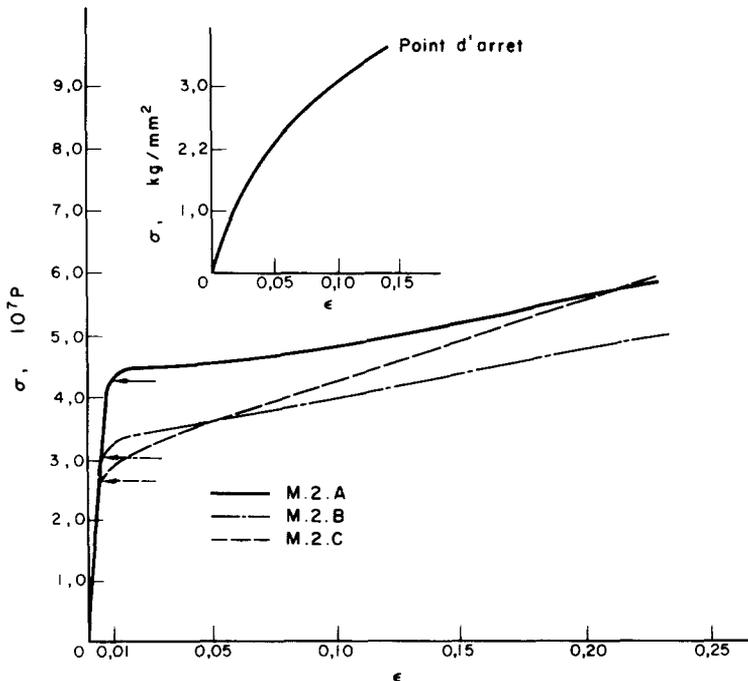


FIG. 4. Monocristal *M.2*.

† Le monocristal *M.1* n'a pas été écrouti initialement.

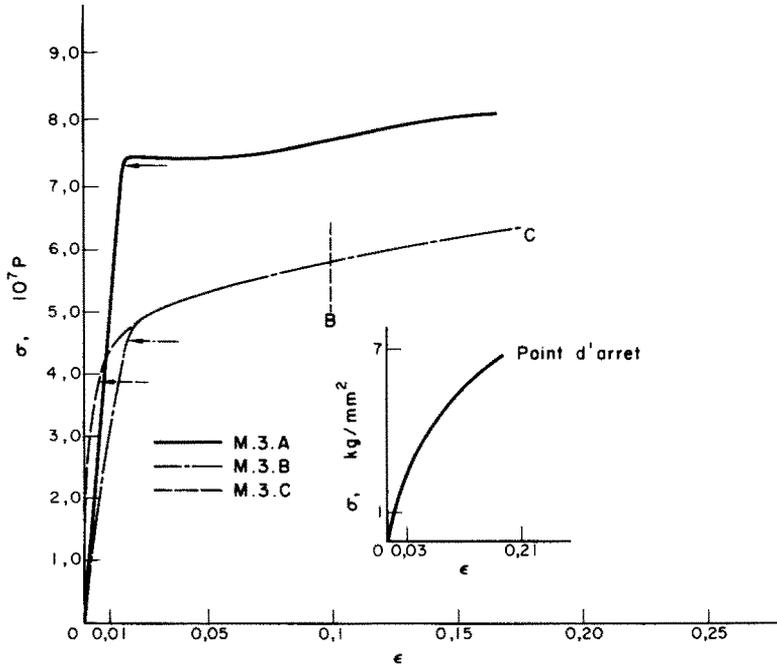


FIG. 5. Monocrystal M.3.

Les points correspondant à la limite élastique $\sigma(\alpha)^\dagger$ se trouvent sur une courbe tracée sur la surface précédente, nous avons représenté sur la Fig. 7(b) les projections de cette courbe sur le plan $\tau_{xy} = 0$ et sur le plan $\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = 0$ pour les 3 monocristaux M.1, M.2, M.3. S'il y avait isotropie (du cristal et de l'écroutissage), d'où $\sigma(\alpha) = \sigma$, nous aurions

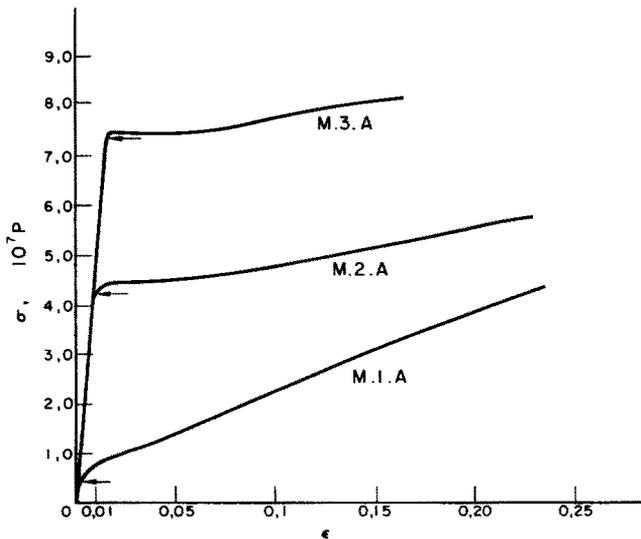


FIG. 6. Monocrystal M.

$^\dagger \sigma(\alpha)$ est tracée dans la Fig. 7(a).

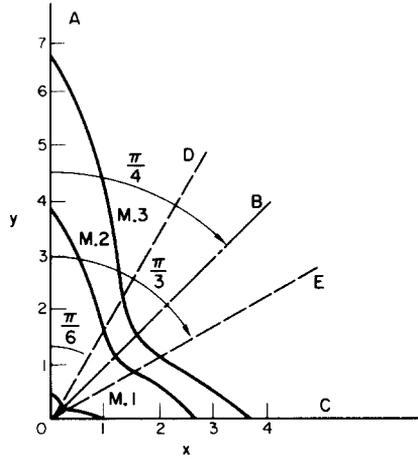


FIG. 7(a). Evolution de la limite élastique $\sigma(\alpha)$ en fonction de α .

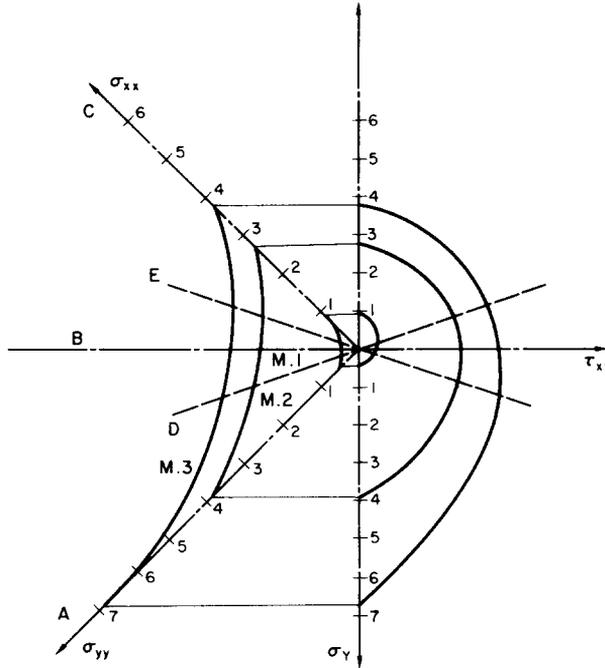


FIG. 7(b). Evolution des projections de la courbe élastoplastique sur les plans $\tau_{xy} = 0$ et $\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = 0$.

obtenu respectivement une droite ($\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = \sigma$) et une ellipse $[(\sigma_y\sqrt{2})^2 + (2\tau_{xy})^2 = \sigma^2$ avec $\sigma_y = (\sigma_{yy} - \sigma_{xx})\sqrt{2}$]. Les courbes de la Fig. 8 sont nettement différentes de ce schéma. La courbe relative à M.1 (cristal non écroui) montre l'anisotropie initiale du cristal. Les courbes relatives à M.2 et M.3 montrent nettement que :

- l'écrouissage suivant la direction A ($\alpha = 0$) entraîne une élévation de la limite élastique suivant les directions B, C, D et E ($\alpha = \pi/4, \pi/2, \pi/6$ et $\pi/3$);
- mais cette élévation est moindre que celle obtenue suivant la direction A.

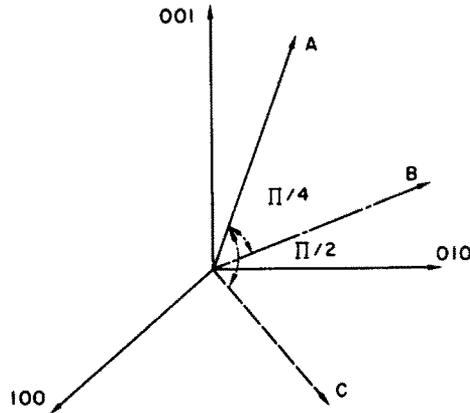


FIG. 8.

2.3.2 *Présentation microscopique.* Nous tenons compte à présent du fait que nos éprouvettes sont des monocristaux. Nous calculons la cission réduite appliquée sur les systèmes de glissement (si σ est le tenseur contrainte, \mathbf{n} la normale unitaire du plan de glissement, \mathbf{h} la direction unitaire du glissement, on a $\tau = \mathbf{h} \cdot \sigma \mathbf{n}$. Dans le cas d'un chargement simple, on pose $\tau = m\sigma$; m est le facteur géométrique). L'amplitude de la cission réduite sur un système particulier peut atteindre une valeur fixée à l'avance soit en considérant un chargement complexe, soit un chargement unidimensionnel dans une direction convenable. La réalisation d'un chargement complexe uniforme dans un monocristal (pratiquement impossible) n'est donc pas très importante.

Dans le tableau nous indiquons les principaux résultats obtenus pour le monocristal M .

Le cristal est supposé fixe. Les directions unitaires de chargements sont définies par rapport à lui, par leurs composantes α, β, γ (Fig. 8).

Pour chaque orientation :

— nous indiquons le système principal de glissement et calculons le facteur géométrique m .
 — Les courbes expérimentales donnent la limite élastique σ , nous déterminons ensuite par $\tau = m\sigma$ la cission réduite sur le système principal. L'unité choisie est le kg/mm^2 soit $\simeq 10^7$ Pascal.

Nous avons aussi effectué le calcul d'un rapport

$$k = (\tau_A - \tau_A^0) / (\tau_\alpha - \tau_\alpha^0),$$

où τ_A^0 est la cission réduite sur le système principal correspondant à l'orientation A avant écrouissage; τ_A , la cission après écrouissage; τ_α la cission réduite après écrouissage sur le système principal correspondant à la direction de chargement α .

Malgré toutes les dispersions et l'anisotropie initiale constatée très nettement sur le monocristal $M.1$, † k reste ici compris entre 1,5 et 1,7.

Nous avons effectué les mêmes opérations que pour le cristal M sur 3 autres monocristaux (N, O, P). Les résultats très semblables à ceux du cristal M ne figurent pas dans ce texte. Les valeurs extrêmes obtenues pour k ont été 1,3 et 2,5 avec une valeur très fréquente voisine de 1,5.

† La limite élastique initiale varie suivant les directions dans le rapport de 1 à 4.

TABLEAU I. MONOCRISTAL *M*

Monocrystal <i>M.2</i>	Monocrystal <i>M.1</i>	Monocrystal <i>M.3</i>
(i) Orientation <i>A</i>		
(0,22, -0,66, -0,70) (α , β , γ)	(0,38, -0,65, -0,70) (α , β , γ)	(0,30, -0,63, -0,70) (α , β , γ)
Système principal; facteur géométrique		
(111), [101]; 0,43	(111), [101]; 0,43	(111), [101]; 0,43
Limite élastique initiale		
$\sigma^0 = 0,404$; $\tau_A^0 \simeq 0,173$	non écroui	$\sigma_A^0 = 0,35$; $\tau_A^0 \simeq 0,150$
Limite élastique après écrouissage suivant la direction <i>A</i>		
$\sigma = 3,85$; $\tau_A \simeq 1,66$	$\sigma = 0,30$, $\tau_A \simeq 0,130$	$\sigma = 6,916$; $\tau_A \simeq 2,97$
(ii) Orientation <i>B</i>		
(0,33, -0,94, 0,07)	(0,71, -0,67, 0,025)	(0,47, 0,85, 0,25)
Système principal; facteur géométrique		
(111), [101]; 0,35	(111), [101]; 0,41	(111), [011]; 0,475
Limite élastique initiale après écrouissage suivant la direction <i>A</i>		
$\sigma = 3,05$; $\tau_B \simeq 1,07$	$\sigma = 0,47$; $\tau_B \simeq 0,193$	$\sigma = 3,66$; $\tau_B \simeq 1,74$
Rapport $k_B = (\tau_A - \tau_A^0)/(\tau_B - \tau_B^0)$		
$k_B \simeq 1,6$		$k_B \simeq 1,7$
(iii) Orientation <i>C</i>		
(0,15, -0,73, 0,66)	(0,76, -0,16, 0,60)	(0,19, 0,60, 0,77)
Système principal; facteur géométrique		
(111), [101]; 0,44	(111), [101]; 0,457	(111), [101]; 0,467
Limite élastique initiale après écrouissage suivant la direction <i>A</i>		
$\sigma = 2,67$; $\tau_C \simeq 1,17$	$\sigma = 0,998$; $\tau_C \simeq 0,456$	$\sigma = 3,73$; $\tau_C \simeq 1,74$
Rapport $k_C = (\tau_A - \tau_A^0)/(\tau_C - \tau_C^0)$		
$k_C \simeq 1,5$		$k_C \simeq 1,7$

Avant même de donner une interprétation de k , nous pouvons conclure que :
 — il y a durcissement non seulement pour le système de glissement principal (lors de l'écrouissage initial) mais aussi pour les autres systèmes de glissement ;
 — cependant le durcissement est plus faible sur les systèmes latents que sur le système principal.

3. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 Rappels de Certains Eléments de la Théorie Physique des Dislocations

3.1.1 Nous rappelons brièvement les éléments fondamentaux de la théorie (Cottrell [2] et Friedel [3])

Que représente une dislocation? Dans un cristal les dislocations rencontrées sont les dislocations de translation caractérisées par leur vecteur de translation **H**: vecteur de Burgers. Si le vecteur de Burgers est un multiple entier de la période du réseau cristallin à

une certaine distance de la ligne (de l'ordre de quelques distances interatomiques) la structure est retrouvée parfaite; la dislocation est dite parfaite. Si le vecteur de Burgers n'est pas un multiple entier, la dislocation est dite imparfaite.

Une dislocation provoque dans le cristal des contraintes internes que l'on évalue généralement en traitant le cristal comme un milieu homogène, élastique et isotrope. On peut définir l'énergie propre comme étant égale à l'énergie des déformations dues à la dislocation.

Comment le déplacement de la dislocation permet-il d'interpréter la déformation plastique? Le déplacement d'une dislocation sur toute une section plane du cristal provoque un déplacement relatif, entre les deux parties situées de part et d'autre de cette section, égal au vecteur de Burgers. Il est évident que ce déplacement, obtenu progressivement à l'aide de la dislocation, est plus facile à réaliser que le déplacement en bloc de ces deux parties.

Il faut cependant exercer des efforts pour déplacer ces dislocations.

Comment se répercutent les efforts sur la dislocation? Il est possible de définir une force conventionnelle sur la dislocation. Elle se décompose en deux parties: l'une est due à la dislocation elle-même, elle est appelée tension de ligne; l'autre est fondamentale, elle est due aux contraintes $\bar{\sigma}$ indépendantes de la dislocation (contraintes appliquées extérieures), elle vaut par unité de longueur de dislocation:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{H} \cdot \bar{\sigma}) \Lambda t \quad (3.1)$$

La composante de cette force dans n'importe quel plan de normale unitaire \mathbf{n} contenant le vecteur \mathbf{t} , tangente unitaire à la ligne est donnée par:

$$(F) = |\mathbf{H} \cdot \bar{\sigma} \cdot \mathbf{n}| = |H_i n_j \sigma^{ij}| \equiv |\mathbf{H}| \cdot \tau \quad (3.2)$$

avec $\tau = h_i n_j \sigma^{ij}$, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/|\mathbf{H}|$ vecteur unitaire. (τ est, lorsque $h_i n_i = 0$, la cisssion réduite appliquée.)

Comment sont distribuées les dislocations? Les observations au microscope électronique ont montré qu'en général les lignes de dislocations sont en nombre très important et décomposées en petits segments rectilignes allongés dans certaines directions et bloqués devant ou sur d'autres segments de dislocation. Pour les métaux du type cubique à faces centrées, elles se trouvent pour la plupart dans les plans $\{111\}$ et leur vecteur de Burgers est du type $\frac{1}{2} \langle 101 \rangle$; les petits segments sont parallèles aux directions $\langle 101 \rangle$ (et plus rarement aux directions $\langle 010 \rangle$).

Quand une dislocation peut-elle être déplacée? Supposons tout d'abord la dislocation isolée dans le cristal. Pour la déplacer, il faut que la force due aux contraintes appliquées puisse vaincre les actions des atomes sur la dislocation: c'est la force Peierls-Nabarro \tilde{f}_{PN} .

La dislocation se trouve dans un cristal ou il y a de nombreuses dislocations. La force appliquée doit vaincre, en plus de la force de Peierls-Nabarro, les actions de ces dislocations.

3.1.2 Rappels de certains résultats théoriques (Zarka [1])

Nous avons appelé systèmes de dislocations, les petits segments de dislocations qui sont parallèles entre eux et ont même vecteur de Burgers (leurs plans de glissement sont donc parallèles). Nous avons supposé pour chaque système, qu'il est possible de déterminer le

nombre N de segments par unité de masse et leur longueur moyenne 1 et que les centres de ces segments sont répartis au hasard.

Nous avons évalué approximativement, lorsqu'une distribution de dislocations est donnée (N et 1 donnés pour chaque système) quelle est la force par unité de longueur à exercer sur une dislocation pour lui permettre de se déplacer, dans son plan ou hors de son plan, sur une petite distance ou sur une grande distance, c'est-à-dire les interactions entre les systèmes. Nous avons effectué les calculs en admettant l'hypothèse classique Taylor [4], Saada [5]: dislocations infiniment longues dans un milieu infini. Nous avons pondéré ensuite les actions des dislocations pour tenir compte de leur longueur finie. Ces seuils s'expriment sous la forme :

$$\tilde{f}_A = \tilde{f}_{PN} + \mu |\mathbf{H}_A| \sum \beta_A^B |\mathbf{H}_B| \sqrt{(\rho N_B 1_B)} \quad (\text{étendue à tous les systèmes}) \quad (3.3)$$

μ est le module de cisaillement. β_A^B , un coefficient d'interaction, évalué dans tous les cas.

Dans le cas particulier où seuls les plans $\{111\}$ et les directions $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$ interviennent, en supposant que les segments de dislocations sont tous parallèles aux droites d'intersection de plans $\{111\}$ et que les différentes orientations sont équiprobables, nous avons pu définir un mécanisme de glissement en groupant les systèmes qui ont même plan de glissement et même vecteur de Burgers. ($N.1$) caractérisait un système, ($\mathcal{N}, 1$) (avec $\mathcal{N} = 6N$) caractérise le mécanisme. Une formule moyenne analogue à (3.3) peut alors être écrite :

$$\tilde{f}_A = \tilde{f}_{PN} + \mu |\mathbf{H}| |\mathbf{H}| \sum \delta_A^B \sqrt{(\rho \mathcal{N}_B \cdot 1_B)} \quad (\text{étendue à tous les mécanismes}) \quad (3.4)$$

Pour le seuil de grand glissement nous avons obtenu :

— pour l'action du mécanisme propre

$$\delta_A^A \simeq \frac{1}{8}; \quad (3.5)$$

— pour l'action des mécanismes dont le plan est parallèle au plan de glissement :

$$\delta_A^B \simeq \frac{1}{16}; \quad (3.6)$$

— pour l'action des mécanismes dont les plans coupent le plan de glissement :

$$\delta_A^B \simeq \frac{1}{12} \text{ ou } \frac{1}{20} \quad (\frac{1}{20} \text{ lorsque les vecteurs de Burgers sont parallèles}). \quad (3.6)$$

3.2 Interprétation des Résultats Expérimentaux

Supposons qu'initialement, tous les mécanismes de glissement (ou systèmes de glissement) soient équivalents : c'est-à-dire qu'ils aient le même couple ($\mathcal{N}_0, 1_0$) et par conséquent même seuil de déplacement \tilde{f}_0 .†

Supposons de plus que pendant la déformation plastique un seul mécanisme ait été actif,‡ désignons le par l'indice A . En appliquant la formule (3.5) nous avons pour le mécanisme A après l'écroutissage initial :

$$\tilde{f}_A = \tilde{f}_0 + \mu |\mathbf{H}|^2 \delta_A^A [\sqrt{(\rho \mathcal{N}_A 1_A)} - \sqrt{(\rho \mathcal{N}_0 1_0)}], \quad (3.7)$$

et pour les autres mécanismes, désignés par l'indice B

$$\tilde{f}_B = \tilde{f}_0 + \mu |\mathbf{H}|^2 \delta_B^A [\sqrt{(\rho \mathcal{N}_A 1_A)} - \sqrt{(\rho \mathcal{N}_0 1_0)}]. \quad (3.8)$$

† Cette hypothèse n'est pas confirmée en général (monocristal $M.1$). Mais l'écroutissage assez important effectué dans la direction A rend pratiquement négligeable la non équivalence initiale observée des différents systèmes de glissement.

‡ Lorsque les déformations deviennent importantes, il est évident que plus d'un mécanisme est actif.

Formons à présent le rapport $k'_B = \frac{\tilde{f}_A - \tilde{f}_0}{\tilde{f}_B - \tilde{f}_0}$; nous trouvons :

$$k'_B = \frac{\delta_A^4}{\delta_B^4}. \quad (3.9)$$

En donnant à δ_A^4 la valeur, $\frac{1}{8}$, à δ_B^4 les valeurs $\frac{1}{16}$, $\frac{1}{12}$ et $\frac{1}{20}$ k'_B peut prendre les valeurs 2, 1,5 et 2,5.

Lors d'un essai à vitesse de déformation de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-2} /sec, la force appliquée sur la dislocation, donnée par la formule (3.3), est pratiquement égale au seuil de grand glissement \tilde{f} ; nous avons $F_A = |\mathbf{H}| \tau_A \simeq \tilde{f}_A$ et $F_B = |\mathbf{H}| \tau_B \simeq \tilde{f}_B$. Le rapport k_B obtenu expérimentalement doit donc être égal au rapport k'_B défini dans ce paragraphe. L'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales obtenues semble correct. Lorsque plusieurs mécanismes interviennent durant la déformation plastique initiale, le rapport k'_B , pour un mécanisme B ayant déjà été activé, se rapproche de l'unité ainsi que quelques calculs simples peuvent le montrer.

4. CONCLUSIONS

Les expériences que nous avons présentées ici nous ont permis de préciser la frontière élastique d'un cristal et de caractériser les interactions entre les systèmes de glissement. L'accord que nous avons pu observer entre les résultats théoriques et expérimentaux semble satisfaisant.

REFERENCES

- [1] J. ZARKA, Thèse, Paris, Mémorial de l'Artillerie Française, T.44, 2ème Fasc. (1970).
- [2] A. H. COTTRELL, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*. Oxford University Press (1953).
- [3] J. FRIEDEL, *Dislocations*. Pergamon Press (1964).
- [4] G. I. TAYLOR, Dans *Scientific Papers of Sir G. I. Taylor*. Cambridge University Press (1958).
- [5] V. SAADA, Publications de l'IRSID, Série A, No. 251 (1961).
- [6] H. D. BUI, Thèse, Paris (1969).
- [7] J. MANDEL, *Int. J. Solids Struct.* 1, 1 (1965).
- [8] W. SZCZEPINSKI, *Bull. Acad. Pl. Sci.* 11, No. 12 (1963).

(Received 4 November 1970)

Abstract—The elastic limits in an aluminum monocrystal are explored experimentally in different directions after cold working in a particular direction. Results are given from the macroscopic point of view and are interpreted microscopically as interactions between gliding systems. It is verified that a theoretical formula takes account reasonably well of these interactions.

Абстракт—Исследуются экспериментально пределы упругости в алюминиевом монокристалле, в разных направлениях, после холодной обработки в определённом направлении. Даются результаты, исходя из макроскопической точки зрения и обсуждаются микроскопически, как взаимодействия между системами скольжения. Оказываются, что теоретические формулы учитывают надлежащим образом эти взаимодействия.