



HAL
open science

Étude du déplacement des particules cristallisées au sein d'un métal subissant une déformation permanente - (Formation de textures hélicoïdales et de textures fibreuses)

R. Jacquesson

► **To cite this version:**

R. Jacquesson. Étude du déplacement des particules cristallisées au sein d'un métal subissant une déformation permanente - (Formation de textures hélicoïdales et de textures fibreuses). *Journal de Physique et le Radium*, 1943, 4 (10), pp.211-222. 10.1051/jphysrad:01943004010021100 . jpa-00233847

HAL Id: jpa-00233847

<https://hal.science/jpa-00233847>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ÉTUDE DU DÉPLACEMENT DES PARTICULES CRISTALLISÉES
AU SEIN D'UN MÉTAL SUBISSANT UNE DÉFORMATION PERMANENTE
(Formation de textures hélicoïdales et de textures fibreuses.)**

Par R. JACQUESSON,
Laboratoire de l'Institut Polytechnique de l'Ouest.

Sommaire. — La texture acquise par une microéprouvette d'Al monocristalline, tordue jusqu'à rupture, est du type hélicoïdal. Le métal semble donc se comporter comme un solide isotrope parfaitement élastique au point de vue des déplacements des particules cristallisées.

On explique ainsi la formation de la texture fibreuse, d'axe privilégié 110, obtenue par action des torsions alternées.

Première partie.

Les déplacements des particules cristallisées, constituant un métal, pendant le processus de la déformation permanente se rattachent à deux types qui paraissent bien différents : on observe d'abord des bandes de glissement qui se forment suivant des lois connues par déplacements *parallèles* de couches contiguës, de part et d'autre d'une surface de discontinuité. D'autre part, on assiste, dans certains cas, à la formation de structure à direction privilégiée dans laquelle les particules cristallisées se placent dans tous les azimuts autour d'un axe commun *pqr*, qui est sensiblement parallèle, dans chacune d'elles, à une direction fixe Δ . La formation d'une telle structure est incompatible avec la théorie des glissements puisqu'elle nécessite une *rotation* des particules métalliques.

Nous avons étudié, sur des monocristaux d'aluminium, à l'aide des rayons X, l'élaboration de textures dans la phase de déformation permanente produite par des torsions simples ou alternées pour déceler le mécanisme de leur formation.

Pour que les résultats observés soient facilement interprétables, il est nécessaire que les modifications de structure du cristal initial soient étudiées au même point de l'éprouvette d'essai au fur et à mesure que la déformation du cristal augmente : c'est pourquoi nous avons choisi les déformations par torsion qui laissent inaltérées la forme et les dimensions du cylindre monocristallin tordu. Ces éprouvettes d'essais étaient constituées par des fils d'Al monocristallins de diamètre 0,8 mm et de longueur variant de 4 à 8 mm. La micromachine de torsion est disposée sur la camera de sorte que la microéprouvette n'a pas besoin d'être changée de place pendant toute la durée de l'essai qui peut aller jusqu'à la rupture du fil soit par torsions simples, soit par torsions alternées.

Étudions d'abord les premières : nous tordrons le fil monocristallin d'angles allant continuellement en croissant et pour chacun de ces angles, nous prendrons un diagramme avec les rayons X.

1° Torsions simples inférieures à 6°/mm. — La dislocation du cristal se manifeste par l'allongement des spots du diagramme de Laue en taches radiales de longueurs inégales. Des diagrammes de ce genre ont été étudiés dans une autre Revue (*Mécanique*, juillet-août 1939) et interprétés quantitativement. Nous retiendrons seulement le résultat : le cristal initial s'est scindé en particules cristallisées à l'intérieur desquelles l'organisation cristalline reste inchangée. L'analyse quantitative des clichés montre que, *seul*, un des systèmes de plans réticulaires parallèles a subi la déformation prévue par le calcul (celui-ci suppose essentiellement une déformation hélicoïdale : un point à une distance r de l'axe et z de la section d'encastrement tourne d'un arc égal à τrz) et a entraîné, dans son mouvement de gauchissement, l'ensemble des particules.

Ces plans sont ceux des plans cristallographiques principaux qui font, avec l'axe de torsion, l'angle le plus voisin de 45°. Nous voyons ainsi comment la structure et l'anisotropie cristallines interviennent dans la dislocation d'un cristal d'aluminium.

Nous rappellerons aussi quelques faits caractéristiques s'observant pendant la détorsion. Supposons l'éprouvette tordue d'un angle unitaire (en degrés/mm) voisin de 6°/mm par exemple. Elle est depuis longtemps dans le domaine de déformation permanente, la limite d'élasticité étant très faible pour des cristaux d'aluminium et certainement inférieure à 1/2°/mm. Les taches radiales du diagramme obtenu avec le fil ainsi tordu dénotent un écart angulaire entre les particules initialement parallèles dans le cristal vierge. Si l'on diminue le couple agissant jusqu'à zéro, la torsion du fil

diminue spontanément de τ à τ_1 , voisin de $5^\circ/\text{mm}$ (torsion résiduelle sous couple nul, point B du diagramme torsion-couple) et les taches radiales diminuent un peu de longueur : ce fait montre qu'après un léger retour les unes vers les autres

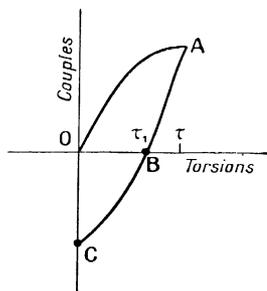


Fig. 1.

provoquant la réaction élastique de τ à τ_1 les particules cristallisées restent calées dans une position voisine de celle où les avait amenées la torsion τ bien que le couple agissant soit maintenant nul.

Mais ce « calage » n'est pas très énergique. Un couple antagoniste ramenant le fil à l'état de torsion nulle (point C, fig. 1) provoque la reconstitution du cristal dans sa structure initiale comme le montre le diagramme de Laue de ce cristal détordu.

Ce mécanisme est peu compatible avec la formation de glissements, essentiellement irréversibles, empêchant le retour à la structure initiale.

Ce n'est qu'après plusieurs torsions et détorsions successives que les taches radiales ne redeviennent plus ponctuelles quand le fil est détordu : le « calage » entre particules est devenu effectif ; une détorsion, quelle que soit sa valeur, ne peut le supprimer.

2° Torsions supérieures à $6^\circ/\text{mm}$. — Continuons à éclairer le cristal progressivement tordu par la lumière complexe donnée par une anticathode de Mo, lumière dans laquelle domine la radiation K_α .

Apparaissent d'abord ($6^\circ/\text{mm} < \tau < 10^\circ/\text{mm}$) de courts segments barrant les taches radiales (cliché 2). Dans la tache provenant de l'étalement d'un spot pqr , le segment considéré se trouve très près de l'intersection de cette tache avec l'anneau de Debye-Scherrer, pqr , donné par la radiation K_α avec de l'Al pulvérulent.

Ces segments proviennent donc de la réflexion de la radiation K_α sur les plans pqr d'une particule cristallisée amenés par déplacement angulaire sous l'incidence convenable.

Lorsque la torsion augmente, les taches radiales s'estompent et disparaissent finalement tandis que les segments ci-dessus s'allongent et se courbent. Le diagramme présente un aspect caractéristique

(clichés 3, 4, 5, 6, 7, torsion en degrés $\text{mm} = 16, 24, 36, 56, 82$). Il est formé de secteurs curvilignes plus ou moins longs, non centrés sur le point d'impact du faisceau direct et dont l'évolution, avec des torsions croissantes, paraît au premier abord assez compliquée. Les uns s'atténuent, d'autres se forment, s'allongent, s'épaississent. Enfin, pour des torsions de plusieurs dizaines de degrés mm , on observe des courbes d'allure elliptique, à épaissements localisés assez difficiles à séparer dans la région centrale du cliché (clichés 8 et 9, cliché 12, agrandissement de la région centrale de 9).

Le grand axe de ces courbes elliptiques est incliné de 45° environ sur l'axe du fil, tantôt à droite, tantôt à gauche suivant le sens de la torsion imposée au cristal (comparer par exemple clichés 10 ou 11 à 6). Ces diagrammes ne s'observent avec netteté que si le faisceau X est assez large (1 mm environ) tout en restant parallèle.

3° Hypothèse d'une structure hélicoïdale. —

Il est facile de s'assurer que cet aspect caractéristique des diagrammes n'est pas dû à la formation de tensions internes qui pourraient modifier dans telle ou telle direction les paramètres réticulaires : un recuit, même poussé jusqu'à un commencement de recristallisation, les laisse inchangés bien que les tensions internes soient disparues.

Nous supposons alors que les plans réticulaires cristallographiques deviennent par torsion assimilables à des hélicoïdes.

Cette hypothèse se présente naturellement à l'esprit. Cependant, elle est loin d'être évidente a priori : elle revient en effet à assimiler le cristal à un milieu isotrope continu, élastique, alors que nous savons qu'il se trouve dans la phase de déformation permanente et qu'il est constitué, du fait de la dislocation produite par la torsion, par un agglomérat de microcristaux. Dans ce milieu, de structure plus granulaire que continue, une surface hélicoïdale pqr , provenant d'un des plans pqr , ne peut être au plus que l'enveloppe des éléments de ce plan subsistant à l'intérieur des microcristaux. Il est plus exact encore de dire que cette surface hélicoïdale, si elle existe, constitue une surface moyenne avec laquelle les éléments plans font de part et d'autre des angles très petits : elle serait formée avec eux, comme l'était le plan pqr avant toute torsion, dans le cristal en mosaïque.

Ainsi, dire que les plans réticulaires deviennent des hélicoïdes revient à supposer un arrangement hélicoïdal des microcristaux produits par la dislocation du cristal.

Pour chercher sous quelle forme cette hypothèse peut être vérifiée expérimentalement, nous supposons un milieu isotrope et continu dans lequel une torsion transforme les plans en surface hélicoïdale parfaite.

Le problème à résoudre est donc celui de la

réflexion d'une radiation que nous supposons, maintenant, monochromatique sur une famille d'hélicoïdes provenant de plans initialement parallèles.

RÉFLEXION D'UN FAISCEAU MONOCHROMATIQUE SUR UNE FAMILLE D'HÉLICOÏDES PARALLÈLES. — Pour simplifier les calculs, nous prendons comme équation des plans d'un même système :

$$x \sin \alpha - z \cos \alpha + p = 0,$$

p étant un paramètre mesurant la distance des plans à l'origine. Si τ est la torsion par unité de longueur et Oz l'axe de torsion, un point de cote z tourne de l'angle τz . Ses coordonnées initiales étant $x = \rho \cos \varphi$, $Y = \rho \sin \varphi$, z , il devient, après la torsion, un point de coordonnées

$$X = \rho \cos(\varphi + \tau z); \quad Y = \rho \sin(\varphi + \tau z); \quad Z = z.$$

D'où

$$X = x \cos \tau z - y \sin \tau z; \\ Y = x \sin \tau z + y \cos \tau z; \quad Z = z$$

et

$$x = X \cos \tau z + Y \sin \tau z; \\ y = -X \sin \tau z + Y \cos \tau z; \quad z = Z.$$

Les plans sont transformés en surfaces d'équation

$$X \cos \tau Z \sin \alpha + Y \sin \tau Z \sin \alpha - Z \cos \alpha + p = 0.$$

Considérons les normales à tous ces hélicoïdes en tous les points de même cote Z (section droite du fil tordu). Leurs paramètres directeurs sont :

$$f'_X = \cos \tau Z \sin \alpha, \\ f'_Y = \sin \tau Z \sin \alpha, \\ f'_Z = \tau(-X \sin \tau Z + Y \cos \tau Z) \sin \alpha - \cos \alpha \\ = \tau \rho |-\cos \varphi + \tau Z| \sin \tau Z \\ + \sin(\varphi + \tau Z) \cos \tau Z| \sin \alpha - \cos \alpha \\ = \tau \rho \sin \varphi \sin \alpha + \cos \alpha.$$

Reportons à une origine commune O' et à un système d'axes $O'x'y'z'$ parallèle au précédent, toutes les directions de ces normales. Nous remarquons que

$$\frac{f'_Y}{f'_X} = \operatorname{tg} \tau Z \quad (\text{fig. 2}).$$

Il s'ensuit que toutes les normales en des points de cote Z se projettent sur le plan $O'x'y'$, suivant une même droite $O'n$ faisant avec $O'y'$ un angle $\Phi = \tau Z$.

Elles font avec cette direction $O'n$ des angles Φ définis par

$$\operatorname{tg} \Phi' = \frac{f'_Z}{\sqrt{f'^2_X + f'^2_Y}} = \tau \rho \sin \varphi - \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

compris entre les valeurs extrêmes correspondant à $\rho \sin \varphi = \pm R$

$$\operatorname{tg} \Phi'_0 = \tau R - \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}, \\ \operatorname{tg} \Phi'_1 = -\tau R - \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha},$$

ou $\rho = R$, rayon du fil.

Si $O'N_1$ et $O'N_2$ sont les deux directions définies par ces angles Φ'_1 et Φ'_2 , nous voyons en définitive, que toutes les normales aux différents points des hélicoïdes de cote Z sont comprises dans l'angle $N_1O'N_2$.

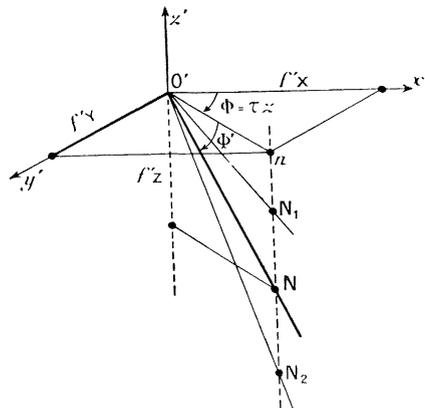


Fig. 2.

Si τ ou z varient, le plan axial contenant cet angle tourne puisque $\Phi = \tau z$ varie également et d'autre part, une variation de τ fait ouvrir ou fermer l'angle $N_1O'N_2$.

Pour qu'il y ait réflexion d'une radiation monochromatique arrivant parallèlement à Ox , à une hauteur z , sur l'ensemble des surfaces hélicoïdales, il faut que l'angle xON de la direction d'incidence Ox avec la normale ON soit égal à $\frac{\pi}{2} - \theta$ (θ = angle de Bragg). Il y a donc réflexion si la portion de plan $N_1O'N_2$ définie plus haut coupe le cône d'axe $O'x'$ et de demi-angle au sommet $\frac{\pi}{2} - \theta$ (fig. 3).

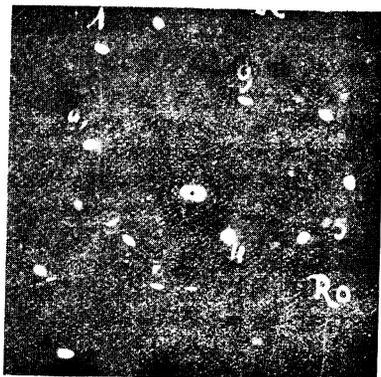
DISCUSSION. — a. Examinons d'abord les conditions de réflexion dans une section droite ($z = \text{constante}$) quand on fait croître la torsion unitaire τ .

Pour une torsion nulle $\tau = 0$, les droites $O'N_1$ et $O'N_2$ sont confondues

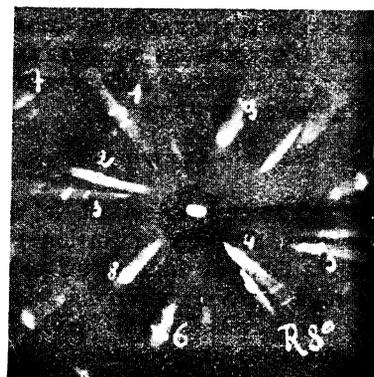
$$\operatorname{tg} \Phi' = -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad \Phi' = \frac{\pi}{2} - \alpha.$$

Il n'y a réflexion que si $O'N_1$ se trouve sur le cône : les plans considérés sont placés sous l'incidence de Bragg.

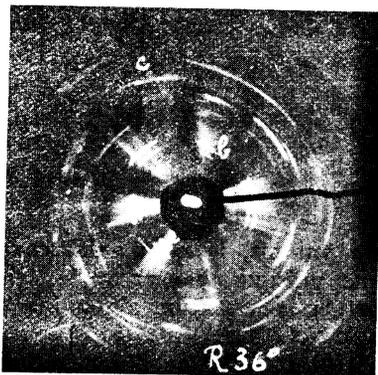
PLANCHE I.



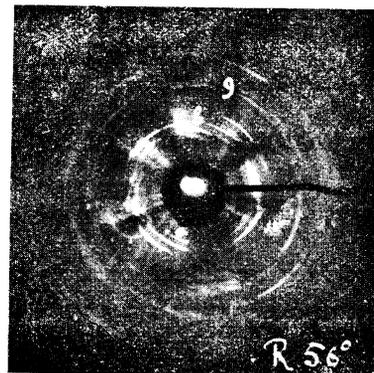
1.



2.



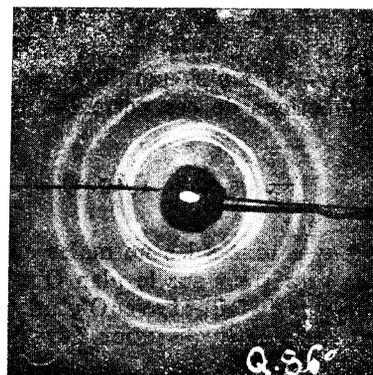
5.



6.

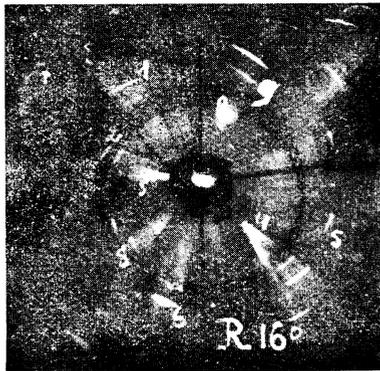


9.

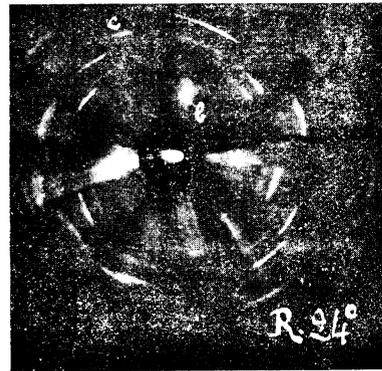


10.

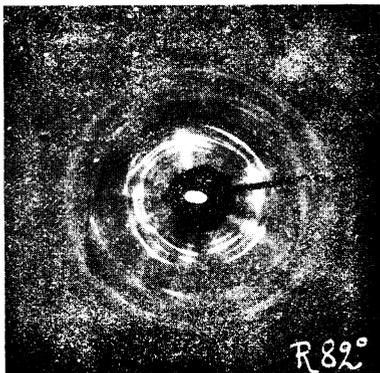
PLANCHE II.



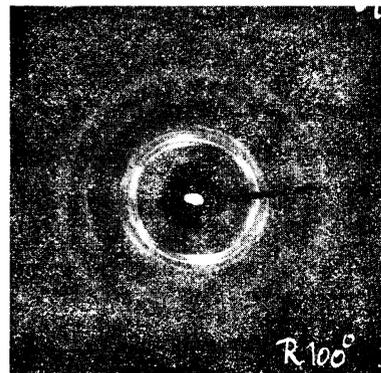
3.



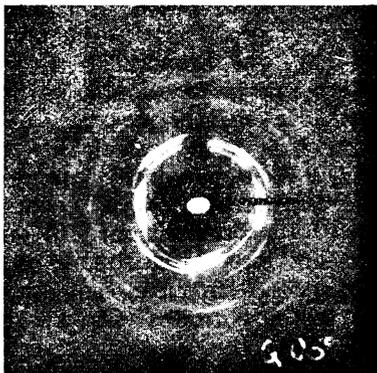
4.



7.



8.



11.



12.

Supposons que ce cas n'étant pas réalisé, τ croisse positivement. Le plan $z'O'N_1$ tourne autour de $O'z'$, puisque Φ augmente tandis que l'angle $N_1O'N_2$ s'ouvre progressivement. Par suite de ce double mouvement, une intersection $O'N$ peut se produire entre le cône Γ et la portion de plan $N_1O'N_2$, et il y a alors un rayon réfléchi pour la section droite de cote Z . La torsion continuant à augmenter, l'angle $N_1O'N_2$ peut s'ouvrir suffisamment pour qu'il y ait deux intersections avec le cône Γ et par suite deux rayons réfléchis.

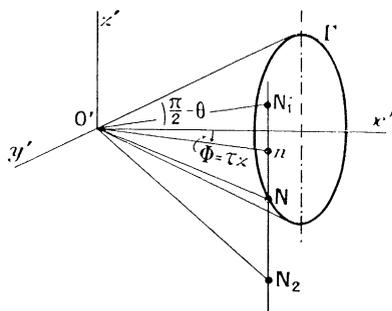


Fig. 3.

Un accroissement suffisant de τ peut faire sortir le plan mobile du cône ($\Phi > \frac{\pi}{2} - \theta$) et supprimer toute réflexion sur les hélicoïdes à la cote Z .

b. Mais le faisceau X traverse le cristal tordu sur une certaine longueur. Pour chacune des sections droites intéressées il peut exister 1 ou 2 rayons réfléchis. Mais l'angle $\Phi = \tau Z$ étant fonction de la cote Z de la section considérée, ces rayons se trouvent dans des plans différents et tournent progressivement en engendrant un faisceau. L'intersection de celui-ci avec le film est une courbe qui n'est pas un arc de circonférence parce que les rayons qui le constituent ne partent pas du même point du fil étudié.

Vérifications expérimentales. — 1° On constitue un cylindre de poudre d'aluminium de même diamètre que le fil tordu et l'on fait son diagramme de Debye-Scherrer avec le faisceau X utilisé pour les structures hélicoïdales. On obtient ainsi des anneaux très épais. On constate que les courbes elliptiques se trouvent contenues dans l'épaisseur des anneaux, ce qui prouve l'influence de l'étendue du métal traversée par le rayonnement X .

2° On peut construire géométriquement, par points, les spots curvilignes et constater qu'ils ont un aspect analogue à ceux des diagrammes expérimentaux.

La figure 4 représente les spots obtenus, par cette construction, en supposant une tor-

sion $\tau = 20^\circ$ mm; un diamètre de 2 mm pour le faisceau X et, comme surfaces réfléchissantes, les hélicoïdes 100. La figure suivante 5 représente une courbe fermée qui serait obtenue pour une torsion $\tau = 80^\circ$ mm.

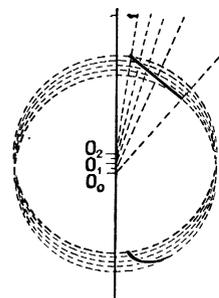


Fig. 4.

On constate l'analogie entre ces courbes et celles qu'on observe sur les diagrammes; les premières ont un caractère plus accusé par suite du grand diamètre (2 mm) supposé au faisceau incident pour la facilité du graphique.

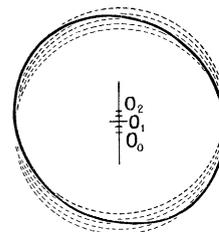


Fig. 5.

3° On peut enfin donner à la théorie un contrôle quantitatif. En effet, par une construction inverse de la précédente, il est facile de calculer l'angle $\Delta\Phi$ correspondant aux points extrêmes opposés d'un spot curviligne des diagrammes. Si l'on peut suivre l'évolution de ce spot en fonction de la torsion τ , on établit expérimentalement la courbe $\Delta\Phi = f(\tau)$. Le résultat de ces mesures et des calculs est concluant : cette courbe est bien une droite comme l'indique la théorie, car nous avons trouvé $\Phi = \tau z$. De plus, si l'on construit ces droites pour différents spots, on vérifie qu'elles sont parallèles, leur coefficient angulaire devant être le même et égal à Δz , différence des cotes des sections droites extrêmes intéressées par le faisceau X (fig. 6).

Conclusion. — Il ne semble donc pas qu'il puisse y avoir de doute sur la réalité d'une structure

hélicoïdale. Cependant la formation d'une telle structure est assez inattendue : il aurait semblé plus probable que les microcristaux, bouleversés au cours d'une déformation énorme allant quelquefois jusqu'à plusieurs tours par millimètre, prissent des orientations désordonnées sans rapport avec la structure initiale du cristal.

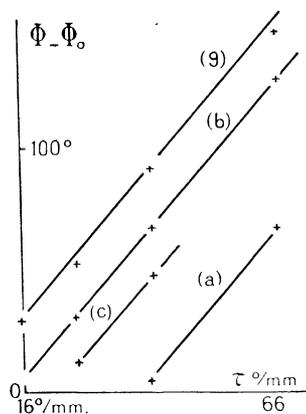


Fig. 6.

Au contraire, l'aluminium se comporte, bien au delà de son domaine d'élasticité, comme un solide isotrope et parfaitement élastique, puisque, dans les deux cas, des plans deviennent après torsion des hélicoïdes.

Plus exactement pour rappeler que, dans le fil d'aluminium tordu, les hélicoïdes sont formés d'une infinité de portions planes infiniment petites, nous dirons que la déformation, dans ce métal, reste *tangente* à celle d'un milieu parfaitement élastique même dans le domaine des déformations permanentes.

Bien que cela paraisse paradoxal, il devient ainsi légitime d'appliquer les résultats de la théorie de l'élasticité à l'étude des déplacements des particules au sein d'un métal en phase de déformation permanente. La seule différence entre les deux sortes de déformation (élastique ou permanente) est que, dans la seconde, les particules restent figées dans des positions relatives voisines de celles où les a amenées la déformation maximum imposée au métal. C'est l'ensemble de ces déplacements relatifs entre particules contiguës qui constitue la déformation permanente.

Dans certains cas, il est cependant possible que la structure cristalline du milieu intervienne d'une façon particulièrement nette, comme par exemple dans les déformations sous l'influence de faibles torsions : un plan cristallographique peut être amené à jouer un rôle prépondérant. Des faits analogues se manifesteront lorsqu'une déformation

produira entre les différents éléments d'une particule cristalline des efforts de même ordre de grandeur que les forces de cohésion interatomiques. Telle surface ou tel axe cristallographique possédant une certaine cohésion et favorablement disposé pour supporter les efforts de déformation pourra rester intact pendant la dislocation du reste de l'édifice cristallin.

Deuxième partie.

Utilisons ces conclusions pour expliquer la formation d'une texture cristalline à direction privilégiée : sous l'action d'un travail à froid (laminage, tréfilage), les microcristaux, alors particulièrement ténus, se sont orientés de manière à ce que l'un de leurs axes *pqr* soit parallèle à une direction donnée Δ , mais ils peuvent avoir un azimut quelconque autour de cet axe privilégié.

Cette question est peut-être la plus obscure parmi toutes celles que pose l'étude des déformations cristallines. En effet, si l'on considère, comme on le fait généralement, que le mécanisme de ces déformations réside essentiellement dans des glissements, on ne peut guère comprendre que des particules puissent tourner suffisamment pour prendre toutes les orientations autour d'une certaine direction. Or, il nous est possible de l'aborder dans de bonnes conditions. Nous avons pu suivre, en effet, la formation d'une structure à direction privilégiée, à partir d'un monocristal d'aluminium sous l'action d'un nombre suffisant de torsions alternées.

Dislocation par torsions alternées. — Si l'amplitude de ces torsions ne dépasse pas quelques degrés par millimètre, on peut distinguer trois phases dans la dislocation cristalline avant d'obtenir la rupture complète :

1° Une brisure des cristaux en particules plus fines et légèrement dispersées, accompagnée d'un accroissement *rapide* des propriétés mécaniques suivantes : module de torsion ou de rigidité, dureté, frottement interne. Les spots des diagrammes de Laue s'allongent et s'élargissent. Phase relativement courte.

2° *Phase de modification lente* : la dislocation ne se manifeste presque plus par la modification d'aspect des diagrammes de rayon X, mais par la variation lente des propriétés mécaniques précédentes.

3° Une dernière phase de *dislocation rapide amorçant la rupture*. La dureté et le frottement interne augmentent, détectant un broyage encore plus intense des microcristaux déjà formés. Apparaissent alors des fissures et la rupture proprement dite commence. Ces fissures n'intéressent qu'une faible longueur de l'éprouvette qui perd, dans cette

région, toute résistance : la torsion s'y localise, les déformations deviennent considérables et perdent tout caractère hélicoïdal. C'est pendant cette dernière phase, et uniquement dans la région de la rupture, qu'apparaît graduellement une structure à direction privilégiée.

La planche 2 montre quelques stades de formation. Les taches longues et larges des diagrammes de Laue obtenus dans les deux premières phases deviennent plus diffuses et moins intenses tandis qu'apparaissent à l'intérieur ou dans leur proche voisinage quelques secteurs circulaires très courts (*G 3 b*); ces secteurs proviennent, comme le montre la mesure de leur distance au point central, d'impact de la réflexion des radiations K_α et K_β sur des plans réticulaires amenés par déplacement des particules cristallisées sous l'incidence convenable. Par exemple, les secteurs de la tache (*a*), du diagramme *G 4 b*, résultant de la réflexion de ces radiations sur les plans 110 et 200. Ils constituent des amorces des circonférences de Debye-Scherrer.

Le changement de structure s'accroît rapidement. Alors que le diagramme *G 3 b* obtenu après 4300 torsions alternées garde le caractère général des diagrammes antérieurs à la phase de rupture, on commence à pressentir sur *G 4 b* la formation d'anneaux (4550 torsions alternées); les taches radiales sont presque disparues en *G 7 b* pour 4700 torsions alternées pour faire place à des secteurs circulaires isolés. Avec 50 torsions supplémentaires produisant d'ailleurs la rupture, nous obtenons, en *G 8 b*, un diagramme caractéristique. Les taches radiales ont complètement disparu, des secteurs circulaires sont venus s'ajouter aux précédents pour donner un diagramme analogue, sinon tout à fait identique, à ceux obtenus par Polanyi avec des structures à direction privilégiée.

A 2 mm de part et d'autre de la zone de fracture, la structure reste voisine de celle du cristal initial, à la dispersion des cristallites près. Nous voyons ainsi l'origine de la nouvelle texture cristalline : elle est la conséquence des déplacements complexes que subissent les particules dans la région de la rupture. Le mouvement hélicoïdal seul, direct ou alternatif, est impuissant à la produire.

Identification de la texture observée. — Nous indiquerons seulement la conclusion des recherches que nous avons faites pour identifier la texture observée (*Comptes rendus*, 9 août 1937).

Dans tous les cas étudiés, les particules cristallisées produites par le broyage du cristal primitif par les torsions alternées conservent une direction 110 parallèle à une direction Δ , à part une légère dispersion d'autant plus faible que le travail de dislocation a été plus court par suite d'une plus grande amplitude des torsions. La direction coïncide avec celle des directions 110 du cristal initial qui fait avec l'axe du fil d'essai ou axe de torsion l'angle le plus petit,

tant que cet angle ne dépasse pas quelques degrés. Dans le cas contraire, la droite Δ est plus rapprochée de l'axe du fil que la direction 110 du cristal qui vient d'être définie, ce qui revient à dire que les cristallites tendent à mettre leur direction commune parallèlement à l'axe de torsion, la rupture intervenant avant que le fait soit entièrement réalisé.

Quant à la rotation des cristallites autour de leur axe fixe, on peut lui attribuer une valeur moyenne de 15° dans un sens ou dans l'autre.

Ils ne réalisent par suite qu'imparfaitement une texture à direction privilégiée telle que nous l'avons définie puisqu'ils n'ont pas toutes les orientations possibles autour de la direction commune : c'est pour cela que les diagrammes obtenus sont un peu différents de ceux de Polanyi par l'inégalité d'intensité des secteurs diamétralement opposés, et leurs changements d'aspect suivant l'azimut sur lequel est pris le cliché.

Notons que ce type de structure avec axe 110 privilégié n'a pas encore été signalé pour l'aluminium.

Théorie de la formation d'une structure à direction privilégiée. — Il nous est possible, avec les conclusions de la première partie de cette étude, de ramener le problème à une question de déformations élastiques.

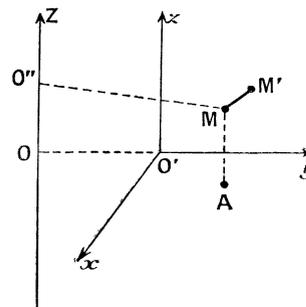
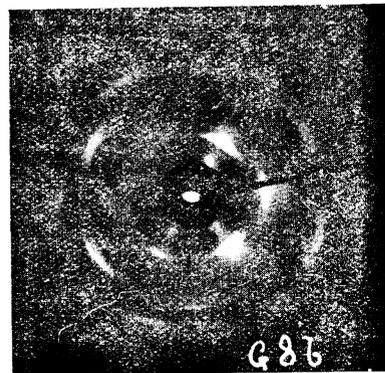
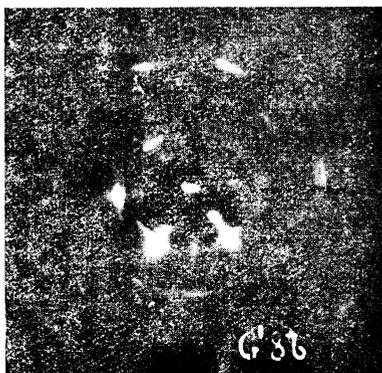
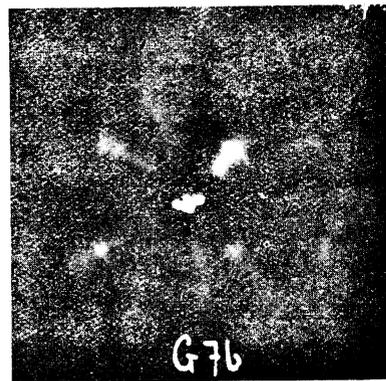
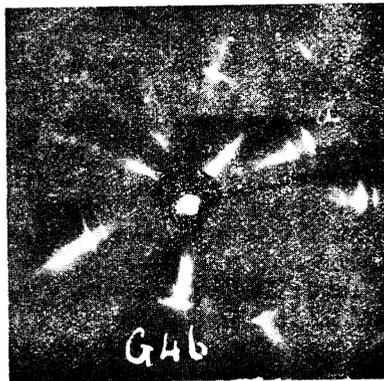
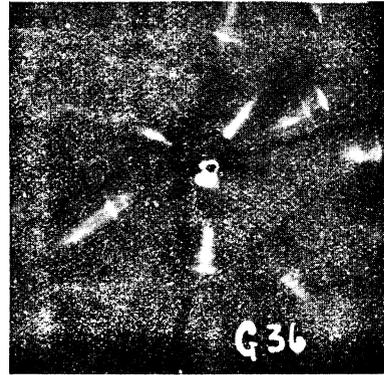
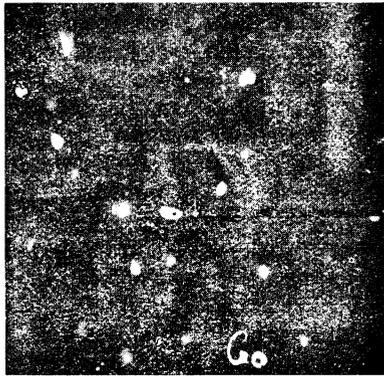


Fig. 7.

a. Étudions d'abord les déplacements des particules cristallisées pendant une déformation hélicoïdale : une section droite tourne dans son plan, les rayons restant des segments de droites; l'angle de rotation est proportionnel à sa distance à la section d'encastrement.

Soit O' un point du fil (*fig. 7*), à une distance r de l'axe que nous considérons comme le centre d'une particule très petite. Attachons à O' un trièdre de référence $O'xyz$ dans lequel $O'z$ est parallèle à l'axe OZ du fil et $O'y$ la direction radiale. Étudions le mouvement d'un point M de la particule dans ce système de référence dont le choix élimine des calculs la rotation d'ensemble de la section droite $O'xy$. Soient x, y, z , les coordonnées de M .

PLANCHE III.



a.



Même texture, mais azimut différent.



b.

Le déplacement relatif angulaire des sections droites passant par O' et M est τz , τ étant la torsion par unité de longueur. La trajectoire de M est un arc de circonférence MM' de centre O'' et de longueur $(r + y)\tau z \neq r\tau z$, y étant infiniment petit par rapport à r .

O'M étant infiniment petit, MM' est normal au plan axial O'yz et les projections du déplacement MM' sont

$$u = -r\tau z; \quad v = 0; \quad w = 0.$$

La rotation de la particule a pour composantes

$$\begin{aligned} \rho_x &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0; \\ \rho_y &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = -\frac{\tau z}{2}; \\ \rho_z &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0. \end{aligned}$$

Cette particule a donc un mouvement de rotation autour de Oy. Il en est de même pour toutes celles qui sont centrées sur cet axe. Pendant les torsions alternées successives, les cristallites se dispersent donc de part et d'autre du rayon OO' y d'angles qui restent petits car la rotation τ est faible. Mais, dans l'ensemble d'une section droite, il ne peut exister d'axe de rotation commun à toutes ces particules. L'ensemble de rotation ne peut produire qu'une dislocation du cristal visible par une augmentation de surface des spots. C'est ce que nous avons observé pendant les deux premières phases de l'action des torsions alternées, où la torsion garde son caractère hélicoïdal.

b. PHASE DE RUPTURE. — Dans la zone de rupture, par suite des déplacements considérables qui s'y

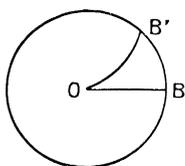


Fig. 8.

localisent, nous ne pouvons plus admettre que, dans une section droite, un rayon O'B reste constamment rectiligne. La présence de fissures plus ou moins importantes doit considérablement perturber le mode de déformation qui perd tout caractère hélicoïdal. Nous pouvons supposer qu'il se passe des faits analogues à ceux qu'on observe dans la phase de fluage par traction : les couches superficielles s'écoulent sur les plus profondes, ce qui provoque des modifications de structure beaucoup plus importantes dans les régions extérieures de l'éprouvette que dans celle de l'axe central.

Nous supposons donc qu'un rayon O'B se transforme au cours des déformations alternées en une courbe O'B' qui se déplace de part et d'autre de O'B (fig. 8). Le déplacement AA' d'un point A à une distance r de l'axe dépend donc du signe de la torsion τ et d'une fonction de rayon $f(r)$ qu'il

nous est inutile de préciser davantage. Nous pourrions poser $AA' = \tau f(r)$ en admettant, par mesure de simplification, que AA' est proportionnel à τ et change ainsi de signe en même temps que cette torsion unitaire.

Calcul de la rotation des particules. — Le point M que nous avons considéré tout à l'heure, de coordonnées x, y, z , dans le trièdre O'xyz, a maintenant par rapport au point origine O un mouvement complexe provenant de la déformation à l'intérieur de la section droite et de celle qui est fonction de sa cote z . La première a pour valeur $\tau f'(r) dr = \tau f'(r) y$.

A la seconde, nous attribuerons la même valeur que dans la déformation hélicoïdale $r\tau z$. Les composantes du déplacement relatif du point M par rapport à O sont donc

$$u = -r\tau z - r f'(r) y; \quad v = 0; \quad w = 0,$$

ce qui donne comme composantes de la rotation de la particule

$$\rho_x = 0; \quad \rho_y = -\frac{r\tau}{2}; \quad \rho_z = \frac{\tau f'(r)}{2}.$$

Du fait de cette composante ρ_z non nulle, les particules subissent une rotation autour de leur axe Oz, parallèle à l'axe du fil qui apparaît ainsi avec les caractères d'une direction privilégiée. Cette rotation dépend du signe de τ . Les particules tourneront donc tantôt dans un sens, tantôt dans un autre suivant les déformations données par les torsions alternées.

Dans un solide élastique soumis à ce genre de déformation, les particules suivraient, dans leur déplacement, les variations de τ . Dans les cristaux, elles vont rester calées dans les positions où les a amenées la déformation maximum imposée au fil, de sorte qu'elles vont se disperser progressivement de part et d'autre de leurs positions initiales.

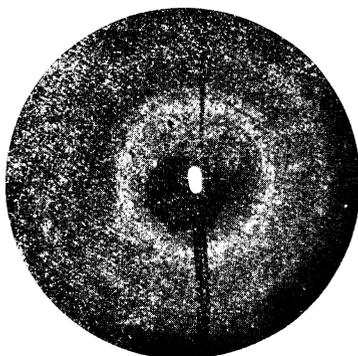
Il est naturel de penser que ces mouvements internes sont accompagnés de dislocations (qu'il serait possible de préciser par le calcul) et que, pendant celles-ci, resteront intactes les surfaces ou directions cristallographiques qui, tout en offrant la plus grande cohésion, subiront les déformations minima. C'est en particulier le cas des lignes atomiques 110 de densité élevée, qui sont les plus voisines de l'axe de rotation des particules et qui peuvent ainsi jouer, pour les particules, le rôle d'axe privilégié.

Cas des métaux polycristallins. — Dans ce qui précède, nous ne nous sommes occupé que des modifications de structure dans les monocristaux. Mais le calcul dont nous avons vérifié les conclusions peut s'appliquer à n'importe quel microcristal d'un

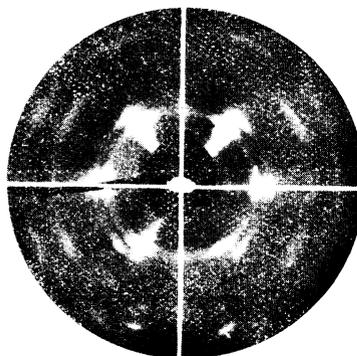
PLANCHE IV.



Diagramme 110 obtenu en faisant tourner le fil autour de son axe pendant la pose. (C. R., 9 août 1937.)



L_c.



L_c.

agglomérat polycristallin : ce monocristal sera disloqué pendant les torsions alternées et si la déformation cesse d'être hélicoïdale, comme c'est toujours le cas dans la zone de rupture, les particules cristallisées (cristallites, blocs-mosaïque), ainsi produites s'orienteront encore autour de celui des axes 110 de ce monocristal faisant avec l'axe du fil l'angle le plus petit.

Si l'on considère maintenant l'ensemble des très nombreux microcristaux, tous ces axes privilégiés 110 seront disposés autour d'une direction moyenne coïncidant avec l'axe du fil qui deviendra alors axe privilégié de cet ensemble. Les spots, au lieu d'être ponctuels ou très courts comme dans les diagrammes provenant des monocristaux, seront plus allongés par suite de cette dispersion des axes privilégiés 110 particuliers à chaque microcristal autour d'une position moyenne. De plus, les diagrammes seront complets et resteront inchangés pendant une rotation du fil autour de son axe.

C'est ce que nous avons vérifié avec un fil d'aluminium convenablement recuit (diagramme L_o)

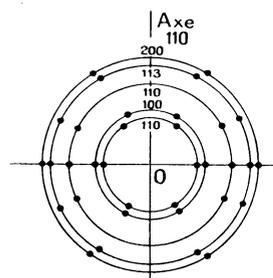


Diagramme théorique

Fig. 9.

qui a donné à la rupture le diagramme L_c bien caractéristique (comparer L_c et le diagramme théorique, fig. 9).

Conclusion. — L'étude simultanée des déformations par torsion simple et par torsion alternée nous a permis d'esquisser une explication de la formation d'une structure à direction privilégiée. Pour cela, nous avons dû avoir recours à des mouvements de rotation des particules cristallisées et nous éloigner ainsi, d'une manière considérable, de la théorie des glissements dont les vérifications expérimentales sont pourtant nombreuses. Mais ces deux points de vue, au lieu de s'opposer, peuvent se compléter. Nous avons admis en effet que les particules cristallisées subissent des déplacements sous l'action des forces qui s'exercent sur elles.

Ces forces se ramènent en général à une force et un couple : l'effet de la première est de produire des glissements parallèlement aux plans de faible intercohésion. Le couple produit la rotation nécessaire à l'explication des phénomènes que nous venons d'étudier. Selon que l'on insiste plus particulièrement sur l'un ou l'autre de ces effets, on aboutit à des conclusions apparemment en opposition. Cependant, elles ne représentent, en fait, que deux aspects d'un même phénomène.

Manuscrit reçu le 15 février 1943.