



HAL
open science

L'écoulement des métaux

E.N. da C. Andrade

► **To cite this version:**

E.N. da C. Andrade. L'écoulement des métaux. Journal de Physique et le Radium, 1947, 8 (11), pp.313-326. 10.1051/jphysrad:01947008011031300 . jpa-00234069

HAL Id: jpa-00234069

<https://hal.science/jpa-00234069>

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

L'ÉCOULEMENT DES MÉTAUX (1)

Par E. N. DA C. ANDRADE, F. R. S.

Sommaire. — L'analyse de l'écoulement des métaux polycristallins, appelé « fluage », est beaucoup simplifiée si, au lieu d'opérer avec une charge constante, on agit à effort constant, ce qu'on peut réaliser par des mécanismes convenables. A effort constant il y a pour les métaux les plus divers deux régimes de fluage, le temporaire et le permanent, dont l'importance relative pour un métal déterminé varie avec la température. Pendant une recristallisation quelconque les lois se modifient.

Le fluage des monocristaux est caractérisée par des plans et des directions cristallines de glissement, par un très petit effort de cisaillement critique et par un durcissement marqué pendant la déformation. On cherche à expliquer les phénomènes par une théorie fondée sur des dislocations qui se propagent à travers le cristal. L'état de surface du monocristal joue un rôle considérable. L'étude de la déformation des monocristaux permet de suggérer un mécanisme pour le fluage des métaux ordinaires.

Il y a aujourd'hui dans les sciences physiques une certaine réalité qui manquait au temps où j'étais étudiant. C'était le bon temps où l'on croyait encore à l'éther et où le bon vin se vendait à 1 f la bouteille. Dans ce temps-là, pour les physiciens académiques, il n'y avait que deux espèces de solides : le solide rigide, objet de la mécanique classique, et le solide parfaitement élastique, objet des traités d'élasticité. On savait dans les ateliers que l'on pouvait déformer les métaux d'une façon permanente, mais on n'en parlait pas dans les Universités, comme on ne parlait pas dans les salons de certaines vérités de la vie sociale bien connues de l'homme de la rue.

Aujourd'hui rien n'est sacré, rien n'est trop vulgaire. On ne croit plus à l'éther, on n'admet plus l'existence en physique de ce que l'on ne peut pas mesurer, et l'on accepte dans les laboratoires de physique des substances douteuses comme les gels. On admet même que les solides peuvent se déformer sensiblement et que cette déformation peut s'augmenter avec le temps. Les métaux, dans des circonstances convenables, s'écoulent ou fluent, et il est possible de discuter cet écoulement, dit « fluage ». Parce que c'est un sujet si peu banal et

auquel j'ai consacré de longues années, je l'ai choisi pour mon exposé d'aujourd'hui.

Le fluage des métaux a une grande importance dans la technique moderne, car on emploie des aciers à des températures assez élevées pour qu'il y ait un véritable danger de déformation lente qui, finalement, peut aboutir à un allongement dangereux. Considérons, par exemple, les pales d'une turbine à vapeur tournant à grande vitesse; si ces pales s'allongent de quelques millièmes elles risqueront de toucher le corps de l'appareil, avec un danger évident. Dans les turbines à gaz employées dans les avions les plus récents, le danger est de beaucoup augmenté à cause des températures très élevées. Pour la physique aussi, le fluage des métaux a un intérêt considérable, comme une propriété fondamentale de l'état solide, et surtout des cristaux réels. Pour les mathématiciens qui s'occupent des propriétés des cristaux idéaux, l'écoulement a quelque chose de choquant, mais pour les physiciens qui observent avec plaisir les bizarreries de la nature, ce phénomène pose des questions qui valent la peine d'être étudiées. Je vous parlerai de quelques progrès que l'on a faits dans cet étude, mais je ne vous cacherai pas qu'il y a encore beaucoup à découvrir avant que nous puissions voir tirer ce sujet au clair.

(1) Conférence faite devant la Société française de Physique, le 24 mai 1947, lors de la remise du Prix Holweck au Professeur E. N. da C. Andrade.

A ma connaissance, il y a encore beaucoup de physiciens qui considèrent un métal, surtout un métal mou, qui s'écoule, comme une espèce de liquide très visqueux : des deux solides, le verre et le plomb, ils diraient que c'est le plomb qui se comporte comme un liquide plutôt que le verre. Par exemple, on lit dans un *Traité de Physique* célèbre [1], là où l'on discute la déformation des métaux : « la plasticité est la propriété que possèdent certains corps de changer de forme, dans certaines conditions, à peu près comme le font les liquides qui ont une très grande viscosité. » Même Tresca, qui en 1868 a publié à Paris la première étude vraiment scientifique que je connaisse sur l'écoulement des corps solides, a conclu que « les corps solides peuvent, sans changer d'état, s'écouler à la manière des liquides lorsqu'on exerce à leur surface des pressions suffisamment grandes ». Il a démontré, il est vrai, que des métaux comme l'acier, l'argent, le cuivre, aussi bien que l'étain et le plomb, peuvent se déformer sous des pressions élevées comme des pâtes molles; c'est ce qu'il a observé d'après les surfaces intérieures de déformation. Mais dès que l'on tient compte de la dynamique de l'écoulement, on constate que les métaux ne se classent pas parmi les liquides ordinaires, ni même anormaux.

Quelles sont les lois générales auxquelles obéissent les liquides ? Pour la classe la plus simple, les liquides que l'on nomme newtoniens, la force de frottement est proportionnelle au gradient de vitesse; la force par unité de surface et par unité de gradient donne le coefficient de viscosité, qui est constant. Pour des liquides plus complexes, de nature gélatineuse, il se trouve que la viscosité est fonction du gradient; la résistance croît moins rapidement que le gradient de vitesse, comme si la viscosité diminuait. Je ne discuterai pas ici des liquides encore plus anormaux, qui sont à peine des liquides.

Si, par contraste avec le cas d'un liquide, on expose un métal à un effort constant, la vitesse de déformation n'est pas constante. De plus, la résistance, quelle que soit la manière dont on la mesure, n'est pas proportionnelle à l'effort. Le fait que la vitesse de déformation varie pendant l'écoulement sous effort constant est un cas particulier de la grande différence entre métal et liquide. Un liquide est, en général, en équilibre thermodynamique avec son milieu : un liquide donné, de nature chimique précise, à une température et à une pression fixée, a des propriétés mécaniques bien déterminées. Il n'en est pas de même pour un métal : avec un métal pur, avec un alliage de composition bien connue, les propriétés mécaniques dépendent de l'histoire de l'échantillon en question.

Il est, en principe, impossible d'exprimer la déformation en fonction du temps et de l'effort, si l'on

ne précise pas d'une façon ou d'une autre l'histoire de l'échantillon.

Les propriétés caractéristiques du « fluage » des métaux sont dues à la structure cristalline de la substance. Les verres, par exemple, qui sont beaucoup plus rigides et beaucoup plus fragiles que les métaux mous, comme le plomb, se comportent d'une façon qui ressemble assez bien à celle d'un liquide newtonien. Ils s'écoulent — bien entendu, très lentement — sous un très petit effort; la vitesse d'écoulement, sous effort constant, est constante avec le temps, et proportionnelle à l'effort. Ainsi, on peut attribuer un vrai coefficient de viscosité à un verre et, dans un domaine assez étendu de température, la viscosité varie avec la température comme celle d'un liquide simple. Le coefficient de viscosité d'un verre ordinaire vers 20° C est de l'ordre de 10^{18} et même plus. Des substances comme la poix ne s'écartent pas trop des lois d'écoulement des liquides simples. Étudier le fluage des métaux, c'est étudier les lois spéciales de la déformation permanente d'une espèce cristalline.

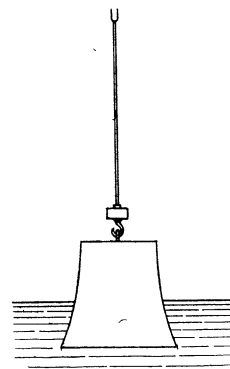


Fig. 1. — Poids hyperbolique pour effort constant.

Considérons maintenant l'écoulement d'un métal ordinaire, c'est-à-dire polycristallin, qui peut être d'une grande pureté. Nous nous demandons quelle est la relation entre la déformation et le temps quand la force est suffisante pour produire une déformation croissante. Dans certains traités mêmes modernes, on lit qu'il y a quatre étapes successives : d'abord une déformation instantanée, suivie d'un fluage à vitesse décroissante, puis un fluage à vitesse constante, et, enfin, un fluage à vitesse croissante qui mène à la rupture. Cependant, c'est à charge totale constante qu'on a réalisé de telles courbes; on a appliqué un poids à un fil ou à une barre verticale, et on en a mesuré l'allongement. Dans ce cas la section du fil diminue pendant l'extension et l'effort unitaire croît, de telle sorte que les conditions sont trop compliquées. Pour trouver des lois valables il faut agir à effort constant.

Dans ce but j'ai mis au point deux méthodes

pour allonger un fil métallique à effort constant. Dans la première [2], le poids a la forme d'un hyperboloïde de révolution et s'abaisse dans un liquide convenable à mesure que le fil s'allonge (fig. 1). Si l'on suppose que la densité du métal reste constante, ce qui est vrai à un haut degré d'approximation, on peut arriver de cette façon à ce que le poids effectif divisé par la section soit constant. Dans la seconde méthode [3], que j'ai élaborée avec le Dr Chalmers, on applique le poids *W* au moyen d'une bande métallique très flexible qui s'applique sur une came *F* de forme déterminée, à une extrémité du fléau d'une balance, dont l'autre extrémité porte une came circulaire *C* de centre *B* (fig. 2). Une

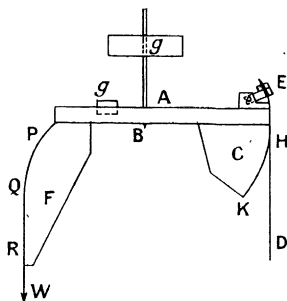


Fig. 2. — Balance à effort constant.

bande métallique *D* s'appliquant sur cette dernière, tire le fil qu'on veut allonger. On peut calculer la forme de la première came, de façon que la tension soit inversement proportionnelle à la longueur du fil, et l'effort constant.

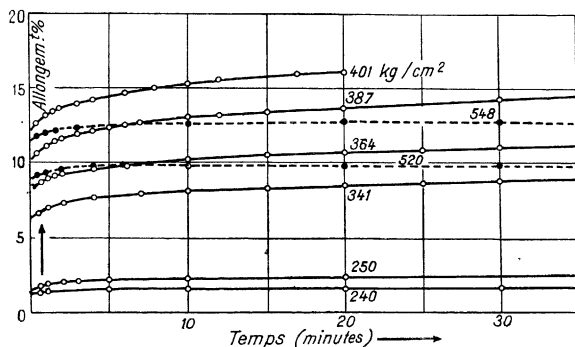


Fig. 3. — Fluage du plomb à -78°C (trait plein) et à -180°C (trait pointillé).

Sitôt qu'on travaille à effort constant on voit qu'au lieu de s'accélérer, la vitesse de fluage diminue jusqu'à une valeur constante. Comme exemple des résultats que j'ai obtenus à effort constant [2], [4], on peut considérer le cas du plomb, à diverses températures. Dans cette discussion je n'envisage que les cas où l'effort est suffisant pour produire

des déformations permanentes qui sont très grandes en comparaison de la déformation élastique. A basse température le métal s'allonge considérablement sitôt que l'effort est appliqué; il s'ensuit un fluage dont la vitesse diminue sans cesse jusqu'à ce qu'il s'arrête. Il en est de même à -180°C et à -78°C ; mais pour le même effort la déformation est plus marquée à la température la plus élevée (fig. 3).

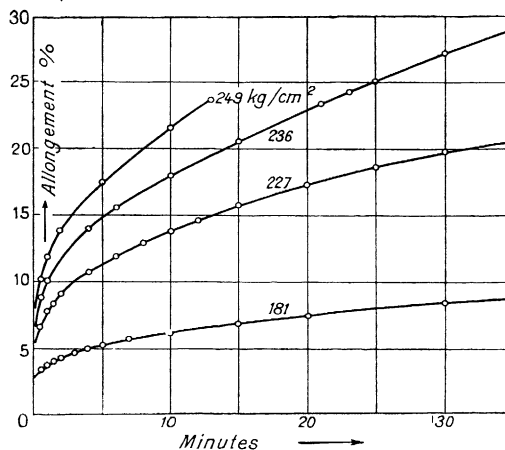


Fig. 4. — Fluage du plomb à 17°C .

A température ordinaire, un nouveau phénomène se manifeste. Avec les efforts importants le fluage ne cesse pas, mais devient finalement linéaire avec le temps. Ce type de fluage est illustré par la figure 4. On peut représenter l'allongement avec beaucoup de précision par la formule

$$l = l_0 \left(1 + \beta t^{\frac{1}{3}} \right) e^{kt}$$

Le terme exponentiel représente un fluage de type visqueux; il est exponentiel plutôt que linéaire, parce que la longueur qui flue croît avec le temps, de sorte que

$$\frac{1}{l} \frac{dl}{dt} = k.$$

Pour une substance telle que le verre qui se comporte comme un liquide newtonien, on peut montrer que le coefficient de viscosité η est donné par

$$\frac{\sigma}{l} \frac{dl}{dt} = 3\eta,$$

où σ est l'effort, de sorte que $\sigma = 3\eta k$.

Il n'est pas permis d'employer cette relation pour déduire à partir de k un coefficient de viscosité, dans le sens ordinaire, mais la valeur de k mesure un fluage qui, à effort constant, est de nature visqueuse.

A une température encore plus élevée le fluage permanent, comme on le nomme quelquefois, est

beaucoup plus accentué, comme le représente le diagramme pour le plomb à 160°C (fig. 5).

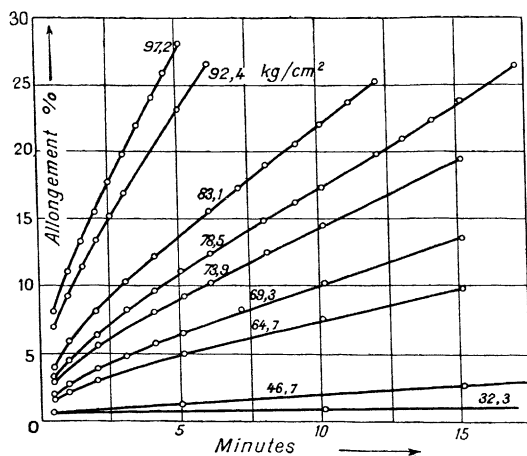


Fig. 5. — Fluage du plomb à 160°C .

De ces expériences, on peut déduire que le « quatrième stade » considéré par les ingénieurs, où le fluage s'accélère de plus en plus, n'existe pas normalement quand l'effort est maintenu constant. C'est une conséquence de ce que, sous charge constante, l'effort croît toujours parce que la section du fil diminue à mesure que le fil s'allonge. La figure 6 démontre combien sont différents les compor-

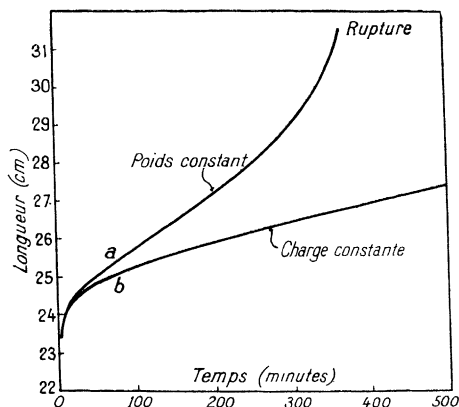


Fig. 6. — Fluage du plomb à poids constant et à effort constant.

tements à charge constante et à effort constant : à charge constante, le fil de plomb se brise pour un allongement de 31 pour 100, cependant qu'après le même intervalle de temps, à effort constant, le fil flue paisiblement à vitesse constante. Des expériences avec d'autres métaux, comme fer, cuivre, étain, mercure à l'état solide, ont montré que les mêmes lois s'appliquent en général. Avec un même métal, le comportement dépend de la température :

le plomb à 100° se comporte comme le mercure à -78° et à la température ordinaire comme le fer à 450° .

Il est donc clair qu'avec les métaux ordinaires il y a deux espèces de fluage bien distincts, l'un qui n'est que temporaire, et l'autre qui se poursuit d'une façon régulière jusqu'au point où le métal se rompt. Dans mon laboratoire on a pu démontrer, par les rayons X et par l'étude de la résistance électrique, que les axes des cristallites s'orientent pendant le fluage temporaire, ou écoulement β , mais pas pendant le fluage visqueux ou permanent.

Il faut cependant se méfier, car les ingénieurs qui étudient le fluage — ce que nous appelons en Angleterre le « creep » — ont mis en évidence avec certains aciers à haute température, un écoulement du type montré dans le diagramme de la figure 7.

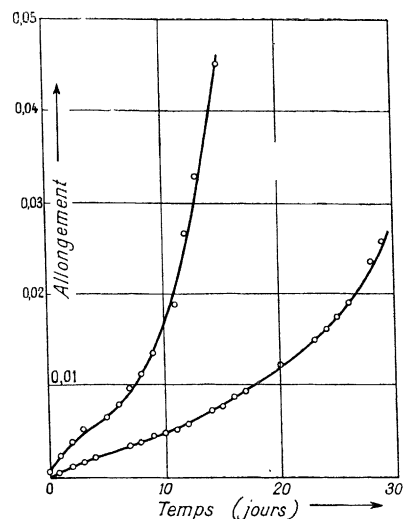


Fig. 7. — Fluage d'un acier NiCr à forte teneur en nickel à 800°C .

Dans ce cas, l'allongement total étant petit (inférieur à 1 pour 100 au point d'inflexion), on peut considérer l'effort comme à peu près constant. On en a déduit que de telles courbes représentent la vraie nature de l'écoulement des métaux, et que cet écoulement accéléré a toujours une signification physique : donc, disent les ingénieurs, ce n'est pas l'augmentation d'effort qui le produit ordinairement. Mais avec ces aciers dans la région de température en question, il y a une recristallisation ; les frontières des cristallites sont en mouvement, des atomes cessent d'appartenir à un réseau pour dépendre d'un autre. Dans ces cas-là on a toujours un écoulement accéléré. On peut dire tout simplement qu'avec ces aciers à haute température, à la fin d'une expérience qui peut durer plusieurs jours, le métal qui flue n'est pas de même structure cristalline qu'au commencement.

Le cas de ces aciers à haute température n'est pas typique du fluage des métaux, mais exceptionnel. Dans ces conditions, il peut même se produire des fentes, des ouvertures intercrystallines, qui amènent un écoulement accéléré.

Le fluage pendant une recristallisation est très important pour la métallurgie. Distinguons entre les différentes manières qu'ont les atomes de se réarranger. Tout d'abord, il y a la restauration. Mettons qu'en appliquant une certaine force à un échantillon, un fil de plomb par exemple, nous obtenons une déformation permanente importante en même temps qu'un durcissement considérable. Supprimons maintenant la charge, laissant l'échantillon un certain temps sans contrainte, soit à la température ordinaire, soit peut être à une température plus élevée. Nous verrons qu'en mettant de nouveau une charge, il commence à se déformer sous un effort inférieur au précédent. Au repos, l'effet d'écroissage a partiellement disparu. Néanmoins, l'aspect des cristallites, observées au microscope, n'a pas changé. C'est la restauration. Elle doit être due à de petits réarrangements causés par les vibrations thermiques à l'intérieur de chaque cristallite.

Supposons maintenant que nous prenions un fil de cuivre ordinaire, que nous le durcissions par allongement et que nous enregistrons sa structure cristalline par microphotographie: Amollissons-le maintenant à haute température pendant quelque temps et faisons ensuite un nouvel examen microscopique. Nous constaterons que la structure cristalline s'est modifiée. En général, de nouveaux cristallites sont apparus parmi les débris cristallins, et certains cristallites se sont agrandis aux dépens d'autres, de telle sorte que les limites des grains ont complètement changé. C'est la recristallisation.

Mais il y a une autre possibilité. Un métal peut exister sous deux formes cristallines. Le fer, par exemple, existe sous la forme α , qui a la structure du cube centré, ou γ , qui a celle du cube à faces centrées. Par refroidissement le fer γ se change en fer α . Ceci est un autre genre de recristallisation qu'on peut appeler « changement de phase ».

La restauration cristalline dans laquelle les modifications atomiques sont assez limitées, joue un rôle dans l'écoulement ordinaire des métaux. Il semblerait à première vue que cet écoulement puisse être dû à la restauration qui a lieu de façon continue, de sorte que, sous effort constant, le métal se déformerait toujours. Cependant, une étude quantitative montre que le fluage ne peut pas être généralement expliqué de cette façon, bien qu'il soit influencé par cette restauration sous certaines conditions.

La recristallisation, considérée comme croissance des grains ou comme changement de phase, provoque un écoulement très accéléré. Il semblerait que, pendant leur réarrangement, les atomes ne soient

pas soumis aux forces qui d'ordinaire les maintiennent et que lors de la transition d'une région à l'autre, ils se meuvent librement sous l'action des forces mécaniques. Considérons quelques exemples.

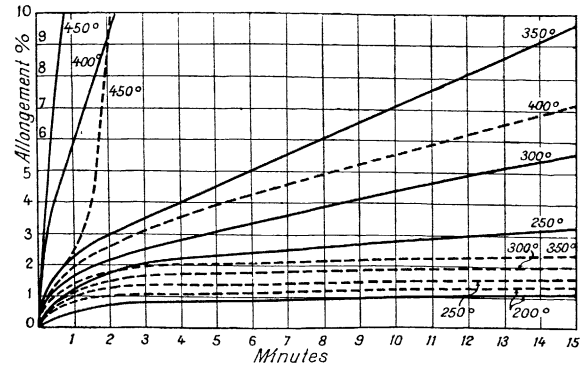


Fig. 8. — Écoulement du cuivre dur.
Écoulement du cuivre doux.

Le premier concerne le fluage du cuivre, représenté dans la figure 8 par le pourcentage d'accroissement de longueur en fonction du temps à diverses températures [5]. Les courbes en trait plein représentent des fils de cuivre qui ont été préalablement durcis et qui recristallisent rapidement à haute température. Celles en pointillés se rapportent à des fils de cuivre doux qui ne recristallisent pas. A 200°C , où il y a peu ou pas de recristallisation, le fil doux s'écoule, comme prévu, plus rapidement que le fil dur, mais à 250°C c'est le fil dur qui flue le plus rapidement (environ quatre fois plus vite) et à plus haute température cet effet est encore plus marqué.

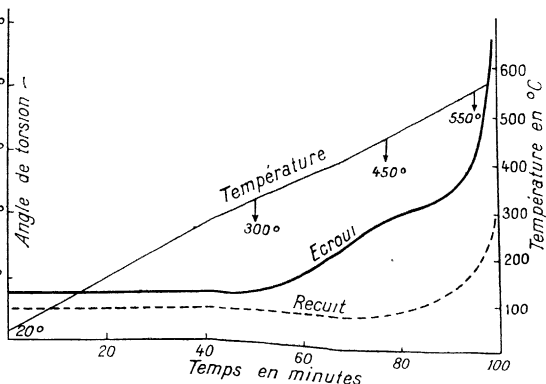


Fig. 9. — Fluage de torsion de l'aluminium éroulé et recuit.

Le deuxième exemple (fig. 9) représente la torsion de deux barres d'aluminium, dont l'une a été recuite et l'autre durcie par l'allongement [6]. Le diagramme montre le degré de torsion en fonction de temps,

la température croissant pendant toute l'expérience. On voit que jusqu'à 300°, température atteinte en 50 min, les deux tiges ont peu varié, mais de 300 à 450° la barre durcie flue beaucoup plus rapidement que l'autre. L'examen aux rayons X montre que la recristallisation a bien lieu dans ce domaine de températures. Au-dessus de 450° C la barre durcie est complètement recuite et les deux se comportent de la même manière.

Le troisième exemple que je vais mentionner se rapporte aux changements de phase γ en α d'un acier au nickel (4). Wassermann [7] a démontré que si un fil de cet alliage est étiré, un allongement rapide se produit au point de transformation, mais cet allongement se complète dans quelques secondes, et c'est à peine un fluage.

Ainsi tout déplacement général d'atomes, cessant de faire partie d'un réseau pour appartenir à un autre, correspond à un fluage rapide particulier. On l'appelle souvent « écoulement amorphe », puisque, bien qu'il ait lieu dans une substance cristallisée, il n'est pas du genre associé habituellement avec les cristaux, c'est-à-dire un glissement suivant les plans cristallins.

Il y a un exemple très répandu de l'importance industrielle de ce genre de fluage. Les spirales dans les lampes électriques modernes sont fabriquées avec du fil de tungstène à l'état monocristallin. Je vais bientôt discuter les propriétés des monocristaux métalliques et nous verrons qu'une des plus frappantes c'est qu'ils fluent très facilement. Au premier abord, on dirait que, pour éviter l'affaiblissement de la spirale à haute température, il faudrait employer un fil polycristallin, mais à haute température la recristallisation rapide se manifeste, avec fluage très accentué, de sorte qu'on doit employer des monocristaux avec lesquels la recristallisation est impossible.

Maintenant que j'ai exposé, de façon très sommaire, les propriétés générales du fluage des métaux, vous allez me demander, en bons physiciens, l'explication : comment doit-on se représenter le mécanisme ? Vous vous attendez peut être à ce que j'essaye de discuter tout de suite sur le fluage passager et le fluage permanent, mais sitôt que l'on cherche une théorie, on se trouve en face d'une difficulté plus fondamentale : comment se fait-il qu'un métal puisse fluer de quelque façon que ce soit ?

Les métaux se composent de cristaux. Considérons un cristal parfait auquel on applique une force tendant à l'étirer. Les atomes se sépareront jusqu'à ce que la force d'attraction, qui augmente, soit égale à la force appliquée. Si l'on cesse d'appliquer la force extérieure, le cristal reprendra sa forme initiale. La force élastique augmente avec la séparation jusqu'à une valeur maxima où le cristal se brise.

(4) Le changement martinsitique.

Pour la tension, on aurait une élasticité parfaite avec un module d'élasticité qui diminue avec l'extension jusqu'à la fracture. Par contre, il se peut que les plans cristallins glissent les uns sur les autres sous l'action d'une force de cisaillement. Dans ce cas-là nous aurons aussi une élasticité parfaite jusqu'à ce que la force ait amené une couche dans une position telle que les atomes se trouvent au maximum de potentiel des forces périodiques interatomiques. A ce moment-là, il se produira un glissement général qui continuera sans s'arrêter jusqu'à la rupture. Ce ne sont pas là des propriétés qui ressemblent à la réalité !

Il y a une autre difficulté fondamentale. On peut calculer d'une façon approximative la charge de rupture d'un cristal parfait, soit par des considérations générales de tension superficielle, soit par un calcul direct dans le cas des cristaux ioniques les plus simples. Les valeurs que l'on trouve indiquent que les cristaux parfaits devraient être de 100 à 1000 fois plus résistants que ne le sont les métaux. Nous nous trouvons en face de contradictions bien graves.

Mais on peut répondre que les métaux ne sont pas des cristaux uniques; ils sont une masse de petits cristaux, de cristallites, collés les uns aux autres d'une façon un peu mystérieuse. N'est-ce pas là la cause des difficultés ? Considérons le comportement des échantillons métalliques qui se composent d'un seul cristal.

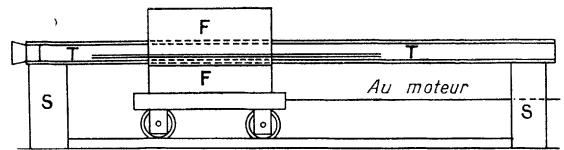
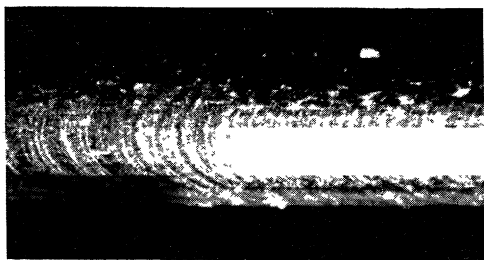


Fig. 10. — Préparation de monocristaux de cadmium et de métaux semblables.

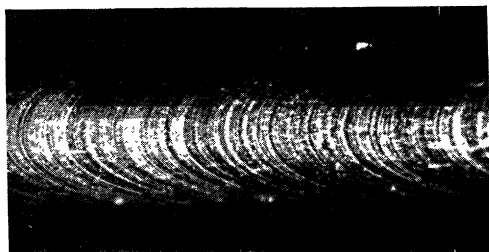
La méthode pour préparer les échantillons n'est pas comme avec le quartz, de trouver un grand cristal et d'en tailler la partie désirée, mais de prendre un spécimen de métal ordinaire, polycristallin, de forme voulue, et d'en faire changer la structure en celle d'un cristal unique [8]. Dans un procédé qu'on emploie beaucoup dans mon laboratoire pour les métaux qui fondent à température relativement basse, comme le zinc, on scelle sous vide un fil de métal dans un tube TT, de verre résistant dont le diamètre excède de 10 ou 20 pour 100 celui du fil [9]. Le tube étant maintenu horizontalement, on fait promener d'un bout à l'autre un petit four électrique F (fig. 10) dont la température suffit à faire fondre le fil métallique seulement dans la toute petite région qui se trouve bien au milieu du four. Le tube et la tension superficielle du métal suffisent à maintenir le fil cylindrique sans la contrainte nuisible qu'on aurait si le tube était

plein de métal. En réglant le gradient de température et la vitesse de translation du four, on obtient, avec quelques expériences, de très bons monocristaux. Il existe bien d'autres méthodes, surtout pour les métaux plus réfractaires [10].

Sitôt que l'on manie ces cristaux uniques, on note qu'ils sont mous à un degré remarquable. En général, mais pas toujours, ils sont particulièrement ductiles. Ils commencent à s'étirer lorsqu'on les soumet à une force de traction minime, d'une cinquantaine de grammes par millimètre carré par exemple, dans le cas du cadmium très pur. On peut fréquemment étirer à cinq fois sa longueur initiale un fil de cadmium et à presque deux fois un fil de cuivre. On s'aperçoit tout de suite que les métaux en forme de cristaux uniques s'écartent encore plus de la théorie simple que les métaux ordinaires.



a



b

Fig. 11. — Fil monocristallin de cadmium étiré : a, de 3 pour 100; b, de 10 pour 100.

L'aspect d'un fil monocristallin qui a été étiré de quelques pour 100 ou plus présente des particularités frappantes. Au lieu de s'amincir de façon symétrique, le fil s'aplatit, conservant son diamètre dans une direction et se rétrécissant dans une autre, de sorte que, si l'extension est considérable, le cylindre circulaire original devient une bande aplatie. En même temps la surface montre une série de marques parallèles, de forme elliptique, qui indiquent le glissement (fig. 11). Par la géométrie et les rayons X nous arrivons à conclure que, dans les cas les plus simples, le fil se déforme par glissement suivant un plan cristallin déterminé et dans une direction cristalline déterminée. Considérons le type de structure qui, pour ces phéno-

mènes, est le plus simple, c'est-à-dire le type hexagonal. Le glissement ordinaire (dans des circonstances exceptionnelles le glissement peut se produire dans un autre plan) se fait dans l'unique plan de base hexagonal et a pour direction un des trois axes digonaux. Celui qui est actif est celui qui est le plus proche de la direction de la force de traction. Le processus de glissement est mis en évidence par la figure 12.

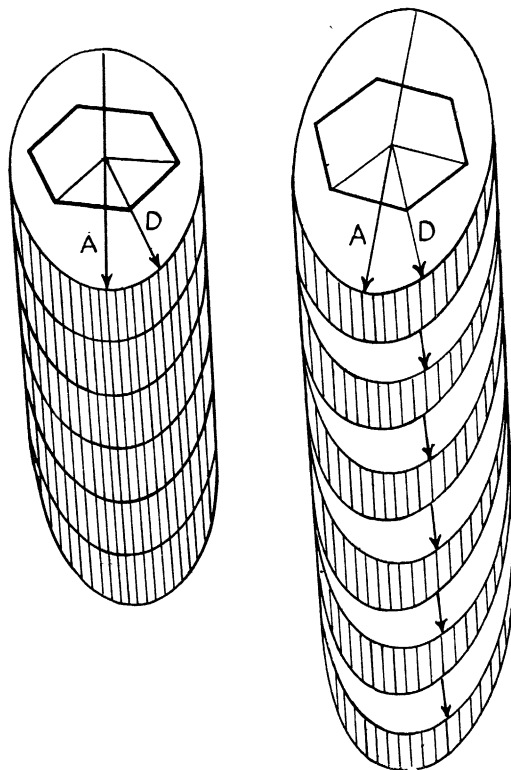


Fig. 12. — Processus de glissement d'un cristal hexagonal.

Même avec les fils de métal de structure hexagonale comme le cadmium ou le zinc, il peut se produire des formes bizarres. Par exemple, si le plan de glissement est presque normal à l'axe du fil, on trouve l'aspect montré par la figure 13 a; s'il y a deux directions de glissement qui font des angles égaux avec la direction de traction, le fil glisse sur de courtes longueurs alternativement dans une direction et dans une autre, ce qui donne l'aspect de la figure 13 b [9].

Avec les métaux de structure cubique ou autre, là où il y a plusieurs plans qui sont entièrement équivalents, on peut rencontrer des cas assez compliqués. Par exemple, avec l'aluminium et d'autres métaux à structure cubique à faces centrées, les plans de glissement sont les quatre plans de l'octaèdre, dans chacun desquels il y a trois directions de glissement possible. Il peut arriver que deux plans

et deux directions soient également favorables pour le glissement, et même trois plans et trois directions peuvent l'être aussi. Dans ce cas on a

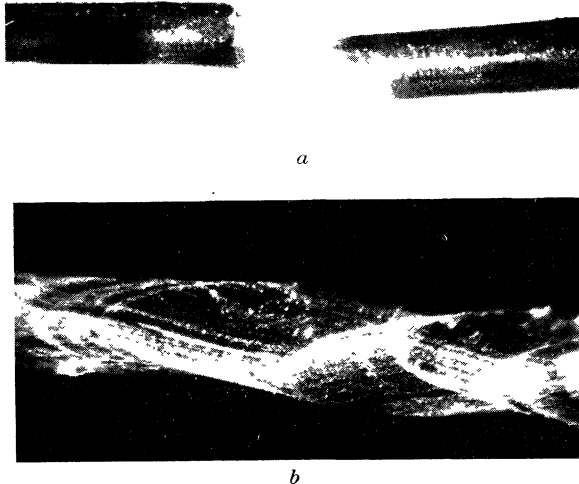


Fig. 13. — Monocristaux de cadmium étirés :
a, plan de glissement presque normal à l'axe;
b, deux directions de glissement à angles égaux avec l'axe.

un glissement simultané sur divers plans et l'on parle de glissement multiple. Le mercure solide peut en montrer des exemples (*fig. 14*) [11]. Le

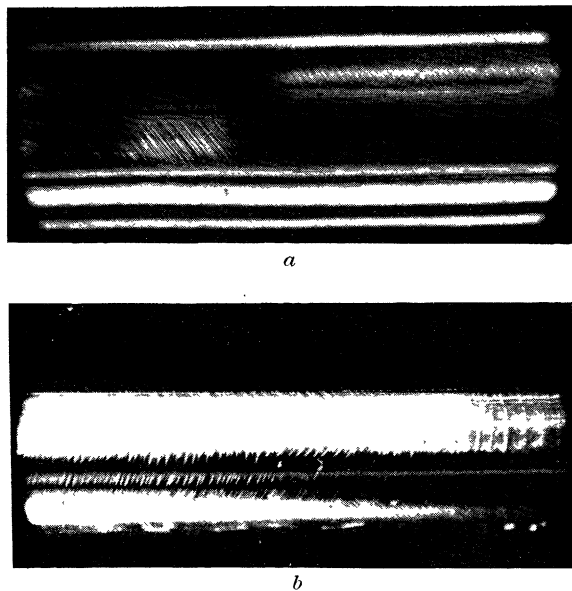


Fig. 14. — Glissement double et glissement triple dans les monocristaux de mercure.

figure 14 a représente le glissement double et la figure 14 b le glissement triple.

La géométrie du glissement des métaux monocristallins est, en principe, simple. Par contre, sa physique et sa dynamique pullulent de difficultés. Par exemple, pendant le processus de glissement, il peut se produire brusquement des cristaux jumeaux que l'on appelle des macles. Je ne veux pas discuter cette question parce que nos connaissances dans ce domaine sont assez minimes : comme vous le savez tous, moins nous savons et plus il faut de temps pour exposer notre savoir. Quelques expériences sont en cours qui, j'espère, permettront de s'orienter un peu plus dans cette question.

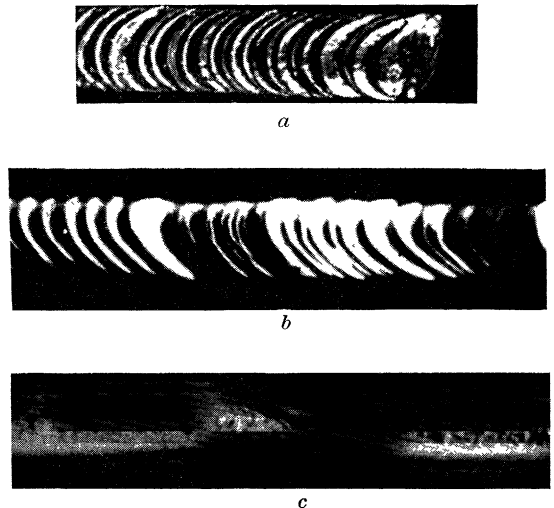


Fig. 15. — Paquets de glissement pour un monocristal de molybdène :
a, à 1000° C; b, à 1500° C; c, à 2000° C.

Un fait qui attire tout de suite l'attention est que le glissement ne se fait pas également sur tous les plans cristallins qui sont équivalents pour le cristal parfait. On a plutôt des paquets de glissement dont l'épaisseur pour le cadmium à température ordinaire est, par exemple, d'un vingtième de millimètre, c'est-à-dire de 100 000 fois le diamètre d'un atome. Cette épaisseur varie avec la température : pour le molybdène à température ordinaire, elle est de l'ordre cité, mais à 1500° C elle est presque dix fois plus grande, et à 2000° C elle atteint quelques millimètres, de façon qu'il n'y a qu'un seul plan de glissement visible sur la photographie de la figure 15 qui se rapporte à 2000° C. Avec le mercure à -60° elle est d'un cinquantième de millimètre [11]. Nous discuterons la cause de cette anomalie un peu plus tard.

Les monocristaux peuvent montrer d'une façon exagérée un trait que manifestent aussi les métaux polycristallins, c'est-à-dire le durcissement par déformation, ce que nous appelons en anglais « work-hardening », en français « consolidation » ou « écrouis.

sage ». On sait bien qu'un fil de cuivre ordinaire; étiré de quelques pour 100, devient plus résistant, avec un fil de cuivre monocristallin, étiré de presque le double de sa longueur initiale, la force nécessaire pour le déformer encore est environ 80 fois plus grande qu'au début, 80 fois et non 80 pour 100 [13]. Avec le nickel, ce durcissement est encore plus frappant [14]. Ce sont là des métaux de structure cubique, structure qui est favorable à la consolidation. Pour les métaux de structure hexagonale cet effet est beaucoup moins marqué. Les lois de variation de résistance avec la déformation diffèrent aussi dans les deux cas. Pour les métaux de structure cubique, comme l'aluminium, qui a été particulièrement étudié par G. I. Taylor [15], la relation est approximativement parabolique, l'effort nécessaire pour déformer le spécimen varie comme la racine carrée de la déformation, mesurée par le déplacement relatif de deux plans de glissement séparés d'une unité de longueur. Pour le cadmium, la relation est plutôt linéaire, et le durcissement est partout moins important. Tout cela s'applique aux températures ordinaires.

Cette variable a une grande influence sur le durcissement, qui est d'autant plus marqué que la température est plus basse par rapport au point de fusion. Aux températures élevées le durcissement est faible et les effets compliqués par le fluage. La déformation n'est plus fonction de l'effort seul mais aussi du temps.

Avant de discuter ces propriétés remarquables, il faut un peu préciser nos idées sur la cinétique du fluage des monocristaux. Si l'on suspend un poids à un fil monocristallin et qu'on en observe l'allongement en fonction du temps, on peut trouver des résultats compliqués et déconcertants. En premier lieu, il se produit toujours une rotation des plans de glissement qui produit des effets purement géométriques, et deuxièmement, cette rotation peut causer le glissement multiple que j'ai déjà cité. Mais faisant abstraction de ces complications, on trouvera que ce qui déterminera le glissement est la composante de la force par unité de surface du plan de glissement dans la direction du glissement. Par contre, la force normale au plan n'a aucune importance pour le glissement. C'est-à-dire que la condition pour que le glissement s'amorce est

$$\frac{F}{A} \sin \chi \cos \lambda = S,$$

où F est la force verticale, A la section initiale du fil, χ l'angle entre le plan de glissement et la verticale, λ l'angle entre la direction de glissement et la verticale, et S est la constante nommée « critical shearing stress », effort de cisaillement critique. Or la géométrie des cristaux est telle que χ et λ ne peuvent pas différer de beaucoup.

En effet, même avec une charge très faible, le

fil flue, bien que très lentement, et pour être précis il est nécessaire de fixer une vitesse arbitraire très petite plutôt que de parler du commencement du glissement. J'ai proposé comme vitesse arbitraire un allongement de 1 pour 100 par heure.

Il est maintenant clair qu'il n'y a aucun espoir d'expliquer les propriétés mécaniques des monocristaux par la théorie des cristaux parfaits. La structure des cristaux réels doit comporter des défauts d'une importance capitale pour la réaction des métaux vis-à-vis des forces mécaniques. La théorie des cristaux parfaits suffit, ceci est bien connu, pour expliquer les chaleurs spécifiques, les propriétés optiques, le comportement envers les rayons X et d'autres phénomènes. Il y a ainsi des propriétés pour lesquelles de petits défauts de structure sont presque sans influence, nous les appelons « structure insensitive » insensibles à la structure et, d'autres pour lesquelles de tels défauts jouent un rôle prépondérant, les « structure sensitive ». Pour les unes, les propriétés sont déterminées par la moyenne, pour les autres par la résistance du chaînon le plus faible d'une chaîne comprenant de grandes variations.

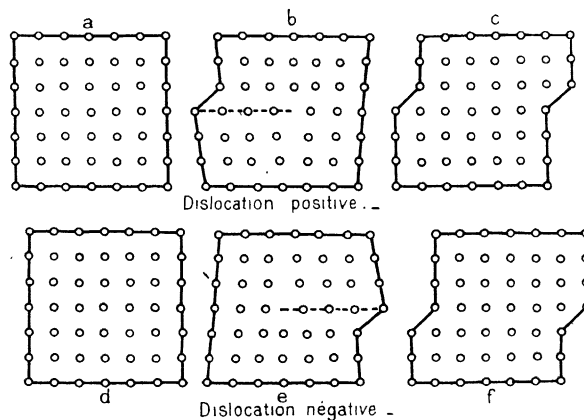


Fig. 16. — Dislocations positives et négatives selon G. I. Taylor.

Tout indique que dans la structure d'un cristal réel il y a beaucoup de petites irrégularités, si bien que le réseau ne conserve pas sa perfection mathématique. Déjà en 1914 Darwin [16] a démontré que pour expliquer certains aspects de la réflexion des rayons X, il faut admettre que les cristaux ont une structure mosaïque. Griffith [17] a dû supposer l'existence de très petites fissures dans les verres pour expliquer leurs propriétés mécaniques. Orowan [18] et G. I. Taylor [19] en particulier, ont basé des théories du glissement dans les cristaux métalliques sur l'hypothèse de l'existence de défauts dans le réseau appelés « dislocations », et qui sont la source de mouvements spasmodiques quand l'effort

local atteint une valeur déterminée. Considérons deux plans contigus d'atomes. Le métal liquide ne pouvant pas se solidifier tout d'un coup, il peut se trouver des petites régions où les atomes étant en bon ordre aux alentours, il y a cependant manque d'atomes pour s'arranger selon le réseau parfait. Un tel cas est représenté par la figure 16, qui est empruntée à l'ouvrage de G. I. Taylor. La figure 16 a montre le réseau idéal : sur la figure 16 b il y a sept atomes à distance à peu près normale dans les

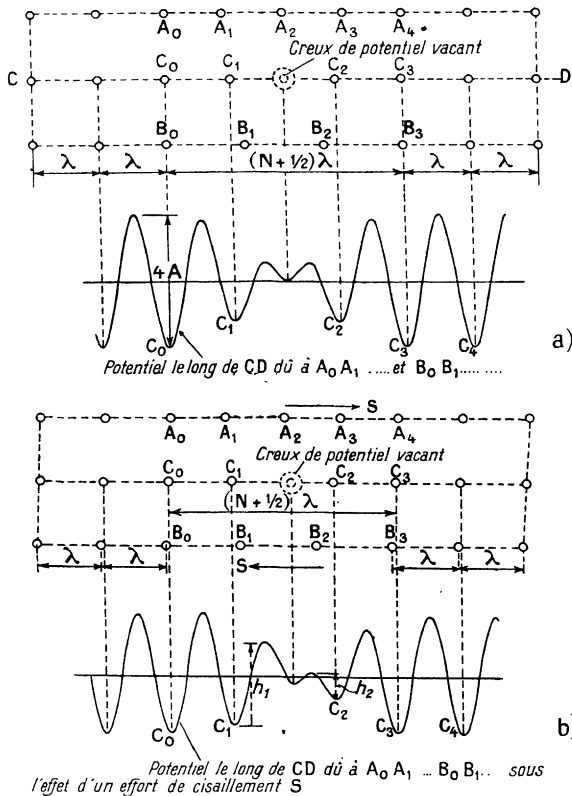


Fig. 17. — Distribution d'énergie potentielle au voisinage d'une dislocation : a, sans effort extérieur; b, sous effort de cisaillement.

rangs horizontaux supérieurs et inférieurs, mais dans le rang intermédiaire, il y a un atome de moins pour une longueur à peu près égale. Il y a là une dislocation, qui s'atténue en bas. L'atome qui se trouve en x ou en x' n'est pas si solidement lié que les atomes du réseau parfait ou presque parfait; il demande relativement peu d'énergie pour se déplacer jusqu'à la place vide, comme on peut s'en convaincre en regardant le diagramme qui représente la distribution de l'énergie potentielle au voisinage de la dislocation (fig. 17 a). Sous l'effort d'un couple horizontal relativement faible, cette distribution se modifie dans le sens indiqué dans la figure 17 b et l'atome x' (fig. 16 b) se déplace à

gauche, de façon que la place vide est maintenant déplacée à droite, et ainsi de suite. Il en résulte que la partie du cristal qui se trouve en haut se déplacera vers la droite comme l'indique la figure 16 c. Il en est de même pour une dislocation qui s'atténue en haut, comme le montre la figure 16, d-f.

J'ai fait construire un modèle très simple pour illustrer de façon grossière ce déplacement, cette avalanche, résultant d'une dislocation [20]. Soit deux rangées de cylindres de bois, dont l'une repose sur l'autre. Les cylindres du rang supérieur sont liés par deux bandes horizontales de caoutchouc, auxquelles ils sont fixés par des clous plantés suivant

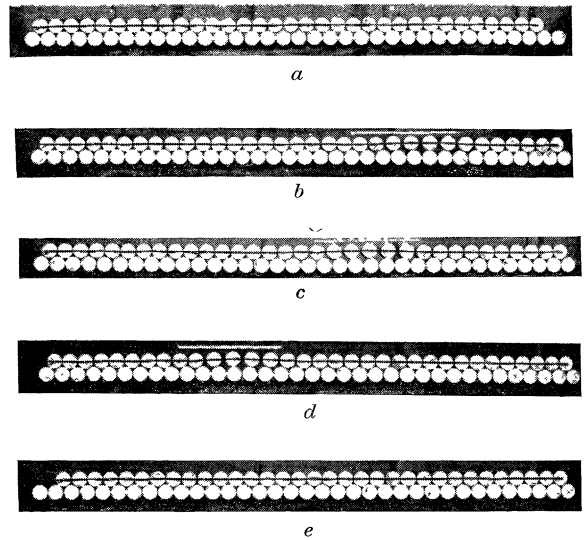


Fig. 18. — Modèle pour illustrer le déplacement d'une dislocation.

l'axe. Dans son état normal, chaque cylindre du haut s'appuie sur deux cylindres du bas, c'est-à-dire qu'il est dans la position du minimum d'énergie potentielle. Dans cet état, il est très difficile de déplacer la rangée. On peut, cependant, provoquer une dislocation en s'arrangeant pour qu'il y ait un cylindre de moins dans la rangée supérieure. Le cylindre au milieu de la dislocation est maintenu en équilibre presque instable, et l'on peut faire voyager la dislocation avec facilité, de façon que le rang supérieur se trouve entièrement déplacé. Les figures 18 a et e montrent la situation initiale et finale, où le réseau est parfait : b, c et d montrent le déplacement de la dislocation qui est indiquée par un trait blanc.

C'est là un exposé très grossier de la théorie des dislocations, qui explique la facilité avec laquelle les monocristaux glissent sur des plans déterminés. Si un certain nombre de ces glissements se trouvent dans une même région, on a une bande de glissement. On peut se demander si ces dislocations se trouvent à la surface des métaux aussi bien qu'à l'intérieur,

car on peut les imaginer aux alentours d'une fissure à la surface, comme le représente, selon Orowan [18], la figure 19. Je suis convaincu que oui et qu'elles y jouent un rôle très important. Pour prouver leur existence à la surface, je citerai premièrement que Roscoe [21], dans mon laboratoire, a trouvé qu'une couche d'oxyde d'épaisseur minuscule, même

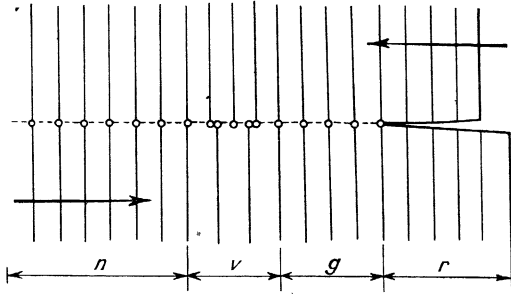


Fig. 19. — Dislocation ayant son origine dans une fissure de surface (Orowan).

de 50 atomes, à la surface d'un monocristal de cadmium, peut augmenter l'effort critique de 50 pour 100, et les couches plus épaisses l'augmentent encore plus. En second lieu, j'ai montré [22] qu'un bombardement de la surface par des particules alpha fait glisser plus rapidement un cristal de cadmium lorsqu'il s'agit de déclencher le glissement. Or les particules alpha ont une pénétration très faible. Tout récemment j'ai pu montrer, avec la collaboration de M. Randall, que l'immersion d'un monocristal de cadmium, dans un électrolyte à cyanure de cadmium, peut élever la vitesse de fluage, sous effort déterminé, jusqu'à la décupler. Pour la réaction mécanique des cristaux ioniques, l'importance des effets de surface a été démontré par Joffé [23], qui a établi que le sel gemme, plongé dans l'eau chaude, manifeste une résistance anormale, car la solution renouvelle toujours la surface.

La théorie de G. I. Taylor [19], qui est fondée sur celle de l'élasticité des corps continus, suppose que l'échantillon est parsemé de dislocations dont chacune est entourée d'un champ de forces élastiques. On peut considérer qu'il y a deux sortes de dislocation représentées dans la figure 16, les unes nommées positives et les autres négatives. Taylor a montré qu'il existe une force d'attraction entre deux dislocations de signe opposé, et c'est cette force qui fournit, selon lui, la résistance au mouvement relatif de deux plans voisins. Il est nécessaire de supposer que le nombre de dislocations augmente avec la force appliquée pour trouver la loi parabolique entre la force et le déplacement. Les dislocations se propagent sur une distance limitée. Tout est traité comme un problème à deux dimensions. La théorie est suggestive, mais

assez compliquée et je ne la discuterai pas davantage, parce que ce n'est pas, en réalité, une théorie du fluage; le temps n'y intervient pas.

La théorie de Becker [24] et Orowan [25] a trait au fluage et surtout à l'influence de la température. C'est Becker qui, le premier, a souligné que de temps en temps la force interne locale excédera de beaucoup la force moyenne appliquée à cause des irrégularités de l'agitation moléculaire. L'énergie locale sera $\frac{1}{2} \frac{(\tau - \tau_0)^2}{GkT}$ par unité de volume, où G est le module de rigidité, τ_0 l'effort moyen et τ l'effort local, et pour un petit volume v , l'énergie est $\frac{1}{2} \frac{(\tau - \tau_0)^2}{GkT} v$. La probabilité pour que l'effort atteigne momentanément la valeur suffisant au déclenchement du glissement est

$$\omega = C e^{-\frac{\tau - \tau_0)^2 v}{2GkT}}$$

Orowan a indiqué qu'en supposant des fissures locales du type de Griffith, où, d'après la théorie de l'élasticité, la force élastique locale excède de beaucoup la force moyenne, on doit écrire $q\tau_0$ au lieu de τ_0 , où q est un nombre assez grand. Dans ce cas, la vitesse D de déformation, qui est proportionnelle à la probabilité de glissement, est

$$D = C e^{-\frac{(\tau - q\tau_0)^2 v}{2GkT}}$$

D'après cette formule, la vitesse augmente très rapidement avec τ_0 , ce qui est confirmé par l'expérience.

La formule a une conséquence très remarquable. J'ai déjà dit que la condition pour l'effort critique nécessaire au déclenchement du glissement est telle que la vitesse atteint une valeur fixe très petite, ou

$$C e^{-\frac{(\tau - q\tau_0)^2 v}{2GkT}} = \text{const.},$$

ce qui veut dire

$$\frac{(\tau - q\tau_0)^2}{T} = \text{const.}, \quad \text{ou} \quad \tau_0 = A + BT^{\frac{1}{2}}.$$

Selon cette formule, l'effort critique varie relativement peu avec la température. L'expérience montre que, même à 1,2° K, le cadmium flue considérablement et qu'à cette température très faible, par exemple, une charge de 350 g produit un allongement qui demanderait 50 g à température ordinaire. Je parle d'effets grossiers; comme l'écoulement n'est pas linéaire en fonction du temps, il serait trop long d'en discuter les détails ici.

La théorie de Becker-Orowan exprime sans doute une vérité, c'est que l'agitation thermique des molécules provoque de temps en temps les conditions locales qui déclenchent l'avalanche. Que le glissement se fait par des sauts, des avalanches, c'est un fait expérimental, établi par M¹⁰ Klassen-

Neklyudowa [26] avec un appareil qui amplifie l'effet 10 000 fois par une méthode optique. Cette théorie n'explique pas, cependant, le durcissement. Celle de Taylor rend compte du durcissement sans fluage, si l'on admet que le nombre de dislocations augmente avec l'effort, mais sa loi parabolique ne s'applique pas à tous les métaux.

En cherchant l'explication du durcissement il est bon de considérer ce que montrent les rayons X. Avec un monocristal qui n'a subi aucune déformation, un diagramme de Laue montre des taches simples. Avec un monocristal qui a été étiré, les taches sont allongées comme l'indique la figure 20,

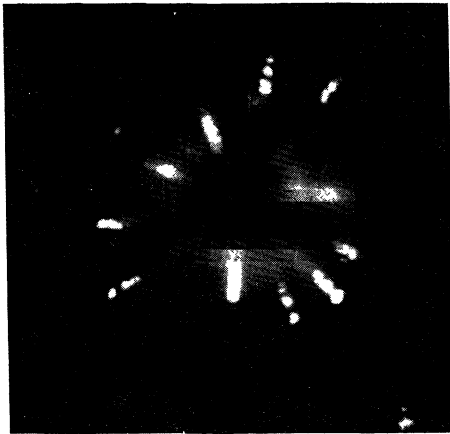


Fig. 20. — Astérismes : monocristal de sodium étiré de 5 pour 100 à 20° C.

qui montre l'effet avec un monocristal de sodium : on parle d'astérismes. Ces astérismes correspondent à ce qu'on s'attendrait à trouver s'il y avait rotation d'une partie du réseau autour d'un axe situé dans le plan de glissement et normal à la direction de glissement.

Je suppose que les astérismes sont dus à des fragments de cristal arrachés et qui auraient été tournés par le glissement entre deux plans [12]. Burgers et Louwse [27] supposent que les courbures se manifestent aux extrémités des petites fissures. Si celles-ci existent, elles doivent être très petites. Les deux suppositions sont à peu près équivalentes.

Pour qu'une dislocation se propage, il faut que le plan soit parfait : si la régularité est interrompue, le procédé que nous avons imaginé et illustré par notre modèle n'est plus valable. Il semble que le durcissement soit intimement lié au désordre qui se manifeste par les astérismes.

Miss Chow et moi-même [12] avons cherché à établir cette connexion en étirant des monocristaux à glissement égal pour différentes températures. A haute température il y a moins de durcissement pour un allongement donné qu'à basse température,

et les astérismes sont moins prononcés aussi, c'est-à-dire que les rotations cristallines qu'ils expriment sont moins marquées. Pour le seul métal que nous avons employé (et qui, pour des raisons que nous ne discuterons pas ici, était le sodium), nous avons établi une relation étroite entre le durcissement et la rotation des parties du réseau. Un monocristal se durcit parce qu'il a cessé d'être un monocristal. Il est clair qu'une dislocation ne peut se propager librement que lorsqu'il y a un plan réticulaire assez régulier.

Il me semble nécessaire de supposer que parmi les fissures de la surface qui sont à l'origine des dislocations parcourant le cristal, toutes ne sont pas de la même importance, de sorte que, sous l'action d'une force extérieure, des forces locales varient entre des limites assez étendues. Le glissement commence à l'endroit d'une fissure importante. A haute température, c'est-à-dire à une température voisine du point de fusion, l'énergie d'agitation moléculaire est assez considérable, comparée à celle d'attraction interatomique, pour que le glissement continue dans la région où il a commencé. Il y a des plans de glissement peu nombreux et un durcissement faible. Au contraire, à basses températures sur un plan déterminé, il y a un durcissement qui croît avec le temps. Sitôt que le durcissement dans les plans initiaux atteint une certaine valeur, la force dans la région des fissures moins importantes devient assez grande pour que le glissement y commence; les plans de glissement deviennent alors plus serrés. C'est un peu de cette manière que s'explique la distribution des plans de glissement à différentes températures et, comme je l'ai déjà indiqué, la variation de la loi de durcissement pour les métaux à l'état dur et à l'état mou.

Je n'ai pas l'intention de donner l'impression que les problèmes de la déformation des monocristaux sont déjà résolus. Le fluage surtout, qui dépend non seulement de la force de déformation et de la température, mais aussi de toute l'histoire du métal dès qu'il a quitté son état normal, présente encore de nombreuses difficultés. Mais, grâce aux travaux intensifs de plusieurs chercheurs, parmi lesquels je citerai Orowan, nous avons fait quelques progrès dont je vous ai décrit les grandes lignes.

Revenons à nos métaux polycristallins. Ce que nous avons appris des propriétés des monocristaux nous aide-t-il à comprendre le comportement des polycristallins ? Tout d'abord, je crois que nous sommes en mesure d'expliquer pourquoi ces derniers sont tellement plus résistants. Dans les monocristaux, le glissement a lieu parce que les dislocations se propagent avec facilité dans des plans où la structure a une périodicité bien marquée. Sitôt arrivées dans une région où il n'y a pas cette périodicité, elles ne peuvent plus se poursuivre.

A la frontière, entre deux cristallites, il y a quelques couches d'atomes qui, en général, n'appartiennent ni à un réseau, ni à un autre; ils sont en désordre. En conséquence, les dislocations qui se propagent ne peuvent pas franchir la limite [28]. On explique aussi de cette façon que les métaux à petits cristallites s'écoulent avec moins de facilité que les métaux à gros cristallites.

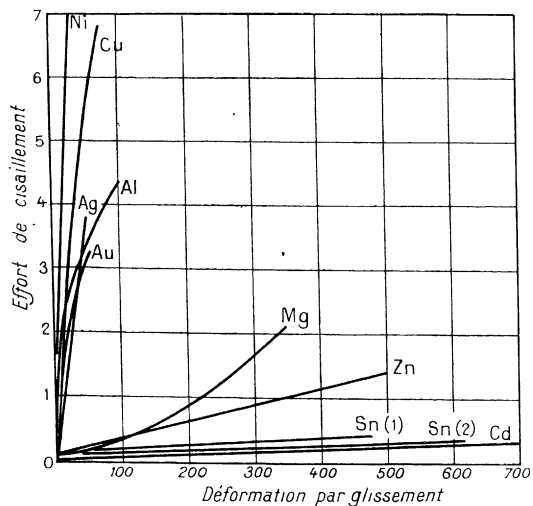


Fig. 21. — Durcissement de monocristaux de divers métaux.

Cette façon d'envisager la question nous aide à comprendre la différence importante entre le comportement des métaux à structure cubique et ceux à structure hexagonale, en ce qui concerne le durcissement. Comme le montre la figure 21, le durcissement du nickel, du cuivre, de l'argent, de l'or et de l'aluminium, est, à glissement égal, de quelques dizaines de fois plus grand que celui du zinc, de l'étain ou du cadmium [29]. La différence essentielle est qu'avec les métaux cubiques il y a plusieurs systèmes de plans de glissement qui peuvent devenir actifs, tandis que pour les métaux hexagonaux il n'y en a qu'un. Il en résulte que pour ces métaux le glissement commence ordinairement sur un système, mais que bientôt, à cause de la rotation des plans exigée par la géométrie, un second système devient actif qui croise le premier. Il peut même y en avoir un troisième. En conséquence, les premiers plans seront alors interrompus par le nouveau système, qui l'est à son tour là où les plans du premier le croisent. Le glissement cesse de se propager avec facilité dans les plans et le durcissement devient énorme. La figure 22 montre le comportement des monocristaux d'aluminium à divers angles χ comparé avec celui de l'aluminium polycristallin [30]. Il est clair qu'après la déformation, l'échantillon qui était monocristallin, montre une résistance comparable à celle du métal polycristallin, bien qu'au début il

fut beaucoup moins résistant que le métal ordinaire.

Dans un liquide l'énergie E d'activation qui régit l'écoulement par la formule $v = A e^{-\frac{E}{kT}}$ ne dépend pas de la force extérieure appliquée. Par contre,

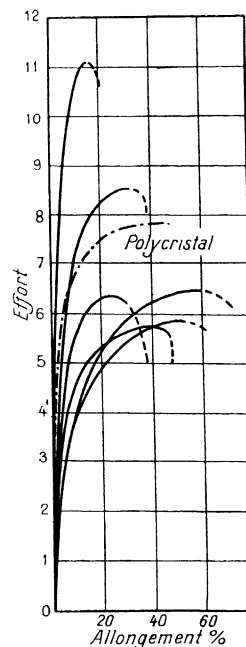


Fig. 22. — Durcissement de monocristaux d'aluminium en comparaison avec le durcissement de l'aluminium polycristallin.

nous avons vu que, selon la formule de Becker-Orowan, l'énergie d'activation pour l'écoulement d'un monocristal est exprimée par $\frac{\nu}{2G} (\tau - \tau_0)^2$, qui varie beaucoup avec la force. Le fait que l'énergie d'activation dépend de l'effort est une caractéristique du fluage des métaux, et Orowan a discuté récemment quelques aspects du comportement des métaux polycristallins par l'application de sa formule. La difficulté principale est toujours, comme il résulte des expériences de Roscoe et de moi-même [1] entre autres, que la vitesse de fluage n'est pas une fonction déterminée de l'effort de déformation et de la température; au contraire, elle dépend de l'histoire complète de l'échantillon depuis l'état initial à l'état actuel. Pour l'exprimer en termes mathématiques, il est nécessaire de trouver une intégrale qui puisse rendre compte de cette histoire, et jusqu'ici personne ne prétend avoir résolu ce problème. C'est seulement dans le cas où les conditions sont déterminées comme, par exemple, dans mes expériences à effort et à température constants et où la déformation est fixée par le temps, que l'on peut obtenir des résultats significatifs.

Pour élaborer une théorie satisfaisante, il faut se baser sur les caractères physiques de l'écoulement, sur la mécanique des événements locaux. Les expériences de Hanson et d'autres [31] ont montré qu'il y a deux mécanismes bien distincts dans le fluage polycristallin : le glissement accentué dans les cristallites mêmes et le déplacement relatif des cristallites qui affecte leurs régions limites. A basse température et pour un allongement rapide, où l'écoulement β domine, on trouve des bandes de glissement bien marquées à l'intérieur des cristallites : à haute température et allongement lent, où c'est le régime visqueux qui est prépondérant, les limites entre les cristallites deviennent plus marquées, et tout indique que ceux-ci se déplacent les uns par rapport aux autres. Les limites inter-cristallines sont résistantes à basse température et molles à haute température. J'ai déjà indiqué que les mouvements dans les régions amorphes entre les cristallites amènent un écoulement de caractère visqueux. Mes expériences déjà citées ont montré que l'écoulement β est lié à une rotation des axes des cristallites, qui doit accompagner le glissement. On a déjà une base expérimentale pour amorcer une théorie du fluage. Cependant, la variation du coefficient k avec l'effort et la température, qui diffère beaucoup de celle qui caractérise un liquide, offre de grandes difficultés à résoudre.

L'écoulement de l'état solide est un problème qui est plein de difficultés. Je n'ai traité devant vous que quelques problèmes, et vous avez pu voir qu'ils sont loin d'être complètement résolus. Je n'ai rien dit sur le maillage, ni sur les alliages, ni sur l'influence très considérable des petites impuretés sur l'écoulement et sur les propriétés mécaniques générales des monocristaux et des métaux ordinaires. Je ne prétend pas vous avoir exposé des choses qui touchent aux questions fondamentales de la physique. Mon but a été de vous montrer modestement qu'il y a des problèmes intéressants dans les phénomènes les plus ordinaires et que l'on peut trouver de quoi s'occuper utilement, ou du moins sans nuire à personne, sans les ressources des grands laboratoires modernes.

Je ne puis terminer sans vous exprimer encore mes plus sincères remerciements pour l'honneur que vous m'avez fait, en m'invitant à faire cette conférence. Parler à la Sorbonne, c'est l'ambition de tout homme qui se consacre aux arts et aux sciences.

Je vous remercie cordialement de votre patience et je souhaite à la Société française de Physique une longue continuation de son activité fructueuse et de sa gloire scientifique.

Manuscrit reçu le 20 octobre 1947.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] O. D. CHWOLSON, *Traité de Physique*, I, p. 839.
 [2] E. N. DA C. ANDRADE, *Proc. Royal Society*, 1910, **84**, p. 1.
 [3] E. N. DA C. ANDRADE et B. CHALMERS, *Proc. Royal Society*, 1932, **138**, p. 348.
 [4] E. N. DA C. ANDRADE, *Proc. Royal Society*, 1914, **90**, p. 329.
 [5] E. SCHMID et G. WASSERMANN, *Z. Metallkunde*, 1931, **23**, p. 242.
 [6] W. F. BRANDSMA et E. M. H. LIPS, *Z. Metallkunde*, 1933, **28**, p. 381.
 [7] G. WASSERMANN, *Archiv f. Eisenhüttenwesen*, 1933, **6**, p. 347.
 [8] E. N. DA C. ANDRADE, *Philosophical Magazine*, 1914, **27**, p. 869.
 [9] E. N. DA C. ANDRADE et R. ROSCÆ, *Proc. Physical Society*, 1937, **49**, p. 152.
 [10] E. SCHMID et W. BOAS, *Kristallplastizität*, 1935, Chap. III. E. N. DA C. ANDRADE, *Proc. Royal Society*, 1937, **163**, p. 16.
 [11] K. M. GREENLAND, *Proc. Royal Society*, 1937, **163**, p. 28.
 [12] E. N. DA C. ANDRADE et Y. S. CHOW, *Proc. Royal Society*, 1940, **175**, p. 290.
 [13] G. SACHS et J. WEERTS, *Z. Physik*, 1930, **62**, p. 473.
 [14] E. OSSWALD, *Z. Physik*, 1933, **83**, p. 55.
 [15] G. I. TAYLOR, *Proc. Royal Society*, 1927, **116**, p. 51; 1934, **145**, p. 362.
 [16] C. G. DARWIN, *Philosophical Magazine*, 1914, **27**, p. 315, 675.
 [17] A. A. GRIFFITH, *Phil. Trans. Royal Society*, 1921, **221**, p. 163.
 [18] E. OROWAN, *Z. Physik*, 1934, **89**, p. 605, 614, 634.
 [19] G. I. TAYLOR, *Proc. Royal Society*, 1934, **145**, p. 362.
 [20] E. N. DA C. ANDRADE, *Journal Institute Metals*, 1937, **60**, p. 427.
 [21] R. ROSCÆ, *Philosophical Magazine*, 1936, **21**, p. 399.
 [22] E. N. DA C. ANDRADE, *Nature*, 1945, **156**, p. 113.
 [23] A. JOFFE, M. W. KIRFITSCHewa et M. A. LEWITZKY, *Z. Physik*, 1924, **22**, p. 286.
 [24] R. BECKER, *Physik Zeitschrift*, 1925, **26**, p. 919; *Z. technische Physik*, 1926, **7**, p. 547.
 [25] E. OROWAN, *Z. Physik*, 1935, **97**, p. 573; 1936, **98**, p. 382, voyez aussi [18].
 [26] M. KLASSEN-NEKHIDOWA, *Z. Physik*, 1929, **55**, p. 535.
 [27] W. G. BURGERS et P. C. LOUWERSE, *Z. Physik*, 1931, **67**, p. 605.
 [28] E. N. DA C. ANDRADE, *Journal Institution Civil Engineers*, 1941, p. 287.
 [29] E. SCHMID et W. BOAS, *Kristallplastizität*, p. 131.
 [30] R. KARNOP et G. SACHS, *Z. Physik*, 1927, **41**, p. 116.
 [31] D. HANSON et M. A. WHEELER, *Journal Institute Metals*, 1931, **45**, p. 229.