HAL
open science

Fluage des phases β et β' d'un alliage Cu-Zn équiatomique. Influence de l'ordre

P. Delobelle, P. Druot, A. Mermet, C. Oytana

▶ **To cite this version:**

P. Delobelle, P. Druot, A. Mermet, C. Oytana. Fluage des phases β et β' d'un alliage Cu-Zn équiatomique. Influence de l'ordre. Revue de Physique Appliquée, 1978, 13 (12), pp.867-872. 10.1051/rphysap:019780013012086700 . jpa-00244562

HAL Id: jpa-00244562

https://hal.science/jpa-00244562v1

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.

Classification
Physics Abstracts
80.40L — 81.40L

FLUAGE DES PHASES β ET β' D'UN ALLIAGE Cu-Zn ÉQUIATOMIQUE. INFLUENCE DE L'ORDRE

P. DELOBELLE, P. DRUOT, A. MERMET et C. QYTANA

Laboratoire de Mécanique Appliquée (*), Faculté des Sciences, 25030 Besançon Cedex, France

(*Reçu le 16 juin 1978, révisé le 1er septembre 1978, accepté le 15 septembre 1978*)

Résumé. — On étudie le fluage des phases polycristallines ordonnée (β') et désordonnée (β) d'un alliage équiatomique Cu-Zn. On mesure l'évolution du module G avec la température et l'on cherche à vérifier l'équation semi-empirique de Dorn $\frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb} = A\left(\frac{\sigma}{G}\right)^n$. Cette équation est calculée pour les différents coefficients de diffusion plausibles pour les solutions solides concentrées et respectivement pour les deux structures. On montre que $n \simeq 3$ et $A \simeq 1$ pour les deux phases et que l'ordre n'intervient sur la vitesse de fluage stationnaire $\dot{\varepsilon}_s$ que par l'intermédiaire des coefficients de diffusion D, du facteur thermodynamique φ et du module G. La brusque variation de $\frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ obtenue pour la température critique T_c doit disparaître si l'on tient compte de la contrainte interne σ_i qui présente une discontinuité pour T_c.

Abstract. — Creep of the ordered (β') and disordered (β) polycristalline phases of an equiatomic CuZn alloy is studied. One measures the evolution of the G modulus with temperature and an attempt is made to check the semi-empirical Dorn's equation $\frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb} = A\left(\frac{\sigma}{G}\right)^n$. The first member of this equation is calculated for the different possible diffusion coefficients for concentrated solid solutions for both β and β' structures. It is shown that $n \simeq 3$ and $A \simeq 1$ for the two phases and that the cristallographic order acts on steady creep rate but through the diffusion coefficients D, the thermodynamic factor φ and the modulus G. The suden increase of $\frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ when temperature goes through T_c would vanish if the discontinuity in σ_i at T_c is taken into account.

1. **Introduction.** — Les ordres à longue et à courte distance jouent un rôle important sur les propriétés mécaniques des matériaux et les laitons β' et β ont souvent servi de support à l'étude de ces phénomènes [1-4], en particulier en ce qui concerne le fluage à haute température ($T/T_F \geqslant 0{,}5$) [5-9]. Dans le cas du fluage de la phase ordonnée β' du laiton β, il est généralement admis que le glissement des superdislocations gère le mécanisme de déformation, cependant, Brown et Lenton [6] ont proposé une explication des résultats qu'ils ont obtenus sur des monocristaux en supposant que la montée des superdislocations impose la cinétique de la séquence glissement-montée. Ils trouvent alors que l'on intègre les effets de l'ordre lorsque l'on tient compte des variations du coefficient de diffusion moyen du cuivre et du zinc dans l'alliage et de celles du module de Coulomb G avec la température. Seul, un saut de l'ordre de huit subsiste pour la température critique T_c, qui est interprété comme étant dû à la différence entre les vitesses de montée des dislocations dans les deux types de structure.

Dans le présent travail, nous nous proposons de reprendre cette étude dans le cas des polycristaux avec une gamme de température et de contrainte rationalisée σ/G plus grande pour essayer de préciser l'influence de l'ordre sur le fluage. Pour ce faire, on utilisera l'équation de Dorn :

$$\frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb} = A \cdot \Phi\left(\frac{\gamma F}{Gb}\right) \cdot \left(\frac{\sigma}{G}\right)^n .$$

Dans cette équation, A est une constante, n, kT et b ont leur signification habituelle, D est un coefficient de diffusion dont la détermination sera discutée plus loin. Enfin, la fonction Φ tient compte du rôle que peut jouer l'énergie de faute d'empilement sur la vitesse.

(*) Associé au C.N.R.S.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/rphysap:019780013012086700

Dans le cas des alliages ordonnés, elle est à remplacer par une fonction $\Phi(S)$ où S est le degré d'ordre à longue distance. Il est également possible que n soit une fonction de S.

2. **Procédure expérimentale.** — Les éprouvettes utilisées ont été usinées dans des barres obtenues par filage à chaud de lingots dont la composition pondérale est la suivante : Cu 51,8 %, Zn 48,9 %, Si < 0,01, Fe < 0,001, absence de tout autre élément.

Afin d'homogénéiser la structure obtenue après filage et usinage un recuit de 15 H à 560 °C sous argon, suivi d'un refroidissement lent a été réalisé.

Les essais de fluage ont été effectués, en général, jusqu'à rupture de l'éprouvette (diamètre 4 mm pour une longueur utile de 25 mm) sur une machine type Andrade à contrainte constante dont l'ensemble thermique est regulé à ± 0,5 °C [13]. Les très faibles vitesses de fluage et les variations de déformation lors de décrément de contrainte ont été mesurées à l'aide d'un transformateur linéaire différentiel.

La connaissance des variations du module G avec la température est un paramètre important dans l'analyse du fluage. Dans la présente étude, il a été mesuré en dynamique par l'intermédiaire d'une éprouvette soumise à des vibrations forcées [14].

3. **Résultats expérimentaux.** — 3.1 Mesure du module de Coulomb G. — La figure 1 donne les résultats de la mesure de G en dynamique autour de la fréquence de 250 Hz (G est calculé à partir de la fréquence de résonance f, selon la loi reportée sur cette figure). Cette valeur relativement élevée de la fréquence a été choisie pour permettre une mesure de G non relaxé. G décroît faiblement jusqu'à 300 °C, puis à partir de celle-ci, dG/dT croît en valeur absolue beaucoup plus rapidement jusqu'à 550 °C, donc 85 °C au-dessus de la température critique. (T_c = 465 °C pour cet alliage.) On ne note aucune variation brutale autour de T_c. L'allure générale de la courbe est explicable par l'existence d'une transition se produisant progressivement entre 300 et 540 °C, c'est-à-dire par la transformation ordre-désordre dans laquelle serait incluse la variation de l'ordre à courte distance (qui intervient jusqu'à 540 °C). Les variations obtenues sont cohérentes avec celles rapportées par Brown *et al.* [6] pour $G[111]$-$(1\bar{1}0)$ dans les monocristaux, mais évidemment, nos valeurs sont plus élevées puisque relatives à des polycristaux.

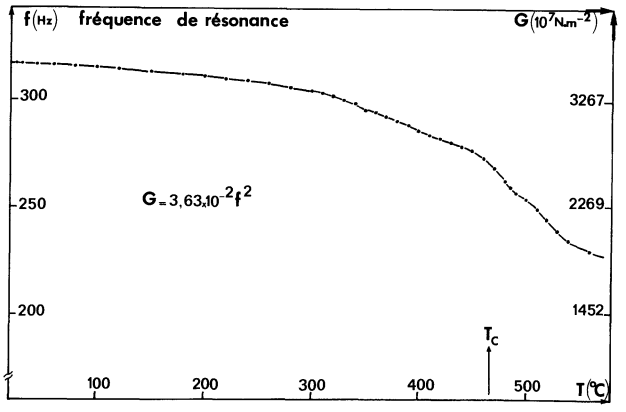

FIG. 1. — Variation du module de Coulomb G avec la température.

[Dependance of the Coulomb Modulus G with temperature.]

3.2 Influence de la température. — Nous présenterons ici, ainsi que dans les paragraphes 2 et 3, que les résultats relatifs à la phase β', ceux de la phase désordonnée β étant partiellement publiés par ailleurs [8, 9]. Nous nous en servirons ultérieurement.

Les courbes de fluage $\varepsilon = f(t)$ obtenues présentent un fluage primaire de faible amplitude ($\varepsilon \simeq 10^{-2}$ à 350 °C) dont la durée décroît avec la température et la contrainte mais possèdent un domaine stationnaire important, d'où la détermination aisée de $\dot{\varepsilon}_s = d\varepsilon/dt$.

A partir des mesures de $\dot{\varepsilon}_s$ en fonction de la température T à contrainte constante σ, il est possible de construire les diagrammes d'Arrhénius $\ln \dot{\varepsilon}_s = f(1/T)\,\sigma$ pour différents σ. Ceci est réalisé sur la figure 2 pour $320 < T < 473$ °C et $0{,}2 < \sigma < 2 \times 10^7$ N/m². La première constatation est la très forte concavité des courbes obtenues près du point critique, celle-ci s'estompant lorsqu'on s'en

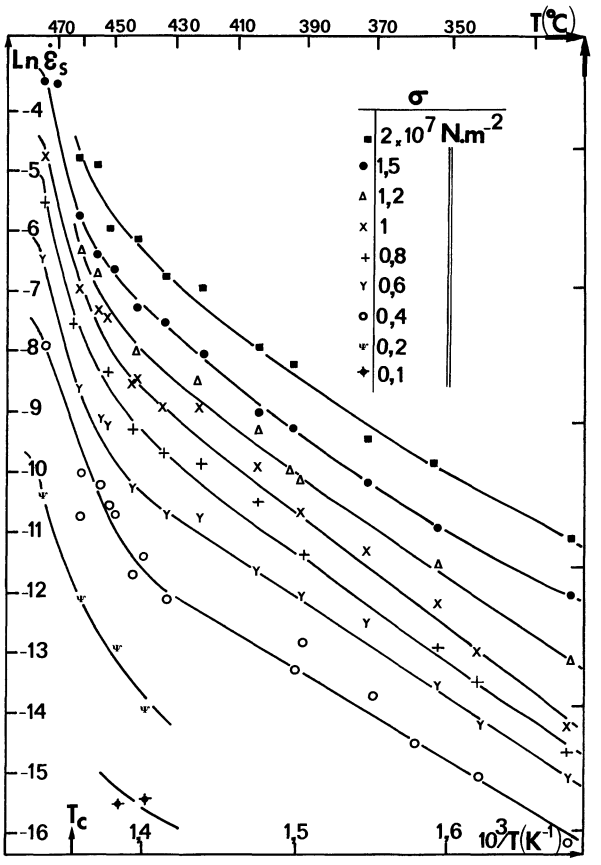

FIG. 2. — Diagramme d'Arrhénius $\ln \dot{\varepsilon}_s = f(1/T)_\sigma$ pour $T < T_c$ et pour différentes contraintes.

[Arrhénius diagram $\ln \dot{\varepsilon}_s = f(1/T)_\sigma$ for $T < T_c$ and for different stresses.]

éloigne. La valeur moyenne de l'énergie d'activation obtenue pour les températures suffisamment éloignées du point critique est de l'ordre de 1,7 eV que l'on peut comparer grossièrement à celle qui est donnée pour la diffusion du cuivre dans le laiton β' [15].

3.3 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE RATIONALISÉE σ/G. — La figure 3 sur laquelle sont reportés des isothermes de $\ln(\sigma/G)$ en fonction de $\ln \dot{\varepsilon}_s$ permet de déterminer le coefficient de sensibilité de la vitesse de fluage à la contrainte rationalisée

$$n = \left(\frac{\delta \ln \dot{\varepsilon}_s}{\delta \ln(\sigma/G)}\right)_T .$$

On trouve n voisin de 3,4 dans toute la plage de température utilisée, sauf à faibles température et contrainte. Chaque point expérimental de cette figure correspond à une éprouvette différente, mais nous avons vérifié que l'on obtient les mêmes résultats par incréments successifs de contrainte appliquée sur une même éprouvette.

Il faut noter que dans le cas de solutions solides, on observe que n diminue de 5 à 3 lorsque la teneur en soluté augmente. Cependant, n remonte de 3 à 5 dans le cas de l'alliage Pb-In lorsque la teneur est de 50 % atomique. Pour l'alliage Ag-Mg ordonné, on trouve n compris entre 5 et 7 [17].

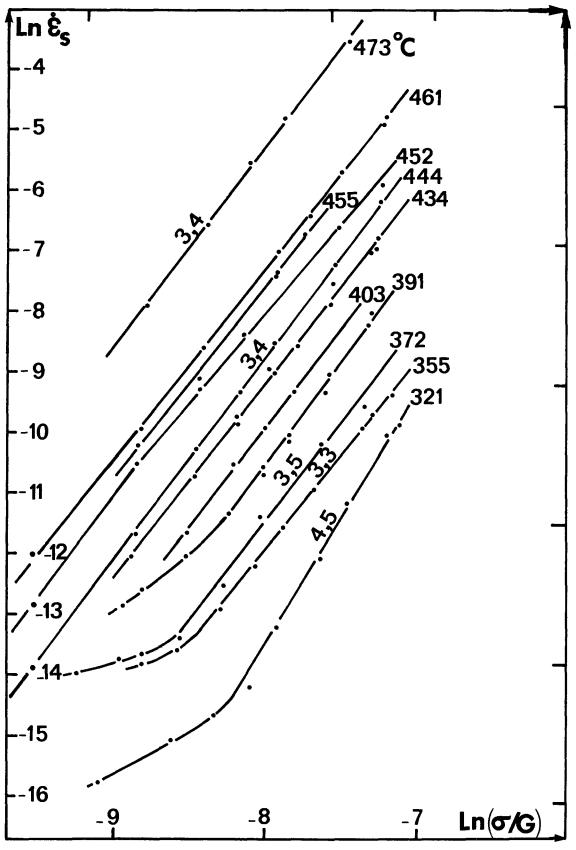

FIG. 3. — Détermination du paramètre n à l'aide du diagramme $\ln \dot{\varepsilon}_s = f\left(\ln \frac{\sigma}{G}\right)_T$ pour la phase β' partiellement ordonnée.

[Determination of the parameter n from the curves $\ln \dot{\varepsilon}_s = f \ln \frac{\sigma}{G}\,{}_T\,{}_T$ for the partly ordered β' phase.]

3.4 MESURE DES CONTRAINTES INTERNES MOYENNES. Pour préciser certains points de l'analyse qui sera exposée plus loin, nous avons réalisé quelques essais de mesure de contrainte interne σ_i selon la méthode proposée par Nix [10].

Pour la phase β, les mesures sont incertaines car la vitesse de fluage instantanée après décrément de contrainte $\Delta\sigma$ est nulle sur une plage importante de $\Delta\sigma$ et ne devient que faiblement négative pour les valeurs importantes de $\Delta\sigma$. Selon l'analyse de Nix, cela tend à montrer que la contrainte interne est faible (typiquement de l'ordre de 2×10^{-9} N/m^2, voire nulle) quelles que soient la température et la contrainte.

Dans ce cas,

$$n \simeq n' = \left(\frac{\delta \ln \dot{\varepsilon}_s}{\delta \ln(\sigma - \sigma_i)}\right)_T .$$

Ce résultat est commun à de nombreuses phases β [9, 14, 18].

Pour la phase β', les difficultés précédemment mentionnées subsistent, mais il est possible tout de même de mettre en évidence une vitesse négative conduisant à une valeur de la contrainte interne non nulle de l'ordre de 12×10^{-9} N/m^2 pour $0{,}2 < \sigma < 1 \times 10^7$ N/m^2. Cette valeur est assez imprécise mais montre que pour cette phase, il existe un σ_i non nul, contrairement à la phase désordonnée et ceci se manifestant brusquement à T_c [9]. Dans ce cas, n' est très légèrement inférieur à n.

3.5 VÉRIFICATION DE L'ÉQUATION DE DORN. — Il est maintenant possible d'utiliser l'équation de Dorn [19]. Il reste cependant à connaître le coefficient D dont le choix pose certains problèmes dans le cas des solutions solides concentrées.

En effet, sur ce dernier point, il existe quelques travaux théoriques mais il en ressort qu'il subsiste une grande latitude quant au choix du coefficient de diffusion pour ces solutions concentrées. Pour Brébec et Poirier [11], si l'alliage reste homogène, on doit avoir

$$D' = \varphi(n_a D_a^* + n_b D_b^*) \tag{1}$$

et

$$\overline{\overline{D}} = \varphi\left(\frac{D_a^* D_b^*}{n_b D_a^* + n_a D_b^*}\right) \tag{2}$$

dans le cas où un régime stationnaire entre les flux des deux espèces s'établit. Pour Nix *et al.* [12], si la montée des dislocations contrôle le fluage, on doit avoir

$$\overline{D} = \frac{D_a^* D_b^*}{n_b D_a^* + n_a D_b^*} \tag{3}$$

(formule déjà rapportée par Weertman [20] et Burton, Bastow [21] et identique à (2) au coefficient φ près), alors que le coefficient d'interdiffusion

$$\tilde{D} = \varphi(n_b D_a^* + n_a D_b^*) \qquad (4)$$

est à prendre en compte si le glissement contrôle le fluage. Dans toutes ces formules, φ est le facteur thermodynamique $\left(\varphi = \left(1 + \frac{\delta \ln \gamma_i}{\delta \ln n_i}\right)\right.$ avec γ_i l'activité de l'élément i dans la solution , n_a et n_b les fractions atomiques des constituants de l'alliage et D_a^*, D_b^* respectivement leur coefficient d'autodiffusion dans l'alliage. Il est très difficile, pour une solution fortement concentrée, de choisir d'un point de vue purement théorique l'un de ces quatre coefficients, à notre connaissance, l'indétermination n'a été levée expérimentalement que pour la phase β de l'alliage Ag.Zn équiatomique et montre que $\overline{D}$ ou $\overline{\overline{D}}$ est utilisable [22]. On peut noter que pour les solutions équiatomiques (type β par exemple) on a $D' \equiv \tilde{D}$.

Dans le présent travail, nous avons alors calculé les trois cas possibles à l'aide de D_{Zn}^* et D_{Cu}^* reportés par Kuper *et al.* [15], les valeurs du facteur thermodynamique φ étant données par Ugaste *et al.* [23].

3.5.1 *Cas de la phase β désordonnée.* — Avec les trois expressions différentes de D, A et n ont été déterminés sur la figure 4 en traçant les diagrammes $\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ en fonction de $\ln(\sigma/G)$. $\overline{\overline{D}}$ est déduit de $\overline{D}$ simplement par une translation de $\varphi = 2{,}6$; $Q_\varphi = -\left(\frac{\delta \ln \varphi}{\delta \frac{1}{kT}}\right)$ étant négligeable ($Q_\varphi = -0{,}05$ eV) [23].

La droite rapportée par Dorn *et al.* [19] d'après les travaux de Brown et Lenton sur les monocristaux pour les faibles (σ/G) [6] a été également tracée sur cette figure. La dispersion obtenue pour les très faibles contraintes dans le cas des polycristaux est due à la présence des joints de grains qui jouent le rôle de court-circuit de diffusion, ce qui conduit à une faible valeur de l'énergie d'activation [9].

Dans les trois cas $n = 3{,}25$ et $0{,}85 \leqslant A \leqslant 2{,}4$, ce qui confirme assez bien les résultats de Dorn *et al.* [19]. Nous discuterons de ces valeurs dans le paragraphe 4.

3.5.2 *Cas de la phase β' partiellement ordonnée.* — Des représentations analogues aux précédentes (3.5.1) ont été réalisées sur la figure 5 pour la phase ordonnée. Pour plus de clarté, seuls les points relatifs aux coefficients $\overline{D}$ et $\tilde{D}$ ont été reportés. On situe également la droite $\overline{\overline{D}}$ ainsi que celle calculée à partir des résultats obtenus sur des monocristaux [6, 19].

Il faut noter que pour le calcul de $\tilde{D}$ et $\overline{\overline{D}}$, il est nécessaire de tenir compte des variations de φ avec

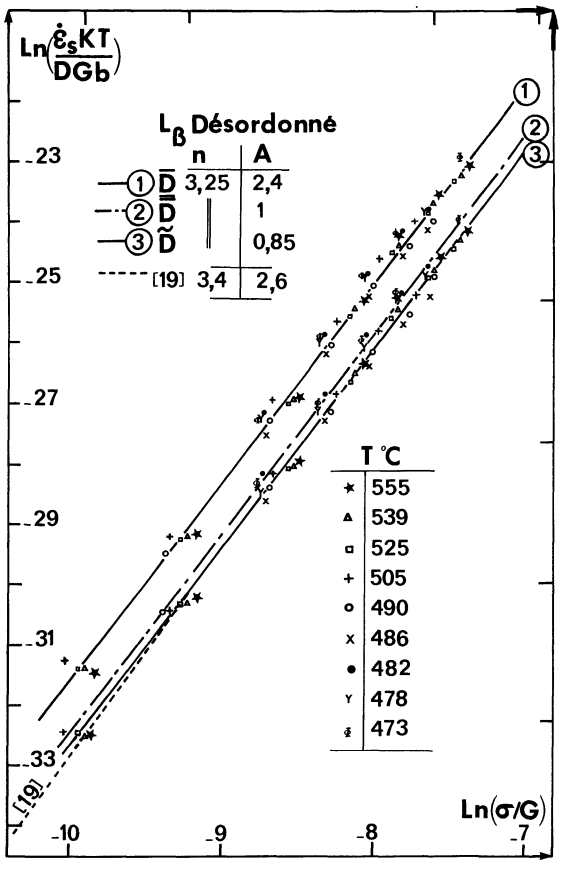

FIG. 4. — Vérification de l'équation de Dorn pour la phase β désordonnée.

[Verification of the Dorn equation for the desordered β phase.]

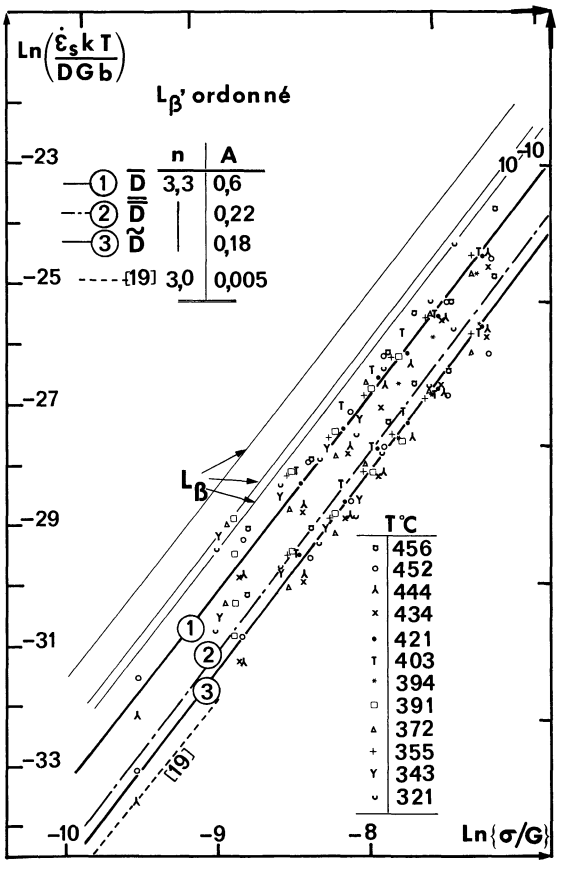

FIG. 5. — Vérification de l'équation de Dorn pour la phase β'.

[Verification of the Dorn equation for the β' phase.]

la température car $Q_\varphi = -0{,}5$ eV [23]. Compte tenu de la dispersion obtenue, il est difficile de donner à n et A des valeurs très précises. Toutefois, on trouve $n \simeq 3{,}3$ et $0{,}18 \leqslant A \leqslant 0{,}6$, valeurs que nous discuterons dans le paragraphe 4. La valeur de n ainsi que la plus grande dispersion obtenue aux faibles contraintes sont en accord avec le tracé du réseau de la figure 3.

4. **Interprétation : influence du degré d'ordre S.** — Pour mieux visualiser l'éventuelle influence de l'ordre, nous avons tracé simultanément sur la figure 6 l'évolution du paramètre $\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ en fonction de $1/T$ à (σ/G) constant pour les trois coefficients de diffusion et les variations du paramètre d'ordre S mesuré par diffraction neutronique et qui confirment les résultats obtenus par R.X. [24].

Au-dessus de T_c ($T > 480$ °C), le paramètre $M = \frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ est indépendant de la température (exception faite pour les très faibles contraintes pour les raisons citées précédemment) quel que soit le coefficient de diffusion choisi. A ce sujet, la dispersion étant identique quel que soit D, seules les valeurs de A pouvaient aider à lever l'indétermination quant à ce choix. Stocker et Ashby [25] notent que l'équation de Dorn n'a de base physique que si A est de l'ordre de 1. En effet, ils ont montré par compilation de résultats expérimentaux que l'on doit avoir $n = 3{,}0 + 0{,}3 \log_{10} A$, ce qui implique $n = 3$ pour $A = 1$. Selon eux, des valeurs de $A = 10^6$ et $n = 5$ par exemple, signifient que la relation de Dorn n'intègre pas certains paramètres physiques, en général un terme dépendant de l'énergie de faute d'empilement, et qui pourrait être dans notre cas un facteur tenant compte du degré d'ordre à longue et courte distance. Si l'on note que $\ln M$ varie de -22 à -33 et que les valeurs de A calculées sont très voisines de l'unité, on montre que dans ce cas il n'est pas possible de lever expérimentalement l'indétermination quant au choix de D et que l'ordre à courte distance présent jusqu'à 540 °C [26] ne joue qu'un rôle très faible voire nul sur le fluage.

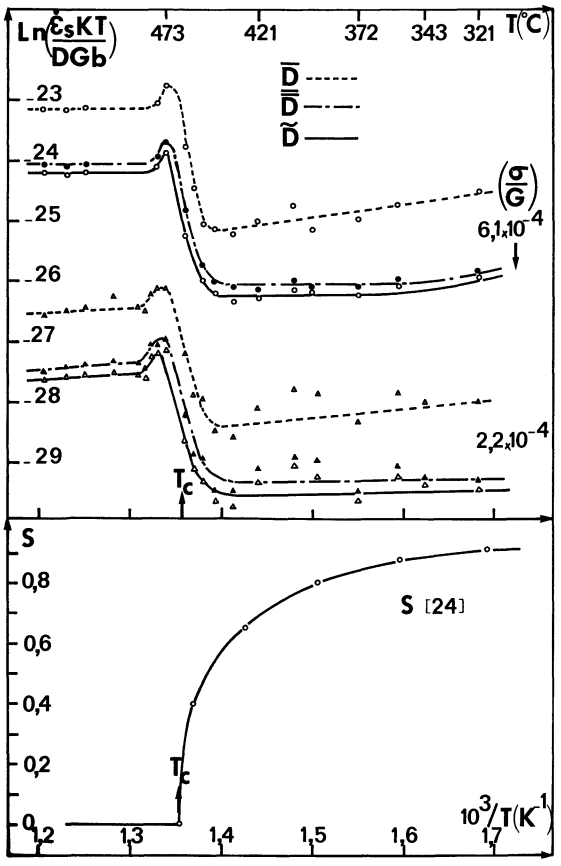

FIG. 6. — Evolution du paramètre $\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ en fonction de $1/T$. Influence de l'ordre. Evolution du paramètre d'ordre S avec $1/T$.

[Variations of the parameter $\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$ *versus* $1/T$. Influence of order variation of the order parameter S with $1/T$.]

Pour $T < T_c$ ($320 < T < 440$ °C), alors que le paramètre d'ordre S varie de 0,5 à 0,9, $\ln M$ est constant à la dispersion près (d'autant plus grande pour les faibles σ/G) pour $\overline{\overline{D}}$ et $\tilde{D}$. La faible décroissance de $\ln M$ avec la température obtenue avec le coefficient $\overline{D}$ est imputable au terme Q_φ. Les valeurs de A sont légèrement inférieures à l'unité et sont discutées dans l'alinéa suivant, mais d'ores et déjà, on peut affirmer que si on prend l'un des deux coefficients de diffusion dans lesquels intervient le facteur thermodynamique, le paramètre M ne dépend pas, ou très peu, de l'ordre à longue distance, du moins pour $0{,}5 < S < 0{,}9$.

Ces deux conclusions confirment celles de Brown et Lenton [6].

Au voisinage de T_c ($440 < T < 480$ °C), il existe un saut de l'ordre de 7 sur M, que l'on retrouve évidemment grossièrement sur A, alors que $0 < S < 0{,}5$. Brown et Lenton [6] expliquent cette discontinuité en invoquant la différence entre les vitesses de montée des dislocations normales et des superdislocations.

Cependant, du point de vue rhéologique, il semble possible de supprimer ce saut si l'on tient compte, d'une part, des nouvelles mesures de D^*_{Zn} et D^*_{Cu} qui présentent une forte discontinuité près de T_c [27], contrairement à celles de Kuper *et al.* [15] et d'autre part, des contraintes internes qui présentent également une transition (III.4, [9]). Les nouvelles valeurs des coefficients des radiotraceurs ne sont pas directement utilisables puisqu'elles concernent un alliage non équiatomique ayant une température de transition différente. Si l'on tient compte de la différence entre les niveaux de σ_i dans les deux structures, et si l'on retrace un diagramme identique à celui de la figure 6 mais à $\left(\frac{\sigma - \sigma_i}{G}\right)$ constant, le saut s'estompe en remontant les valeurs de M pour la phase β'. La

nouvelle valeur de A obtenue tend évidemment vers celle relative à la phase β. Le terme σ_i interprète en partie la résistance au mouvement des superdislocations.

L'analyse développée tend à montrer que l'ordre n'intervient sur la vitesse de fluage que par l'intermédiaire du module G, des coefficients de diffusion $\overline{\overline{D}}$ ou $\tilde{D}$ et du facteur thermodynamique φ ; $n \simeq n' \simeq 3$ et $A \simeq 1$ pour les deux structures.

On peut également tenter d'assimiler l'énergie de paroi antiphase γ_S, qui est pour le laiton β' de 100 erg/cm^2 pour $S = 1$ [28], à celle d'une faute d'empilement γ_F tant que les superdislocations sont stables. En effet, Mukherjee *et al.* [29] représentent l'influence de l'énergie de faute $\Phi(\gamma_F/Gb)$ sur l'équation de Dorn en portant pour divers matériaux CFC et HC le paramètre $M = \dot{\varepsilon}_S kT/DGb$ en fonction de (Gb/γ_F) pour $(\sigma/G) = 2 \times 10^{-4}$. Avec la valeur de γ_S donnée précédemment, la valeur de M pour le laiton β' se place sur cette courbe si $(Gb/\gamma_S) \simeq 300$, donc si S, déduit de la relation

$$\gamma_S = AS^2 kT_c \tag{5}$$

[28] est voisin de 0,5 (A est une constante du matériau). L'ordre de grandeur est tout à fait correct. Cependant, lorsque S décroît (T augmente), $\dot{\varepsilon}_S kT/DGb$ devrait décroître si l'on suit la courbe de Mukherjee *et al.* Par exemple lorsque S passe de 0,85 à 0,55, d'après (5) (Gb/γ_S) passe de 100 à 210, et il devrait en résulter une variation de $-$ 2,4 unités sur Ln M. Cette évolution n'est pas retrouvée par l'expérience donc cette assimilation ne peut être retenue. Il faut noter tout de même que cette approche n'est pas dénuée de tout intérêt puisqu'elle tend à montrer comme l'étude rhéologique effectuée précédemment, que l'énergie de paroi antiphase ne joue qu'un rôle secondaire.

5. **Conclusions.** — Dans les domaines ordonnés et désordonnés, l'équation de Dorn paraît applicable : $n \simeq n' \simeq 3$ et $A \simeq 1$. Son étude en fonction de la température montre que l'influence de l'ordre ne se manifeste qu'autour du point de transition T_c et se traduit par une brusque diminution du paramètre de Dorn $M = \dfrac{\dot{\varepsilon}_s kT}{DGb}$.

Celui-ci est indépendant des variations de S dès que ce facteur dépasse une certaine valeur. La principale influence du degré d'ordre sur $\dot{\varepsilon}_s$ provient alors des variations des coefficients de diffusion, du facteur thermodynamique φ et des constantes élastiques. Il semble possible de supprimer en partie cette discontinuité si l'on tient compte des récentes valeurs des coefficients de diffusion et d'en analyser la partie restante par l'intermédiaire de la contrainte interne.

Ce travail fait partie d'une étude effectuée à l'aide d'une A.T.P. *Rupture et fluage* du C.N.R.S.

Bibliographie

[1] Brown, N., *Phil. Mag.* **4** (1959) 693.
[2] Brown, N., *Acta. Met.* **7** (1959) 210.
[3] Presnyakov, A. A., Starikova, G. V., *Fiz. Metal. Metall.* **12** (1961) 873.
[4] Druot, P., Lexcellent, C., Oytana, C., *C.R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **278** (1974) 1267.
[5] Herman, M., Brown, N., *Trans. A.I.M.E.* **206** (1956) 604.
[6] Brown, N., Lenton, D. R., *Acta. Met.* **17** (1969) 669.
[7] Gittins, A., Gifkins, R. C., *Acta Met.* **16** (1968) 81.
[8] Oytana, C., Mermet, A., Druot, P., *Mat. Sci. Eng.* **14** (1974) 89.
[9] Delobelle, P., Oytana, C., *Mém. Sci. Rev. Met.* **73** (1976) 293.
[10] Ahlquist, C. N., Nix, W. D., *Script. Metal.* **3** (1969) 679.
[11] Brebec, G., Poirier, J. P., *Acta Met.* **23** (1975) 125.
[12] Chin, B. A., Pound, G. M., Nix, W. D., *Met. Trans.* **8A** (1977) 1517.
[13] Mermet, A., Thèse (1973) Besançon.
[14] Lexcellent, C., Thèse (1977) Besançon.
[15] Kuper, B., Lazarus, D., Manning, R., Tomizuka, T., *Phys. Rev.* **104** (1956) 1536.
[16] Poirier, J. P., « *Plasticité à haute température des solides cristallins* » (Eyrolles édit.) 1976.
[17] Stoloff, N. S., Davies, R. G., *Prog. Mat. Sci.*, **13** (1966) 1.
[18] Bornier, L., Delobelle, P., Oytana, C., *Mat. Sci. Eng.* **34** (1978) 13.
[19] Bird, J., Mukherjee, A. K., Dorn, J., Israel University Press (July 1969) 255-343.
[20] Weertman, J., *Trans. A.S.M.E.* **61** (1968) 681.
[21] Burton, B., Bastow, B. D., *Acta Met.* **21** (1973) 13.
[22] Lexcellent, C., Oytana, C., *Revue Phys. Appl.* **13** (1978) 171.
[23] Ugaste, Yu. E., Pimenov, V. N., *Phys. Metal. Metall.* **31** (1971) 140.
[24] Rathmann, O., Als-Nielsen, J., *Phys. Rev.* **9** (1974) 3921.
[25] Stocker, R. L., Ashby, M. F., *Script. Metal.* **7** (1973) 115.
[26] Dietrich, O. W., Nielsen, J., The Danish Atomic Energy Report from Research Etablishment at Riso, Denmark (1967).
[27] Funamizu, Y., Watanabe, K., *J. Jpn Inst. Met.* **39** (1975) 1087.
[28] Friedel, J., « *Dislocations* » (Pergamon Press London) 1964.
[29] Mukherjee, A., Bird, J. E., Dorn, J. E., *Trans. A.S.M.* **62** (1969) 155.