Énergie de liaison entre atomes de soluté et dislocations dans les alliages dilués aluminium-zinc et aluminium-magnésium

J. Perez, P. Peguin, P. Gobin

► To cite this version:

J. Perez, P. Peguin, P. Gobin. Énergie de liaison entre atomes de soluté et dislocations dans les alliages dilués aluminium-zinc et aluminium-magnésium. *Revue de Physique Appliquée*, 1969, 4 (4), pp.437-444. 10.1051/rphysap:0196900404043700 . jpa-00243309

HAL Id: jpa-00243309

<https://hal.science/jpa-00243309>

Submitted on 1 Jan 1969

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.

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Supplément au « Journal de Physique »

ÉNERGIE DE LIAISON ENTRE ATOMES DE SOLUTÉ ET DISLOCATIONS DANS LES ALLIAGES DILUÉS ALUMINIUM-ZINC ET ALUMINIUM-MAGNÉSIUM

Par J. PEREZ, P. PEGUIN et P. GOBIN,

Département de Physique, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 20, avenue A.-Einstein, 69-Villeurbanne (France).

(Reçu le 29 mars 1969.)

Résumé. — Des mesures de frottement intérieur dû aux dislocations ont été effectuées sur des alliages dilués Al-Zn et Al-Mg afin de déterminer l'énergie de liaison entre un atome de soluté et une ligne de dislocation. Les mesures ont été faites entre 90 °K et 500 °K à l'aide d'un pendule inversé. Le frottement intérieur dépendant de l'amplitude présente les caractéristiques de la dissipation d'énergie accompagnant le mouvement des dislocations, telle que l'a analysée Friedel.

Le modèle utilisé repose sur la notion de désancrage thermomécanique d'une dislocation piégée. Ce modèle permet la distinction entre énergie d'activation apparente et énergie de liaison dislocation-atome de soluté.

En utilisant cette analyse, les résultats expérimentaux conduisent à une énergie de liaison atome d'impureté-dislocation égale à 0,14 eV dans le cas de l'alliage Al-Zn et 0,21 eV dans le cas de l'alliage Al-Mg.

Abstract. — Dislocation damping measurements have been performed on dilute Al-Zn and Al-Mg alloys in an attempt to determine the value of the binding energy for zinc and magnesium solute-atoms to dislocations. The measurements have been made at temperatures ranging from 90 °K to 500 °K using an inverted pendulum automatically maintained.

The amplitude-dependent decrement of the specimens at moderate strain amplitudes follows the predictions of the dislocation damping analysis of Friedel. The used model is based upon the thermomechanical unpinning process of dislocations. This allows us to distinguish the apparent activation energy and the binding energy solute atom-dislocation.

Using the results of this analysis binding energy of 0.14 eV and 0.21 eV are calculated from the damping data for zinc and magnesium respectively.

1. Introduction. — Dès 1948, Cottrell [1] a montré que les variations des propriétés mécaniques, après vieillissement, d'un alliage dilué fer-carbone pouvaient être interprétées en utilisant le concept d'interaction atome de soluté-dislocations coins. Cette interaction conduit à un effet de ségrégation des atomes de soluté vers les défauts linéaires diminuant ainsi leur possibilité de mouvement. L'intensité de l'ancrage des dislocations dépend de l'énergie d'interaction W_M (ou énergie de liaison) dislocation-atome dissous.

Fleisher [2] a étendu cette notion d'interaction défauts linéaires-défauts ponctuels au cas des alliages de substitution; en outre, selon Fleisher, l'énergie d'interaction W_M pourrait être du même ordre de grandeur dans le cas des dislocations vis et des dislocations coins.

Les origines physiques de cette interaction ont été

passées en revue par Fiore et Bauer [3]. D'une manière générale, l'interaction dislocation-défaut ponctuel peut se décomposer en diverses contributions. On considère :

- un effet élastique dû à la différence de taille,
- un effet élastique dû à la différence des constantes élastiques,
- un effet d'interaction électrostatique,
- un effet d'interaction chimique,
- un effet dû aux variations d'ordre.

Dans le cas des alliages métalliques dilués, on peut admettre que les effets élastiques sont prépondérants.

Dans l'hypothèse où l'atome dissous provoque des déformations de symétrie sphérique, il est possible d'appliquer les relations réunies par Fiore et Bauer [3] au cas des alliages aluminium-zinc et aluminium-magnésium. Les résultats apparaissent dans le tableau I.

TABLEAU I

	DISLOCATION COIN —	DISLOCATION VIS —
Zinc	0,05 à 0,07	< 0,02
Magnésium	0,17 à 0,27	< 0,01

Valeurs de $|W_M|$ (en eV) résultant des effets élastiques (effet de taille et effet des constantes élastiques) ; on suppose que la distance minimale entre le soluté et la ligne de dislocation est comprise entre b [3] et $\frac{2}{3}b$ [23].

La mesure du frottement intérieur est l'une des méthodes qui permet d'approcher l'énergie d'interaction défaut ponctuel-dislocation. En effet, cette interaction est rendue responsable d'un certain type de frottement intérieur appelé parfois Δ_H [4].

En utilisant les résultats du modèle bien connu de Granato et Lücke [5], des auteurs ont pu donner une valeur de l'énergie d'interaction ligne-impureté dans les alliages dilués [6, 7, 8]. Cependant, ce modèle n'est valable en toute rigueur qu'à 0 °K, il ne peut donc décrire que l'effet de la contrainte de mesure appliquée.

Certains auteurs ont donc essayé d'améliorer l'interprétation de ce type de frottement intérieur dans deux directions :

— En étudiant une répartition différente des défauts autour de la ligne, par exemple Roberts et Hartmann [9] qui s'appuient sur les travaux de Weertman et Salkovitz [10], Gelli [11], Robinson et Birnbaum [12], etc., dont les modèles semblent plus réalistes, mais restent purement qualitatifs.

— En cherchant à tenir compte de l'effet d'activation thermique dont l'importance a été montrée nettement par Friedel [13]. Ainsi, l'analyse du désancrage thermomécanique d'une ligne de dislocation piégée en son milieu a été exposée par Teutonico *et al.* [14] (T.G.L.), puis étendue au cas de plusieurs ancrages [15]. Mais les relations complexes obtenues n'ont pas permis pour l'instant d'aboutir à une expression formelle du frottement intérieur. Une telle expression a été obtenue par Koiwa et Hasiguti [16], mais le rôle de la contrainte

est trop simplifié. Pour leur part, Peguin et Birnbaum [17], appliquant les relations de T.G.L. au cas d'une ligne piégée en un nombre quelconque de points équidistants, ont obtenu une description numérique de ce type de frottement intérieur qui présente un maximum non seulement en fonction de la contrainte, mais également en fonction de la fréquence et de la température.

La confrontation de la théorie avec l'expérience n'est pas aisée dans ce domaine, car la mise en évidence du frottement intérieur Δ_H obéit à des conditions assez strictes : les lignes de dislocations doivent être suffisamment libres pour pouvoir se dépiéger facilement de leurs ancrages mous, sans l'être trop pour ne pas participer à la déformation plastique, donc au frottement intérieur de type Δ_P masquant ainsi le Δ_H [18]. Le traitement thermomécanique, la concentration en impuretés, les conditions d'observation doivent être choisis avec beaucoup de soins.

Dans le cas de l'aluminium 99,999 %, il avait déjà été possible de mettre en évidence une interaction atome de soluté-dislocation et d'en étudier les caractéristiques en fonction de la contrainte, de la température et de la fréquence [19]. Dans cet article, nous utilisons les résultats de l'analyse théorique de Friedel [13] basés sur la notion de désancrage thermomécanique des lignes de dislocation, pour déterminer à partir des données expérimentales l'énergie de liaison dislocation-atome de zinc ou de magnésium. Les valeurs d'énergie de liaison sont d'une part confrontées avec celles déduites d'une analyse effectuée à l'aide du modèle de Granato et Lücke [5] et, d'autre part, comparées aux valeurs théoriques du tableau I.

2. Méthode expérimentale. — Les mesures de frottement intérieur ont été effectuées avec un ensemble pendulaire asservi à amplitude d'oscillation constante déjà décrit [19]. Cet ensemble nous permet des mesures de 90 °K à 500 °K à des fréquences proches de l'hertz et à des amplitudes de déformation relative variant de $0,5 \times 10^{-6}$ à quelques centaines de 10^{-6} . Nous avons travaillé avec trois matériaux dont l'analyse spectroscopique est indiquée dans le tableau II (en ppm en poids).

TABLEAU II

NATURE —	DÉNOMINATION —	Fe —	Si —	Cu —	Mg —	Zn —	Ti —	Ga —
Aluminium	Al (AIAG)	≤ 5	≤ 5	3	≤ 5	≤ 20	≤ 10	≤ 10
Alliage dilué de zinc dans l'aluminium	Al-Zn	≤ 5	≤ 5	4	≤ 5	130	≤ 10	≤ 10
Alliage dilué de magnésium dans l'aluminium	Al-Mg	autres impuretés totales ≤ 3			22			

Les éprouvettes sont des fils, sauf pour les résultats des figures 1 et 2 pour lesquelles nous avons utilisé des plaquettes de dimensions $115 \times 5 \times 0,8$ mm. Dans tous les cas, le recuit de recristallisation est fait *in situ*

FIG. 1. — Spectre $\delta = f(T)$ de l'aluminium directement après écouissage à 85 °K (a) ; après écouissage et recuit à 360 °K (b).

FIG. 2. — Courbes $\delta = f(\epsilon)$ relatives à l'aluminium après écouissage à basse température et recuit à 360 °K. Ces courbes ont été obtenues à des températures où la contribution du pic de Bordoni B_2 est négligeable.

pendant 1 heure à 520 °K. Cela conduit à des grains ayant en moyenne 0,1 mm de diamètre. Les divers traitements thermomécaniques (écouissage recuit...) sont faits dans le pendule, en alternance avec les mesures.

Les courbes en fonction de la température sont obtenues à l'aide du pendule entretenu à une amplitude qui correspond à une déformation relative maximale de 6×10^{-6} sur la fibre extérieure.

3. Résultats. — Après un écouissage en torsion de 0,5 % sur la fibre extérieure effectué à 90 °K, nous avons enregistré le spectre de frottement intérieur $\delta = f(T)$ de l'aluminium Al pendant un réchauffage de 90 à 400 °K à une vitesse de 120°/h. Le résultat est représenté sur la figure 1 (courbe a). Il apparaît généralement trois pics ou anomalies déjà décrites [19] : la première anomalie est la combinaison du pic de Bordoni B_2 et d'un pic (P_A), le deuxième pic est appelé P_B . Enfin, l'épaule aux environs de la température ambiante est le pic P_C . Rappelons que c'est le pic P_C qui a été attribué au désancrage thermomécaniquement activé des lignes de dislocations à partir d'une atmosphère d'impuretés et sur lequel nous concentrons cette étude.

La courbe b de la figure 1 montre qu'après recuit au-dessus de 250 °K le pic P_C semble être responsable d'une partie importante du frottement intérieur, car les pics observés à basse température sont alors éliminés ⁽¹⁾. Nous pouvons donc étudier la variation du frottement intérieur avec l'amplitude de la déformation de mesure et attribuer raisonnablement cette variation au mécanisme responsable de P_C . La figure 2 montre cette variation dans le cas de l'AlAG écoui à 90 °K et recuit 1 heure à 360 °K.

De plus, nous avons pu observer que la forme de la courbe $\delta = f(\epsilon)$ dépend du temps de recuit après écouissage. Aussi, dans le cas de l'alliage Al-Zn, le maximum de la courbe $\delta = f(\epsilon)$ est déplacé vers les plus hautes déformations quand le temps de recuit augmente et cette évolution peut durer plusieurs jours à la température ambiante et plusieurs minutes au-delà de 370 °K.

En vue d'une exploitation quantitative des résultats, il apparaît donc que l'on peut réaliser deux types d'expériences : l'un et l'autre basés sur la mesure du frottement intérieur dépendant de l'amplitude. On peut :

- Soit obtenir un équilibre thermodynamique des défauts à une certaine température de recuit, refroidir brusquement pour « geler » cet équilibre et mesurer $\delta = f(\epsilon)$ à plusieurs températures, toutes inférieures à celle du recuit.
- Cette méthode permet d'appliquer un modèle d'interprétation qui tient compte de l'influence de la température de mesure.
- Soit déterminer $\delta = f(\epsilon)$ à une certaine température après avoir attendu l'équilibre thermodynamique des défauts à cette température.

Cette méthode permet, avec quelques restrictions, d'appliquer le modèle Granato-Lücke pour déterminer l'énergie de liaison atome-dislocation [6, 7, 8].

⁽¹⁾ On notera la persistance d'un faible pic de Bordoni B_2 .

a

b

c

Avec l'alliage Al-Zn, nous avons obtenu les courbes $\delta = f(\epsilon)$ mesurées à différentes températures après « trempe » à partir de 345 °K (fig. 3 a), 383 °K (fig. 3 b) et 406 °K (fig. 3 c).

La figure 4 montre de la même façon les courbes $\delta = f(\epsilon)$ relatives à l'alliage Al-Mg « trempé » à partir de 373 °K.

Enfin, nous avons réuni sur la figure 5 les courbes $\delta = f(\epsilon)$ de l'alliage Al-Mg, correspondant à l'état d'équilibre des défauts.

FIG. 4. — Courbes $\delta = f(\epsilon)$ relatives à l'alliage Al-Mg « trempé » à partir de $T = 373$ °K.

FIG. 5. — Courbes $\delta = f(\epsilon)$ relatives à l'alliage Al-Mg mesurées après l'équilibre thermodynamique des défauts.

4. Discussion. — Le frottement intérieur dépendant de l'amplitude que l'on observe après migration des atomes substitutionnels vers les dislocations est très

FIG. 3. — Courbes $\delta = f(\epsilon)$ relatives à l'alliage Al-Zn :

- « Trempe » à partir de $T_r = 345$ °K.
- « Trempe » à partir de $T_r = 383$ °K.
- « Trempe » à partir de $T_r = 406$ °K.

probablement dû au désancrage thermiquement activé des défauts linéaires. En effet, l'influence de la température de mesure apparaît nettement dans un domaine où il est difficile d'envisager une migration de défauts qui modifieraient les conditions de désancrage (fig. 2, 3 et 4), puisque l'équilibre thermodynamique a été atteint pour un recuit effectué à une température supérieure.

Afin de pouvoir utiliser les résultats expérimentaux pour calculer l'énergie de liaison atome-dislocation, nous avons repris les hypothèses du modèle de Friedel [13] dont nous allons rappeler l'essentiel.

4.1. MODÈLE D'ANÉLASTICITÉ UTILISÉ. — Soit N_0 le nombre de segments de dislocations de longueur L piégés par des impuretés. La distance entre deux atomes d'impureté est, en moyenne, l avec $b \ll l \ll L$.

Friedel admet que de tels segments s'échappent de leurs ancrages de façon catastrophique après libération d'un premier atome d'impureté. La fréquence de désancrage est alors donnée par :

$$\nu_1 = \nu_D \frac{b}{2l} e^{-\frac{|W_M| - \sigma b^2 l}{kT}}.$$

En fait, le dépiégeage n'est catastrophique que si la fréquence de désancrage à partir d'un deuxième atome d'impureté est $\nu_2 \gg \nu_1$. Cette condition est remplie si $\sigma b^2 l > kT$, c'est-à-dire vers la température ambiante $\varepsilon \frac{l}{b} > 10^{-2}$ où ε est l'amplitude de déformation de mesure.

Pour $\varepsilon > 10^{-5}$, il faut $l > 10^3 b$, ce qui implique que l'on effectue les mesures sur un cristal de bonne pureté (concentration en impureté $C_0 < 10^{-5}$). En réalité, nous possédons des matériaux pour lesquels $10^{-5} < C_0 < 10^{-4}$. Nous sommes donc amenés à considérer, comme le suggère Friedel, le dépiégeage simultané de n atomes d'impuretés conduisant au désancrage catastrophique de toute la ligne. Cette hypothèse est également envisagée par Lücke [20], dans le cas de températures relativement élevées. Dans ces conditions, on peut admettre que la fréquence de désancrage est donnée par :

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{E_0 - \sigma v}{kT}}$$

où ν_0 est la fréquence d'attaque du segment de dislocation et qui est généralement trouvée expérimentalement de l'ordre de $10^{10 \pm 1}$ [20, 21], ce qui est en accord avec l'analyse théorique de Teutonico *et al.* [22]. E_0 est de l'ordre de nW_M , énergie d'activation apparente sous contrainte nulle, et v est de l'ordre de $nb^2 l$, volume d'activation.

Considérons une contrainte périodique appliquée définie par : $+\sigma$ pour $0 < t < \frac{1}{2\nu}$ et $-\sigma$ pour $\frac{1}{2\nu} < t < \frac{1}{\nu}$.

Le désancrage thermiquement activé ainsi défini conduit au bout du temps $\frac{1}{2\nu}$ au désancrage d'une certaine fraction α des dislocations [23], telle que $\alpha = \frac{N}{N_0}$, avec :

$$N = N_0 \cdot \frac{\nu_0}{2\nu} e^{-\frac{E_0 - \sigma v}{kT}}.$$

D'autre part, on peut raisonnablement penser que la déformation appliquée ε_M correspondant au maximum de la courbe $\delta = f(\varepsilon)$ (2) provoque le désancrage de la même fraction α des segments de dislocation quelle que soit la température. Dans ces conditions, nous pouvons utiliser la valeur de ε_M tirée de l'expression précédente pour prévoir la variation avec la température de la déformation ε_M exercée au maximum de la courbe $\delta = f(\varepsilon)$:

$$\varepsilon_M = \frac{E_0}{Gv} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

avec :

$$T_c = \frac{E_0}{k \text{Log} \frac{\nu_0}{2\alpha\nu}}.$$

En effet, dans ce domaine de déformation, on peut généralement admettre que $\sigma_M = G\varepsilon_M$, bien que le désancrage entraîne une anomalie de module que nous négligerons dans ce cas.

En portant $\varepsilon_M = g(T)$, on doit donc obtenir une droite dont l'ordonnée à l'origine est donnée par $\varepsilon_{M_0} = \frac{E_0}{Gv}$ ou $v = \frac{E_0}{G\varepsilon_{M_0}}$.

Cette droite donne également T_c , ce qui nous permet d'obtenir E_0 ; en effet :

$$E_0 = kT_c \text{Log} \frac{\nu_0}{2\alpha\nu} \neq (23 \pm 2,3) kT_c$$

avec $\nu_0 = 10^{10 \pm 1}$ et α de l'ordre de l'unité.

Ainsi, ayant E_0 et v , il est possible de calculer W_M et une valeur moyenne de n . En effet, l peut être évaluée en remarquant que la concentration en impuretés sur la dislocation est celle imposée par le recuit à la température T_r précédant la trempe :

$$c = c_0 \exp \frac{|W_M|}{kT_r}$$

(2) Les courbes $\delta = f(\varepsilon)$ des figures 2, 3, 4 et 5 sont tracées à partir de valeurs de δ globales mesurées (δ_g). Etant donné le gradient de contrainte entre le centre et l'extérieur de l'éprouvette, il faut calculer [18] une valeur locale δ_l à partir de l'expression :

$$\delta_l = \delta_g + \frac{\varepsilon}{r} \frac{d\delta_g}{d\varepsilon}$$

$r = 3$, éprouvette parallélépipédique ; $r = 4$, éprouvette cylindrique.

et :

$$l = \frac{b}{c_0 \exp \frac{|W_M|}{kT_r}}$$

donc la valeur moyenne de n est donnée par :

$$\exp \frac{E_0}{nkT_r} = \frac{n}{v} \quad \text{avec} \quad v = n \cdot l \cdot b^2$$

$$\frac{E_0}{nkT_r} = \frac{n}{\frac{v}{b^3} \cdot c_0}$$

et W_M par $W_M = \frac{E_0}{n}$.

4.2. EXPLOITATION DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES AVEC LE MODÈLE PRÉCÉDENT. — Les figures 6 et 7 montrent les droites $\varepsilon_M = g(T)$ obtenues à partir des résultats des figures 3 a, b, c et 4.

FIG. 6. — Droites $\varepsilon_M = g(T)$ correspondant à :

- a) Al-Zn après « trempe » à partir de 345 °K.
- b) Al-Zn après « trempe » à partir de 383 °K.
- c) Al-Zn après « trempe » à partir de 406 °K.

FIG. 7. — Droite $\varepsilon_M = g(T)$ correspondant à l'alliage Al-Mg « trempé » à partir de 373 °K.

On remarque ainsi que dans notre domaine de mesure la linéarité de la relation entre ε_M et T est acceptable. Les résultats tirés de ces droites sont rassemblés dans le tableau III.

Ce tableau conduit aux remarques suivantes :

a) Dans le cas de l'alliage Al-Zn, le volume d'activation augmente avec la température de recuit T_r , ce qui est bien en accord avec la variation donnée par

l'expression $l = \frac{b}{c_0 \exp \frac{|W_M|}{kT_r}}$.

b) La valeur W_M correspondant à l'alliage Al-Zn est bien constante quelle que soit T_r et peut donc être considérée comme caractéristique de l'interaction entre un atome de zinc en substitution et une ligne de dislocation. Cette valeur est comparable à celle obtenue à partir des courbes de la figure 2 [19] relative à l'aluminium Al où le zinc est l'impureté principale.

TABLEAU III

	$\varepsilon_{M_0} \times 10^6$	T_c (°K)	E_0 (eV)	$v \times 10^{20} \text{ cm}^3$	VALEUR MOYENNE DE n	W_M
Al - Zn trempé depuis 345 °K	335 ± 35	394 ± 3	$0,78 \pm 0,08$	$1,40 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,8$	$0,140 \pm 0,03$
Al - Zn trempé depuis 383 °K	250 ± 25	428 ± 3	$0,85 \pm 0,09$	$2,00 \pm 0,4$	$5,8 \pm 0,8$	$0,145 \pm 0,03$
Al - Zn trempé depuis 406 °K	220 ± 20	455 ± 5	$0,90 \pm 0,09$	$2,50 \pm 0,5$	$6,2 \pm 0,8$	$0,145 \pm 0,03$
Al - Mg trempé depuis 373 °K	800 ± 100	384 ± 5	$0,76 \pm 0,09$	$0,6 \pm 0,15$	$3,7 \pm 0,5$	$0,205 \pm 0,04$

4.3. UTILISATION DU MODÈLE DE GRANATO ET LÜCKE.

— Il est intéressant d'étudier les résultats obtenus en appliquant l'expression de Granato et Lücke $\delta = \frac{A}{\varepsilon} e^{-B/\varepsilon}$ aux courbes $\delta = f(\varepsilon)$ mesurées à la température T_r (fig. 8 et 9).

FIG. 8. — Tracé dans le diagramme $\text{Log } \delta \cdot \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon}$ [5], des courbes $\delta = f(\varepsilon)$ relatives à l'alliage Al-Zn après mise en équilibre des défauts à la température indiquée.

FIG. 9. — Tracé dans le diagramme $\text{Log } \delta \cdot \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon}$ [5], des courbes $\delta = f(\varepsilon)$ relatives à l'alliage Al-Mg après mise en équilibre des défauts à la température indiquée.

La pente des droites dans le diagramme $\text{Log } \delta \cdot \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon}$ donne B , facteur qui contient le terme l , en utilisant la même méthode que Hinton et Rider [8], Fiore et Bauer [6, 7] et en admettant comme précédemment que l est donnée par $l = \frac{b}{c_0 e \frac{|W_M|}{kT_r}}$.

Le tracé de $\log B = f\left(\frac{1}{T}\right)$ doit donner W_M ; nous avons obtenu :

$$W_M = (0,12 \pm 0,03) \text{ eV}$$

dans le cas de l'Al-Zn,

$$W_M = (0,22 \pm 0,06) \text{ eV}$$

dans le cas de l'Al-Mg.

Ainsi, il apparaît qu'en utilisant deux méthodes entièrement différentes nous aboutissons à des valeurs sensiblement identiques de l'énergie d'interaction entre un atome d'impureté en substitution dans l'aluminium et une dislocation.

On peut donc conclure que, lorsqu'on peut mesurer la variation du frottement intérieur avec l'amplitude de déformation après mise en équilibre thermodynamique des défauts ponctuels autour des dislocations, il est possible de déterminer l'énergie d'interaction défaut ponctuel-dislocation, soit en utilisant un modèle décrivant au mieux la forme de la courbe $\delta = f(\varepsilon)$ (le modèle de G.L. semble donner en partie satisfaction), soit en utilisant un modèle mettant en évidence l'effet de l'activation thermique (le modèle utilisé semble bien expliquer nos résultats).

Il faut toutefois noter que, dans le premier cas, on néglige l'effet de l'activation thermique (le modèle de G.L. n'est rigoureusement valable qu'à 0 °K) et, dans le deuxième cas, on ne fait pas appel à une distribution des longueurs l , ce qui n'est peut-être pas réaliste.

5. Conclusion. — L'utilisation d'un modèle simple a permis une explication de nos résultats expérimentaux aboutissant à la détermination de l'énergie de liaison atome de zinc (ou magnésium) en substitution dans l'aluminium-dislocation. La validité de ce modèle dépend surtout des hypothèses simplificatrices suivantes :

- à $\varepsilon = \varepsilon_{M_0}$, il y a désancrage d'une même fraction α (de l'ordre de l'unité) des segments de dislocation quelle que soit la température,
- énergie d'activation de la forme $E = E_0 - \sigma v$.

La première hypothèse paraît justifiée par les résultats du modèle numérique de Peguin et Birnbaum [17] : en effet, ces auteurs montrent qu'au maximum de frottement intérieur en fonction de la contrainte, environ 95 % des lignes de dislocation sont désancrées quelle que soit la température.

Pour notre part, le développement actuellement en cours d'un modèle formel reliant le frottement intérieur à la contrainte, fréquence et température paraît également confirmer cette hypothèse. En outre, dans le cadre de ce modèle, l'étude des conditions de désancrage d'une ligne de dislocation piégée par une atmosphère d'impuretés nous a conduits à établir une énergie d'activation apparente de désancrage pouvant se mettre sous la forme $E = E_0 - \sigma v$ où E_0 et v ont une signification équivalente à celle donnée dans le présent travail.

On peut aussi noter qu'Alefeld [24] considère *a priori* une énergie d'activation apparente $H_0 - \sigma v$ sans donner de signification physique de H_0 et v . Le modèle de ce chercheur pourrait permettre, comme dans ce qui précède, d'utiliser les droites $\varepsilon_M = g(T)$ pour le calcul de H_0 et v .

Ainsi, malgré la simplicité des hypothèses, la distinction entre l'énergie d'activation apparente E_0 et l'énergie de liaison atome d'impureté-dislocation W_M nous permet, à partir de la détermination expérimentale de E_0 , le calcul de W_M dans le cas d'alliages dilués de magnésium ou de zinc dans l'aluminium, les résultats obtenus conduisant aux remarques suivantes :

a) Dans le cas du magnésium, la valeur expérimentale de $|W_M|$ est comparable à la valeur théorique résultant d'une interaction avec une ligne de dislocation coin et due aux effets élastiques.

b) Dans le cas du zinc, le résultat expérimental est à rapprocher, là aussi, du résultat théorique relatif aux dislocations coins, mais la valeur expérimentale est supérieure. Cela est en accord avec le résultat signalé par Friedel [23] : valeur expérimentale 0,11 eV ; valeur théorique 0,08 eV. Cet écart pourrait être dû aux propriétés d'anisotropie du zinc qui provoquerait, lorsqu'un atome de ce métal est en solution dans l'aluminium, des déformations de symétrie non sphérique conduisant à d'autres formes d'interaction [25].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] COTTRELL (A. H.), Rep. Conf. Strength of Solids, Phys. Soc., London, 1948.
- [2] FLEISHER (R. L.), *Act. Met.*, 1963, **11**, 203.
- [3] FIORE (N. F.) et BAUER (C. L.), « The binding of solute atoms to dislocations », 1968, Pergamon Press, 97-118.
- [4] KOEHLER (J. S.), « Imperfections in nearly perfect crystals », 1952, Wiley.
- [5] GRANATO (A.) et LÜCKE (K.), *J. Appl. Phys.*, 1956, **27**, 583.
- [6] FIORE (N. F.) et BAUER (C. L.), *Act. Met.*, 1964, **12**, 1329.
- [7] OREN (E. C.), FIORE (N. F.) et BAUER (C. L.), *Act. Met.*, 1966, **14**, 245.
- [8] HINTON (T.) et RIDER (J. C.), *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 587.
- [9] ROBERTS (J. M.) et HARTMAN (D. E.), *Trans. Met. Soc. AIME*, 1964, **230**, 1125.
- [10] WEERTMAN (J.) et SALKOVITZ (E. I.), *Act. Met.*, 1955, **3**, 1.
- [11] GELLI (D.), *Phys. Stat. Sol.*, 1965, **12**, 829.
- [12] ROBINSON (W. M.) et BIRNBAUM (H. K.), *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 3754.
- [13] FRIEDEL (J.), « The relation between the structure and mechanical properties of metals », 1963, 409 (Nat. Lab. Teddington).
- [14] TEUTONICO (L. J.), GRANATO (A. V.) et LÜCKE (K.), *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, 220.
- [15] HEUSER (F.), Thèse, 1966, Technische Hochschule, Aachen.
- [16] KOIWA (M.) et HASIGUTI (R. R.), *Act. Met.*, 1965, **13**, 1219.
- [17] PEGUIN (P.) et BIRNBAUM (H. K.), *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 4428.
- [18] PEGUIN (P.), PEREZ (J.) et GOBIN (P.), *Trans. Met. Soc. AIME*, 1967, **239**, 438.
- [19] PEREZ (J.), GUENIN (G.) et GOBIN (P.), *Mém. Sci. Rev. Mét.*, 1968, **2**, 185.
- [20] LÜCKE (K.), « The relation between the structure and mechanical properties of metals », 1963, 447 (Nat. Lab. Teddington).
- [21] HASIGUTI (R. R.), IGATA (N.) et KAMOSHITA (G.), *Act. Met.*, 1962, **10**, 442.
- [22] GRANATO (A. V.), LÜCKE (K.), SCHLIPF (J.) et TEUTONICO (L. J.), *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, 2732.
- [23] FRIEDEL (J.), « The dislocations », 1964, Pergamon Press, 359.
- [24] ALEFELD (G.), *Zeitschrift für Phys.*, 1962, **170**, 249.
- [25] FLEISHER (R. L.), *Act. Met.*, 1962, **10**, 835.