HAL
open science

Décanalisation par les boucles de dislocation

G. Chalant, J. Mory

▶ **To cite this version:**

G. Chalant, J. Mory. Décanalisation par les boucles de dislocation. Journal de Physique Lettres, 1979, 40 (18), pp.473-475. 10.1051/jphyslet:019790040018047300 . jpa-00231668

HAL Id: jpa-00231668

https://hal.science/jpa-00231668

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
61.80M — 61.70J — 61.70P

Décanalisation par les boucles de dislocation

G. Chalant (*) et J. Mory

Section d'Etude des Solides Irradiés, C.E.N., B.P. 6, 92260 Fontenay aux Roses, France

(*Reçu le 29 mai 1979, accepté le 23 juillet 1979*)

Résumé. — On a observé et mesuré la décanalisation de particules α par des petites boucles de dislocation dans l'aluminium. Ces mesures permettent de suivre l'évaporation thermique des boucles. L'influence du diamètre des boucles sur la section efficace de décanalisation est discutée.

Abstract. — The dechannelling of α particles by small dislocation loops in aluminium has been observed and measured. Such experiments make it possible to follow the thermal evaporation of loops. The influence of the loop diameter on the dechannelling cross section is discussed.

1. **Introduction.** — Les dommages créés par irradiation lors de l'implantation des composants électroniques, entre autres, sont essentiellement des boucles de dislocation [1]. Il est donc indispensable de connaître avec une bonne précision les caractéristiques de ces boucles lorsque l'on étudie les *profils de dommage* par canalisation.

Comme pour toute dislocation, la décanalisation par une boucle peut être caractérisée par le diamètre λ du tore de décanalisation qui entoure la boucle [2]. Dans le cas d'une dislocation rectiligne, Quere a montré que, en canalisation planaire :

$$\lambda_\infty = \left(\frac{Eb}{\alpha Z_1 Z_2 e^2 N_p}\right)^{1/2} \qquad (1)$$

où E est l'énergie du canalon, b le module du vecteur de Burgers de la dislocation, Z_1 et Z_2 les numéros atomiques de la particule et du cristal, N_p la densité atomique dans le plan de canalisation, α un facteur numérique qui dépend de la nature (coin ou vis) de la dislocation [3].

La dépendance en $\sqrt{b}$ montre que λ varie comme la racine carrée des déplacements atomiques autour de la dislocation. Dans le cas d'une petite boucle de diamètre d, ces déplacements sont proportionnels à bd^2. et λ varie alors comme $d\sqrt{b}$. La section efficace de décanalisation donnée par la relation (1) pour une boucle de rayon infini (d'où l'indice ∞ accolé à λ) semble donc devoir décroître avec le diamètre d lorsque celui-ci tend vers zéro.

La section efficace de décanalisation d'une dislocation rectiligne dans l'aluminium a été mesurée au moyen d'une technique expérimentale proche de celle utilisée dans notre travail, et trouvée égale à $\lambda = (140 \pm 40)$ Å [4, 5]. La relation (1) donne dans ce cas $\lambda_\infty = 175$ Å. Il nous a semblé important de mesurer cette même section efficace pour des boucles de diamètre fini, et de comparer les deux valeurs ainsi obtenues.

Enfin, pour un échantillon contenant des boucles de tailles différentes (mais de même vecteur de Burgers), il est commode de définir un diamètre moyen de décanalisation $\bar{\lambda}$ correspondant au diamètre moyen des boucles :

$$\bar{d} = \frac{\sum_i n_i d_i}{\sum_i n_i},$$

où n_i est la densité volumique des boucles de diamètre d_i.

2. **Méthode expérimentale.** — Nous avons mesuré la valeur de $\bar{\lambda}$ pour des boucles lacunaires dans l'aluminium. La méthode expérimentale est exposée en détail en [6, 7]. Les échantillons se présentent sous forme de feuilles bien recuites d'environ 15 μ d'épaisseur. Les boucles sont obtenues par trempe dans des conditions définies au paragraphe 4. Les lacunes en sursaturation précipitent pour former des boucles uniformément réparties dans le cristal. Les canalons

(*) Adresse actuelle : Laboratoire de Métallurgie et Mécanique, E.R.A., C.N.R.S. 767, Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris, B.P. 87, 91003 Evry Cedex, France.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyslet:019790040018047300

sont des particules α d'énergie initiale $E_0 = 4{,}8$ MeV, leur énergie de sortie se situe aux environs de 2 MeV. N_0 et N_d étant les nombres de canalons émergeant du cristal, respectivement sans et avec boucles, $\bar{\lambda}$ est donné par :

$$\tau = N_0/N_d = \exp - \left(\pi f e \sum_i n_i\, d_i\, \lambda_i\right),$$

c'est-à-dire, d'après le paragraphe précédent :

$$\tau = N_0/N_d = \exp - (\pi f e \bar{d} \bar{\lambda} n) \qquad (2)$$

e est l'épaisseur de l'échantillon contenant n boucles par unité de volume de diamètre moyen $\bar{d}$, f le facteur géométrique qui rend compte de la longueur des boucles projetées perpendiculairement à la direction de canalisation. Il est à noter, d'après la relation (1), que $\bar{\lambda}$ est alors la valeur moyenne pour des canalons d'énergies comprises entre l'énergie initiale E_0 et l'énergie finale E_s.

3. **Expériences de recuits.** — 3.1 RECUITS ISOCHRONES. — Après trempe, les lacunes en sursaturation précipitent pour former des boucles qui sont stables à la température ordinaire. La mesure de la transmission après des recuits isochrones permet de mettre en évidence leur évaporation (fig. 1). Ainsi,

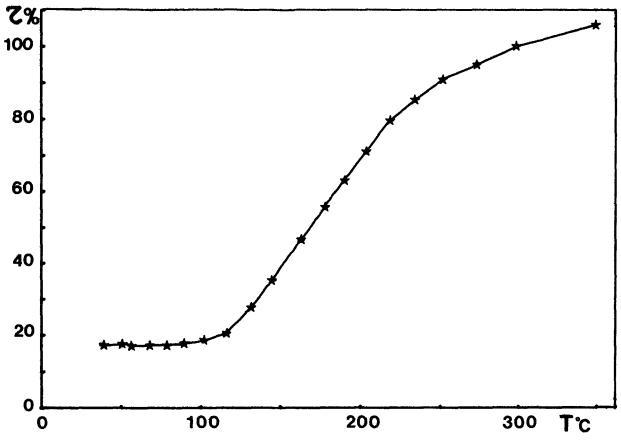

Fig. 1. — Variation, en fonction de la température, de la transmission τ des particules α canalisées pour des recuits isochrones de 15 min.

[Variation of the transmission τ of channelled alpha particles as a function of annealing temperature after isochronal annealings of 15 min.]

τ ne varie pratiquement pas, c'est-à-dire que le produit $n\bar{d}\bar{\lambda}$ de la relation (2) reste constant, jusqu'à 120 °C. Si l'on pose $\bar{\lambda} = k\bar{d}$ (voir plus haut), ceci montre que le nombre de lacunes précipitées en boucles, proportionnel à nd^2, reste constant jusqu'à cette température. Puis, de 120 °C à 250 °C, la transmission augmente brutalement : la vitesse d'évaporation des boucles varie alors fortement avec la température. Enfin, au-delà de 250 °C, la variation de τ diminue pour devenir négligeable vers 300 °C : toutes les boucles sont alors évaporées, et le nombre de canalons émergeant après un recuit à cette température sert de valeur de référence N_0 dans la relation (2). L'augmentation de transmission observée au-dessus de 300 °C est attribuée au recuit des dislocations produites par écrouissage lors de la trempe.

3.2 RECUITS ISOTHERMES. — Une série de recuits isothermes nous a permis de déterminer l'enthalpie d'évaporation des boucles ΔH par la méthode des tangentes (fig. 2). L'expérience effectuée sur 4 échantillons à 3 températures de recuit donne :

$$\Delta H = (1{,}32 \pm 0{,}10)\ \text{eV}.$$

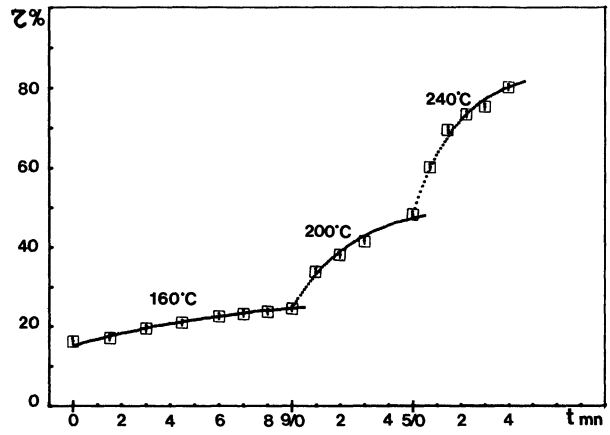

Fig. 2. — Variation de la transmission τ en fonction du temps pour des recuits isothermes à 160 °C, 200 °C et 240 °C.

[Variation of the transmission τ of channelled alpha particles as a function of annealing times after isothermal annealings at 160 °C, 200 °C and 240 °C.]

On retrouve là une énergie voisine de celle mesurée par microscopie électronique (1,26 à 1,33 eV [8, 9]), et de l'énergie d'autodiffusion de l'aluminium (1,28 eV [10]).

4. **Détermination de $\bar{\lambda}$.** — Après la trempe et les recuits indiqués dans chaque cas, les échantillons sont coupés en deux : une moitié sert aux expériences de canalisation, l'autre à la mesure de la concentration volumique et du diamètre des boucles par microscopie électronique.

Suivant la méthode utilisée, les échantillons contiennent deux sortes de boucles [7] :

— *des boucles parfaites*, de vecteur de Burgers $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$ (trempe depuis 593 °C dans du trichloréthylène à − 73 °C, recuit de 2 h à − 60 °C, puis recuit de 9 min à 145 °C). Pour un échantillon tel que :

$$e = (15{,}5 \pm 0{,}3) \times 10^{-4}\ \text{cm},$$
$$n = (2{,}4 \pm 1{,}2) \times 10^{15}\ \text{boucles.cm}^{-3},$$
$$\bar{d} = (237 \pm 52) \times 10^{-8}\ \text{cm},$$

la transmission est égale à

$$\tau = N_0/N_d = 0{,}264 \pm 0{,}008 ,$$

et la relation (2) donne :

$$\bar{\lambda} = (5{,}8 \pm 4{,}5) \times 10^{-8} \text{ cm}$$

— *des boucles de Frank*, ou boucles imparfaites, de vecteur de Burgers $\frac{1}{3}\langle 111 \rangle$ (trempe depuis 620 °C dans de l'eau à 0 °C, recuit de 100 h à la température ordinaire). Ces boucles contiennent un défaut d'empilement, et la relation (2) devient :

$$\tau = \exp - ne(\pi f \bar{\lambda} \bar{d} + g\bar{S}\chi) \qquad (3)$$

où $\bar{S}$ est la surface moyenne d'une boucle, χ le coefficient de décanalisation du défaut d'empilement, et g le facteur géométrique qui rend compte de la surface des boucles projetées perpendiculairement à la direction de canalisation. Pour obtenir $\bar{\lambda}$, il nous faut donc connaître χ. Ceci est possible au moyen d'une évaluation théorique semblable à celle effectuée pour les défauts d'empilement dans l'or [11]. Nous obtenons ainsi, pour l'aluminium : $\chi = 0{,}34$. Pour un échantillon tel que :

$$e = (22{,}1 \pm 0{,}3) \times 10^{-4} \text{ cm} ,$$
$$n = (6 \pm 3) \times 10^{14} \text{ boucles.cm}^{-3} ,$$
$$\bar{d} = (270 \pm 70) \times 10^{-8} \text{ cm} ,$$
$$\bar{S} = (6{,}1 \pm 2{,}9) \times 10^{-12} \text{ cm}^2 ,$$

la transmission est égale à $\tau = (0{,}153 \pm 0{,}005)$, et la relation (3) donne :

$$\bar{\lambda} = (6 \pm 5) \times 10^{-8} \text{ cm} .$$

Ces valeurs sont notablement plus faibles que celles obtenues par Quere dans le cas des dislocations rectilignes, ainsi que nous le prévoyions au paragraphe 1.

Un calcul direct de la variation de λ avec d, tenant compte des déplacements atomiques autour d'une boucle, serait très difficile. Nous nous contenterons d'une loi semi-empirique de la forme :

$$\lambda(d) = \lambda_\infty \cdot \frac{d}{d + d_0} ,$$

où d_0 est égal à environ $2{,}5 \times 10^{-5}$ cm. Cette relation, discutée par Quere [12], a le mérite de reproduire les deux comportements extrêmes de λ évoqués au paragraphe 1 :

i) pour de petites boucles, λ est proportionnel à d;
ii) pour des boucles de grand diamètre, λ tend vers la valeur asymptotique λ_∞ donnée par (1).

En conclusion, nos expériences confirment que, à longueurs égales, une boucle décanalise beaucoup moins qu'une dislocation rectiligne, le rapport entre les sections efficaces pouvant largement dépasser l'ordre de grandeur. Elles permettent d'autre part de déterminer simplement le domaine de stabilité en température et l'enthalpie d'évaporation des boucles de dislocation.

Nous remercions M. Y. Quere pour ses nombreuses suggestions tout au long de ce travail, M. G. Desarmot qui a mis à notre disposition son ensemble de comptage des particules canalisées, et Mme N. Housseau qui s'est chargée du délicat travail de microscopie électronique.

Bibliographie

[1] Tseng, W. F., Gyulai, J., Lau, S. S., Roth, J., Koji, T. et Mayer, M., *Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Ion Beam Analysis*, Washington (1977).
[2] Quere, Y., *J. Physique* **29** (1968) 215.
[3] Quere, Y., *Ann. Phys.* **5** (1970) 105.
[4] Leteurtre, J., Housseau, N. et Quere, Y., *J. Physique* **32** (1971) 205.
[5] Foti, G., Picraux, S. T., Campisano, S. U., Rimini, E. et Kant, R. A., *Proc. of the Intern. Conf. on Ion Implantation*, Boulder (1976).
[6] Desarmot, G., Rapport CEA-R-4795 (1976).
[7] Chalant, G., Note CEA-N-1902 (1976).
[8] Silcox, J. et Whelan, W. J., *Philos. Mag.* **5** (1960) 1.
[9] Volin, T. E. et Balluffi, R. W., *Phys. Status Solidi* **25** (1968) 163.
[10] Seeger, A., *J. Less-Common Met.* **28** (1972) 387.
[11] Mory, J., Rapport CEA-R-4745 (1976).
[12] Quere, Y., *Radiat. Eff.* **38** (1978) 131.