

N° d'ordre : 1175

50376
1984
133

50376
1984
433

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

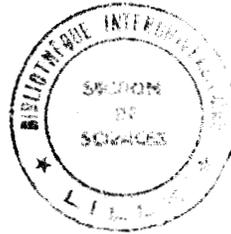
pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE DES MATERIAUX

par

Abdelilah FARESS



MECANISMES DE DEFORMATION DANS L'ALLIAGE Cu_3Pd A ANTIPHASES PERIODIQUES

Soutenue le 05 juillet 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du jury :	Monsieur	B. ESCAIG	Président
	Monsieur	G. VANDERSCHAEVE	Rapporteur
	Monsieur	J. FOCT	Examineur
	Madame	N. CLEMENT	Examineur

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

A mon Père,
A ma Mère,
A tous les miens.

Cette étude a été effectuée à l'Université des Sciences et Techniques de Lille dans le laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide (L.A. C.N.R.S. 234).

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à son Directeur, Monsieur le Professeur B. ESCAIG, qui m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur J. FOCT, Professeur à l'Université de Lille I, et à Madame N. CLEMENT, chargée de recherches au C.N.R.S. à l'Université de Toulouse, d'avoir accepté de participer au jury.

Ce travail a été mené sous la direction de Monsieur G. VANDERSCHAEVE, je tiens à lui témoigner toute ma gratitude pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée, et rend hommage à la disponibilité et la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Mes remerciements vont également à tous mes collègues du laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée.

Je remercie enfin, Madame TAHON qui s'est chargée avec goût et compétence de la dactylographie du manuscrit, Monsieur RAFFAUD pour la réalisation des figures et le personnel de l'atelier de photocopie de l'U.E.R. de Physique Fondamentale pour l'impression du texte.

S O M M A I R E

CHAPITRE I :	Introduction	1
CHAPITRE II :	Structure de l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$	5
II-1 :	Diagramme de phase	
II-2 :	Structure de l'alliage étudié	
II-2-1 :	Convention de représentation de cette structure	
II-2-2 :	Structure en domaines	
II-3 :	Diagrammes de diffraction électronique	
II-4 :	Définition d'un état d'ordre	
CHAPITRE III :	Techniques expérimentales	13
III-1:	Préparation des éprouvettes de déformation	
III-1-1 :	Matériau	
III-1-2 :	Préparation des éprouvettes de déformation	
III-1-3 :	Traitements thermiques	
III-2:	Essais de compression	
III-3:	Observations en microscopie électronique	
III-3-1 :	Préparation des lames minces	
III-3-2 :	Caractérisation des défauts	
III-3-3 :	Mesure des largeurs de dissociation	
CHAPITRE IV :	Dissociation des dislocations dans les structures à anti-phases périodiques	24
IV-1:	Dissociation des superdislocations dans la structure L1_2	
IV-1-1 :	Tétraèdre de Thompson	
IV-1-2 :	Les différents types de défauts	
IV-1-3 :	Modes de dissociation dans la structure L1_2	
IV-1-4 :	Glissement dévié dans les plans du cube	

IV-2 : Dissociation des dislocations dans les structures à antiphases périodiques

IV-2-1 : Etude structurale

IV-2-1-1 : Influence de la présence des parois d'antiphase périodiques sur l'arrangement atomique des atomes B dans les plans {111}

IV-2-1-2 : Caractérisation des fautes créées par les dislocations unitaires

IV-2-2 : Configuration d'équilibre d'une paire de dislocations

IV-3 : Analyse d'une procession de dislocations

IV-3-1 : Etude géométrique

IV-3-2 : Observations en microscopie électronique

IV-3-3 : Commentaires

IV-4 : Propagation des dislocations à travers les différents domaines

CHAPITRE V : Mécanismes de déformation

55

V-1 : Aspects macroscopiques : variation de la limite élastique (Y) et du taux de consolidation (θ) en fonction de la température

V-1-1 : Variation de la limite élastique avec la température

V-1-2 : Influence de la vitesse de déformation sur la limite élastique

V-1-3 : Variation du taux de consolidation avec la température

V-2 : Aspects microscopiques : microstructure de déformation

V-3 : Conclusion

CONCLUSION

70

ANNEXE : Evaluation de l'énergie de paroi d'antiphase de déformation en fonction de l'état d'ordre

72

REFERENCES

80

CHAPITRE I - INTRODUCTION

Un certain nombre d'alliages ordonnés possèdent une structure à antiphases périodiques, qui dérive de la structure $L1_2$ par un empilement régulier, de période moyenne M , de parois d'antiphase dans les plans $\{001\}$. Puisque la direction de la "longue période" peut adopter avec une égale probabilité les trois directions $\langle 001 \rangle$, il en résulte une structure en domaines, dont les interfaces sont des parois de macles d'ordre, caractérisées par les opérations de symétrie cristalline perdues au cours de la transition désordre - ordre.

Comme dans d'autres alliages ordonnés où la transformation désordre - ordre s'effectue avec un changement de symétrie cristalline, le glissement plastique de ces alliages pose la question du franchissement des frontières de domaine par les dislocations. En effet, les orientations relatives de la structure cristalline et du vecteur de Burgers sont différentes dans chaque domaine, et une superdislocation parfaite dans un domaine ne l'est généralement plus dans le domaine voisin : elle traîne alors dans son sillage une faute d'ordre qui perturbe l'environnement "chimique" des atomes du plan de glissement.

Une étude précédente [1] a montré l'importance du mode de dissociation des dislocations dans les mécanismes élémentaires qui contrôlent leur propagation. Les deux paramètres essentiels qui gouvernent la déformation plastique de ces alliages sont, d'une part, les valeurs relatives de l'énergie de la faute d'empilement géométrique et de l'énergie de faute d'ordre et, d'autre part, la séparation moyenne des parois d'antiphase périodiques.

Dans notre étude, qui s'inscrit dans la continuité de l'étude précédente, nous nous sommes principalement attachés à préciser la nature des mécanismes de déformation dans l'alliage Cu_3Pd , où la périodicité des antiphases est relativement élevée ($M \approx 7,6$). Pour cela, nous

avons suivi l'évolution du comportement plastique avec la température, tant à l'échelle macroscopique (variation de la limite élastique et du taux de consolidation) qu'à l'échelle microscopique (étude des microstructures de déformation par microscopie électronique en transmission).

La variation avec la température des paramètres mécaniques avait été auparavant étudiée par Yasyreva et Yakovleva [2]. Leurs résultats, qui sont assez différents de ceux que nous reportons dans ce mémoire, sont reproduits sur la figure I-1. Ces auteurs attribuent les pics de limite élastique et de taux de consolidation à une transition entre un glissement des dislocations dans les plans {111} et un glissement dans les plans {001}. Une telle transition est en effet observée dans certains alliages ordonnés de structure $L1_2$ (sans antiphases périodiques) et a pour origine un blocage des dislocations dans les directions vis, dû au glissement dévié dans les plans {001}, où l'énergie de faute d'ordre est plus faible [3].

Les conclusions de Yasyreva et Yakovleva ne sont étayées par aucune caractérisation à l'échelle microscopique de la microstructure de déformation. Dans un premier temps, nous avons voulu déterminer si le glissement dévié des dislocations dans les plans {001} jouait un rôle dans les mécanismes de déformation de l'alliage Cu_3Pd . Nos résultats sont en désaccord avec ceux mentionnés ci-dessus : d'une part l'évolution des paramètres macroscopiques avec la température de déformation ne présente pas de pic important; d'autre part, nous n'avons pas observé, dans nos échantillons déformés à basse température, une orientation préférentielle des dislocations.

Le second chapitre de cette thèse est consacré à l'étude structurale de l'alliage Cu_3Pd : nous y décrivons la structure et le diagramme de phase, puis les diagrammes de diffraction électronique; nous discutons enfin de la caractérisation de l'état d'ordre dans ce type d'alliage.

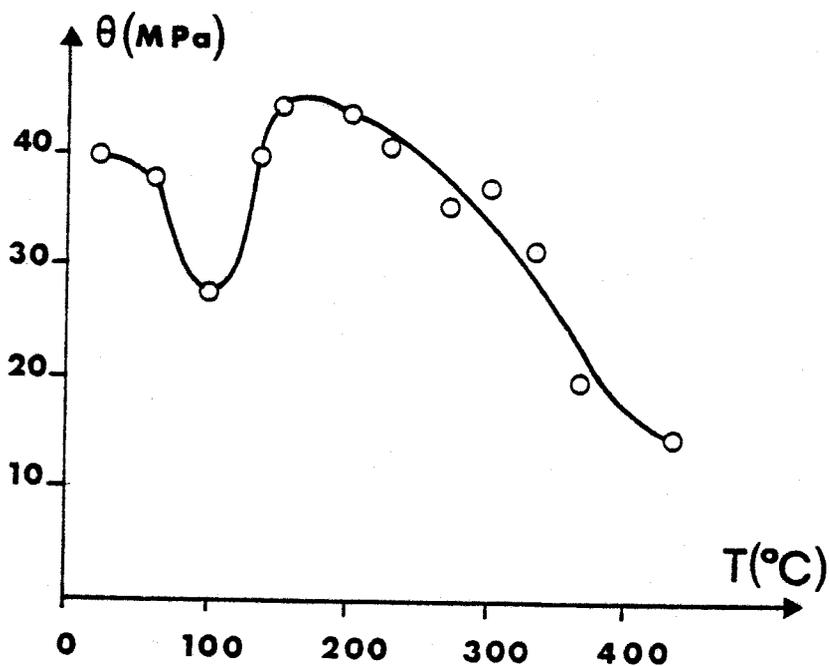
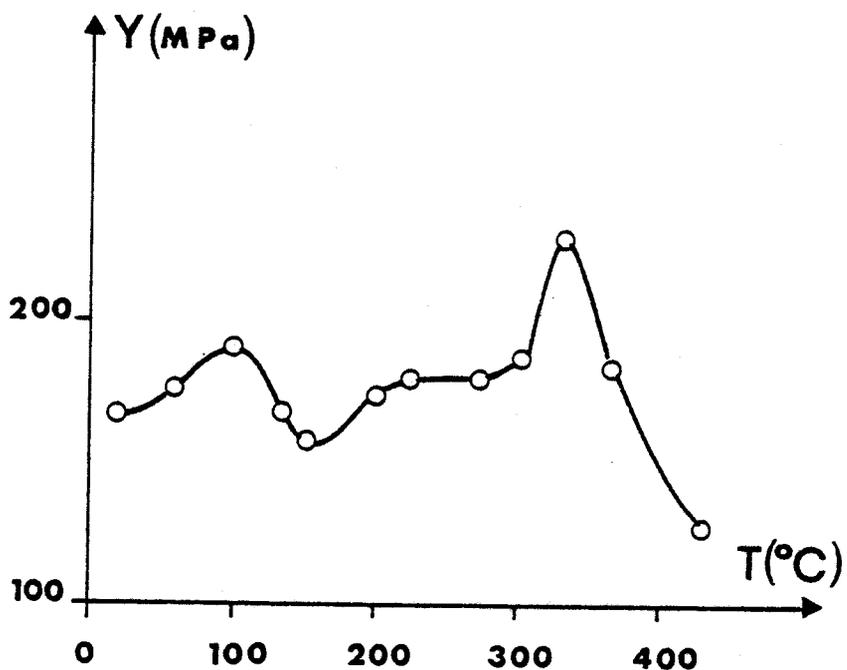


FIGURE I-1 : Variation de la limite élastique (Y) et du taux de consolidation (θ) de l'alliage Cu_3Pd avec la température (d'après [2]).

Les méthodes expérimentales de préparation d'éprouvettes de déformation et de lames minces observables en microscopie électronique sont décrites au chapitre III.

L'étude détaillée de la dissociation des dislocations dans les structures à antiphases périodiques, à grande valeur de M , est présentée au chapitre IV. Nous étudions tout d'abord la configuration d'équilibre d'une paire de dislocations isolée, ce qui nous permet de déterminer les énergies de paroi d'antiphase et de discuter de la variation des paramètres d'ordre avec la température; puis nous considérons les paires de dislocations dans une procession et nous montrons que les configurations observées s'interprètent aisément si l'on considère la tension de surface effective qui agit sur chaque dislocation partielle.

Le chapitre V est consacré à l'évolution des paramètres de déformation avec la température, tant à l'échelle macroscopique (paramètres mécaniques) qu'à l'échelle microscopique (paramètres structuraux). La décroissance du taux de consolidation au-dessus de 450 K est attribuée à une forte diminution de l'énergie de paroi d'antiphase avec la température.

CHAPITRE II - STRUCTURE DE L'ALLIAGE $\text{Cu}_3 \text{Pd}$

En dessous d'une température critique de transition et dans un domaine de composition bien défini, certains alliages ordonnés, tel que l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$, possèdent une structure ordonnée à antiphases périodiques. Cette structure peut être décrite à partir de la structure $L1_2$ (structure type $\text{Cu}_3 \text{Au}$) par un cisaillement périodique, de vecteur $\frac{1}{2} \langle 011 \rangle$, tous les M plans {001}. Par exemple, la figure II-1 représente schématiquement la structure à antiphases périodiques d'un alliage A_3B pour lequel $M = 2$.

Dans ce chapitre, nous décrivons le diagramme de phase et la structure de l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$ que nous avons étudié, puis nous montrons comment les parois d'antiphase périodiques influent sur les diagrammes de diffraction électronique; pour terminer nous discutons de la définition d'un paramètre d'ordre à longue distance dans ce type d'alliage.

II-1 : DIAGRAMME DE PHASE

Ainsi que l'ont mentionné en 1955 Schubert et Coll.[4], trois phases ordonnées, de structures déduites de la structure $L1_2$, existent dans les alliages Cuivre Palladium entre 11 et 28 at % Pd. A partir d'observations en diffraction électronique sur lames minces et en diffraction de rayons X par la méthode de Debye - Scherrer, Soutter et Coll. [5] proposent le diagramme de phase schématique reproduit figure II-2 en tenant compte de la détermination ultérieure de la frontière entre les domaines d'existence de la phase α' (de structure $L1_2$) et α''_1 (structure à antiphases périodiques monodimensionnelles), faites par Guymont et Gratias [6]. La phase α''_2 possède une structure à antiphases périodiques bidimensionnelles [5,7]. Soutter mentionne également l'existence d'une troisième phase métastable α'''_1 , à antiphases périodiques non conservatives, qui se forme lors de l'apparition ou de la disparition de la phase α''_2 . La phase désordonnée α , stable aux températures élevées, est de structure cubique à faces centrées.

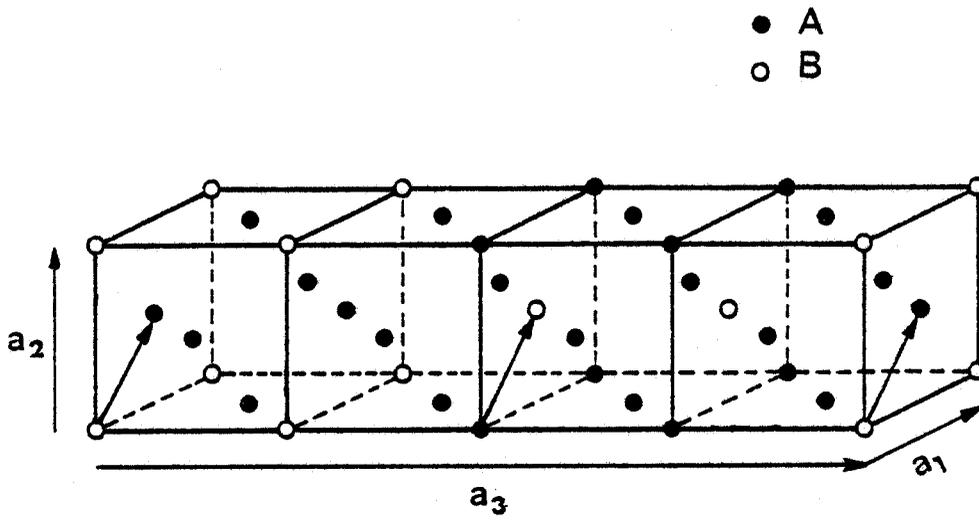


FIGURE II-1 : Maille élémentaire correspondant à $M = 2$

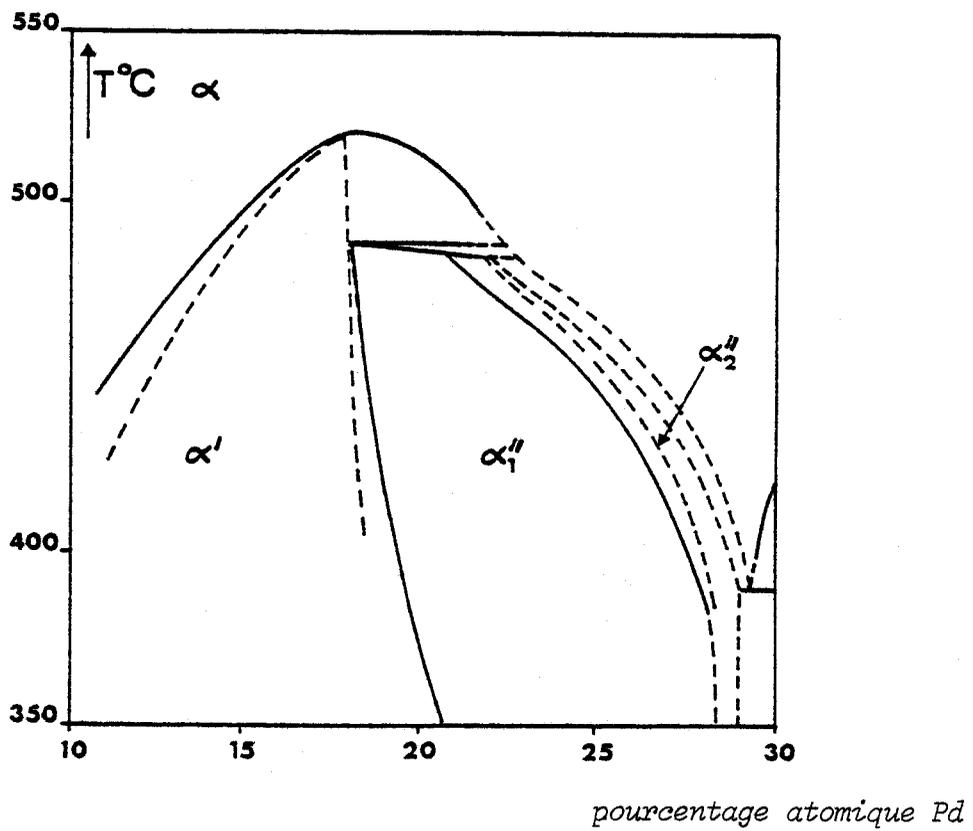


FIGURE II-2 : Diagramme de phase Cu-Pd

II-2 : STRUCTURE DE L'ALLIAGE ETUDIE

Dans la structure à antiphases périodiques monodimensionnelles (phase α_1'), la périodicité M des parois d'antiphase varie de façon continue en fonction de la concentration en Palladium; elle ne dépend pas de la température ou du temps de recuit [5]. Pour l'alliage étudié (Cu 20,3 at % Pd) la périodicité M , déterminée par diffraction et microscopie électronique, est $M \approx 7,6$ [8]. Cette valeur non entière provient du fait que, dans cet alliage, les frontières d'antiphase ne sont pas planes : elles sont sinueuses, fluctuant autour d'une valeur moyenne.

Le paramètre a , de la structure à antiphases périodiques, varie de 0,3679nm pour 18,5 at % Pd à 0,3703nm pour 25 at % Pd [4].

L'apparition de la phase ordonnée à antiphases périodiques (de structure quadratique) provoque une légère contraction (inférieure à 1%) de la maille cubique [9], dans la direction perpendiculaire à ces antiphases.

II-2-1 : CONVENTION DE REPRESENTATION DE CETTE STRUCTURE

Par souci de simplification, nous avons choisi d'indexer directions et plans cristallographiques par rapport à la maille élémentaire cubique. Ainsi, les plans de glissement (qui sont bien sûr les plans denses de la structure) seront toujours indexés $\{111\}$. Cette convention a l'avantage de garder les mêmes indices cristallographiques aux plans et directions, quels que soient la valeur de M et le domaine considéré dans le cristal; ceci car l'indexation se fait par rapport à la maille élémentaire de la structure désordonnée.

II-2-2 : STRUCTURE EN DOMAINES

Lorsque l'ordre apparaît dans cet alliage, des petits domaines ordonnés croissent en différents points du cristal aux dépens de la

matrice désordonnée. Leur taille ne dépend que de la température et du temps de recuit.

Un domaine est une région du cristal où la superpériode a une direction donnée; aux trois directions $[100]$, $[010]$ et $[001]$ correspondent les trois domaines possibles.

Quand ces domaines entrent en contact, les interfaces résultantes sont des imperfections bidimensionnelles du cristal ordonné : défauts d'ordre. Ces défauts ne modifient pas l'emplacement des sites atomiques, ils perturbent par contre l'environnement chimique des divers types d'atomes.

On distingue deux types d'interface :

- parois de macle d'ordre (ou parois d'orientation) qui limitent deux domaines où les parois d'antiphase périodiques sont situées dans deux types de plans $\{001\}$ différents.

- parois d'antiphase thermiques (ou parois de translation) qui séparent deux variantes où les parois d'antiphase périodiques ont la même orientation.

La propagation des dislocations dans le cristal est affectée par la présence de ces défauts d'ordre. Ces derniers jouent alors un rôle dans le comportement plastique de ce type d'alliage.

II-3 : DIAGRAMMES DE DIFFRACTION ELECTRONIQUE

La présence des parois d'antiphase périodiques modifie considérablement les diagrammes de diffraction électronique. Comme nous l'explicitons ci-dessous, l'orientation et la périodicité M de ces parois peuvent être déduites des diagrammes de diffraction.

La formation d'une structure ordonnée de type $L1_2$ se traduit sur les diagrammes de diffraction, par l'apparition de réflexions d'in-

dices hkl mixtes qui sont normalement interdites pour la structure désordonnée cubique à faces centrées. Ces réflexions sont appelées réflexions de surstructure (ou réflexions d'ordre).

La présence des parois d'antiphase périodiques se manifeste dans ces diagrammes par l'apparition de séries symétriques de réflexions fines, à la place de certaines réflexions de surstructure [10]. On les appelle réflexions supplémentaires d'antiphase; elles sont alignées perpendiculairement à la direction d'antiphase, ce qui permet de déduire l'orientation de celle-ci dans les différents domaines [11]. Si les parois d'antiphase sont perpendiculaires à la direction \vec{a}_3 , la réflexion de surstructure $[hkl]^*$ ($h + k$ impair) est remplacée par une rangée de réflexions supplémentaires d'antiphase $[h k l \pm \frac{n}{2M}]^*$. La périodicité des parois d'antiphase M peut être obtenue par mesure directe, sur le diagramme de diffraction, de l'intervalle entre les réflexions supplémentaires (leur séparation est inversement proportionnelle à M).

La figure II-3 est une représentation schématique de l'espace réciproque, pour une valeur hypothétique de M , où les antiphases périodiques sont perpendiculaires à la direction $[001]$ (seule les réflexions supplémentaires d'antiphase d'ordre 1 sont indiquées). Le diagramme de diffraction correspondant à l'alliage $Cu_3 Pd$ étudié ($M \approx 7,6$) est représenté figure II-4.

L'intensité des réflexions supplémentaires d'antiphase décroît rapidement quand n augmente; généralement seules les réflexions supplémentaires jusqu'à l'ordre 3 sont encore observables.

II - 4 : DEFINITION D'UN ETAT D'ORDRE

Dans ce qui précède, il est supposé implicitement que la structure à antiphases périodiques est parfaitement ordonnée, c'est-à-dire qu'un atome d'un type donné occupe un site précis. Toutefois (et en particulier à haute température), il peut exister un certain désordre et il est nécessaire de décrire l'état d'ordre de l'alliage en termes de probabilités d'occupation des sites.

- réflexions fondamentales
- réflexions de surstructure
- réflexions supplémentaires

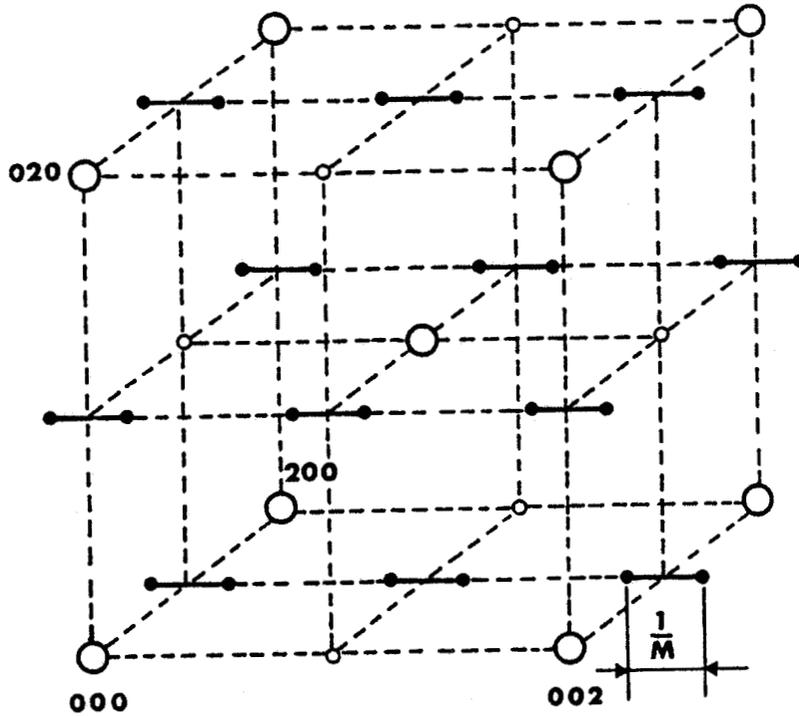


FIGURE II-3 : Schéma de l'espace réciproque

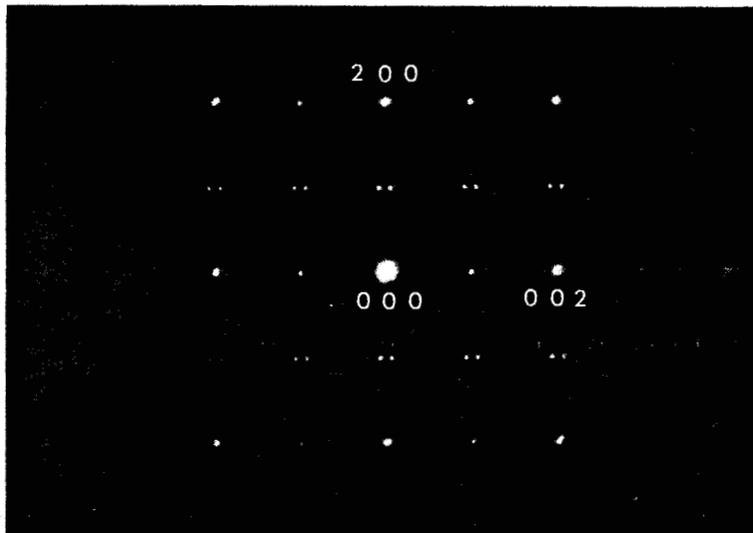


FIGURE II-4 : Diagramme (010)☆

Dans les alliages ordonnés sans antiphases périodiques, l'état d'ordre peut être décrit par le paramètre d'ordre à longue distance de Bragg-Williams [12]. Par exemple, pour un alliage binaire à deux types de sites α et β , préférentiellement occupés par les atomes A et B, respectivement, ce paramètre est défini par :

$$S = P_A(\alpha) - P_A(\beta) = P_B(\beta) - P_B(\alpha)$$

où $P_M(\eta)$ représente la probabilité d'occupation du site η par l'atome M.

Dans le cas d'un alliage stoechiométrique, ce paramètre varie de 0 à 1, du désordre complet à l'ordre parfait. Dans un alliage non stoechiométrique, les atomes en excès occupent des sites qui ne leur sont pas habituellement réservés et la valeur maximale du paramètre d'ordre est inférieure à 1.

Le paramètre défini précédemment est insuffisant pour décrire l'état d'ordre dans une structure à antiphases périodiques, si l'on ne considère que les sites α et β relatifs à la structure $L1_2$; il devient en effet nul pour une structure à antiphases périodiques "parfaite" [13].

Certains auteurs [14] proposent de décrire l'état d'ordre dans ce type d'alliage par deux paramètres S et S_p . Le premier paramètre (S) est le paramètre de Bragg-Williams défini précédemment. Le second paramètre (S_p) décrit l'état d'ordre dans les plans mixtes parallèles aux parois d'antiphase périodiques (cf. Annexe).

La variation avec la température de ces deux paramètres a été étudiée pour l'alliage $Ag_3 Mg$ ($M = 2$) en suivant l'évolution de l'intensité des réflexions de surstructure et supplémentaires [14]. S_p est légèrement inférieur à S (la différence relative maximale est de 2% pour $\frac{T}{T_c} = 0,98$), ce qui signifie que les plans mixtes se désordonnent un peu plus rapidement que la structure moyenne. De même, Okamura [15] mentionne que le désordre s'effectue préférentiellement dans les plans mixtes pour l'alliage Cu 25,8 at % Pd.

Nous montrons également, en comparant l'énergie des différentes parois d'antiphase de déformation (chapitre IV), que S et S_p gardent toujours une valeur comparable quelles que soient les conditions de température et de traitement thermique.

Un paramètre d'ordre moyen est donc suffisant pour décrire l'évolution avec la température des caractéristiques de la déformation.

CHAPITRE III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Ce chapitre est consacré à la procédure expérimentale utilisée. Nous présentons tout d'abord les diverses étapes de préparation des échantillons. Nous décrivons ensuite les essais de déformation par compression et nous explicitons la méthode de dépouillement. Nous terminons ce chapitre par la présentation de la technique permettant d'obtenir des lames minces observables en microscopie électronique et par le rappel des règles de caractérisation des dislocations et des fautes d'empilement par microscopie électronique.

III - 1 - PREPARATION DES EPROUVETTES DE DEFORMATION

III-1-1 : MATERIAU

Un lingot polycristallin de $\text{Cu}_3 \text{Pd}$, de forme cylindrique, nous a été fourni par Cristal - Tec (C.E.N. Grenoble). Sa composition atomique en Palladium est de 20,3 at % (30% en poids). La dimension des grains est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre.

III-1-2 : PREPARATION DES EPROUVETTES DE DEFORMATION

Le lingot polycristallin $\text{Cu}_3 \text{Pd}$ a été découpé à la scie diamantée Isomet (Buehler) en éprouvettes de forme parallépipédique. Leurs dimensions approximatives sont $10 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$, de façon à réaliser un rapport $\frac{l^2}{S}$ voisin de 10 à 12 (l : longueur de l'éprouvette, S : section) compromis entre flambage (longueur trop grande) et déformation trop hétérogène (section trop importante).

Après les traitements thermiques décrits ci-dessous, les éprouvettes de déformation sont polies mécaniquement avec du papier abrasif (grain 1000). Afin d'enlever la couche écrouie, elles subissent

ensuite un polissage électrolytique. Ce polissage est effectué au Disa-Electropol (Struers); tension d'utilisation 12 à 15 Volts. L'électrolyte est un mélange de 80 cm³ d'acide acétique et 5 cm³ d'acide perchlorique.

III-1-3 : TRAITEMENTS THERMIQUES

Il existe principalement deux méthodes pour introduire de l'ordre à longue distance dans un échantillon désordonné :

- soit par refroidissement lent à partir d'une température supérieure à la température critique T_C (égale à 490°C pour notre alliage).

- soit par recuit isotherme à une température inférieure à T_C .

Pour nos traitements de mise en ordre, nous employons la deuxième méthode. Les échantillons sont placés dans des ampoules de quartz ou de pyrex (selon la température de recuit) scellées sous atmosphère inerte.

Nous distinguons deux séries d'échantillons A et B pour nos manipulations de déformation. Les traitements thermiques qu'ils ont subis sont :

- pour la série A : un recuit d'homogénéisation à 1000°C pendant un jour (suivi d'un refroidissement brutal dans l'eau à 15°C), puis un recuit à 455°C pendant 7 jours.

- pour la série B : un recuit à 455°C pendant 7 jours, suivi d'un refroidissement lent jusqu'à 200°C à raison de 15°C par semaine (recuit d'une durée de quatre mois).

Le premier traitement a été effectué selon les données de Guymont et Gratias [6] afin d'obtenir une structure ordonnée avec des domaines relativement grands. Les résultats des expériences de déformation plastique, effectuées sur ces échantillons, étant sensiblement différents de ceux reportés précédemment par Yasyreva et Yakovleva [2] (Cf. chapitre V), nous avons alors choisi une procédure de recuit (série B) analogue à celle employée par ces auteurs (refroidissement lent de 500°C à 270°C à raison de 2° par jour).

Les observations en microscopie électronique montrent que les deux traitements thermiques que nous avons utilisés conduisent à des structures en domaines relativement semblables (figure III-1). Toutefois, ils aboutissent probablement à des états d'ordre légèrement différents (Cf. Chapitre IV).

III - 2 : ESSAIS DE COMPRESSION

Les essais de compression sont effectués sur une machine Instron type T.T.D.M.L. de charge maximale cinq tonnes. Le montage de compression est un montage inversé : le plateau inférieur est fixe et relié à la cellule de mesure de la force; le plateau supérieur est mobile et solidaire de la traverse. Un tel montage permet d'effectuer des expériences à différentes températures [16].

Afin d'étudier le comportement plastique du matériau en fonction de la température, nous procédons de la manière suivante :

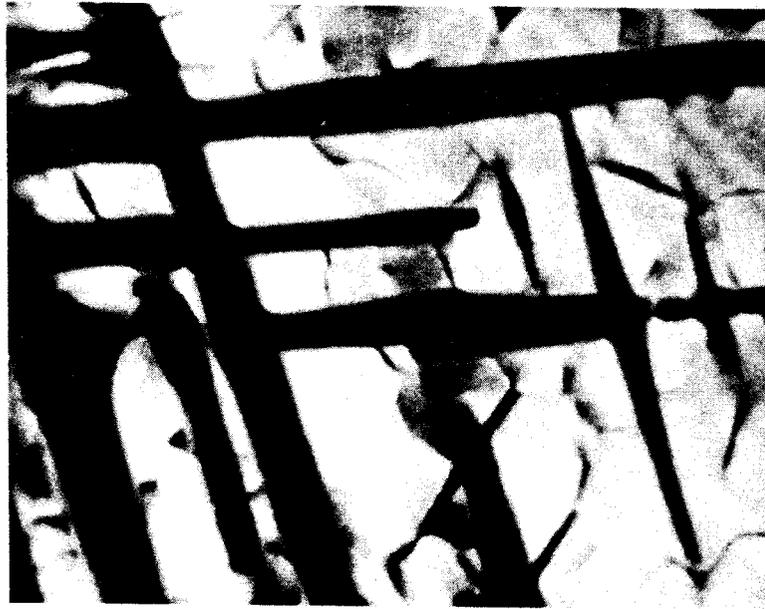
- pour les essais à une température supérieure à la température ambiante, le chauffage de l'ensemble (échantillon et plateaux de compression) est assuré par un four tubulaire Adame1, relié à une régulation de la température.

- pour les essais réalisés au-dessous de la température ambiante, l'échantillon et les plateaux de compression sont plongés dans un bain réfrigérant : Azote liquide pour les mesures à 77 K ou Isopentane refroidi par un courant d'azote liquide pour les mesures à une température supérieure à 120 K.

L'extrémité d'un thermocouple, placée au niveau de l'éprouvette, donne la température de l'échantillon à chaque instant.

La déformation d'un échantillon se traduit par une courbe donnant la force F exercée sur les têtes de l'échantillon en fonction de la variation de la longueur de celui-ci Δl , $F = f(\Delta l)$. Δl est défini en tenant compte de la déformation élastique due à l'ensemble machine et montage de compression :

$$\Delta l = \Delta l_T - \Delta l_M$$



a

0,5 μ m



b

FIGURE III-1 : *Morphologie des domaines*

a - série A

b - série B

Δl_T est la variation de longueur totale (échantillon et montage)

Δl_M est la variation de longueur du montage

Pour déterminer Δl_M , les plateaux de compression sont simplement mis en contact et la déformation enregistrée.

A partir de la courbe $F = f(\Delta l)$, on calcule une contrainte et une déformation apparentes, σ_a et ϵ_a :

$$\sigma_a = \frac{F}{S_0} \quad \text{et} \quad \epsilon_a = \frac{\Delta l}{l_0}$$

S_0 est la section initiale de l'éprouvette

l_0 est la longueur initiale de l'éprouvette

Ces couples de valeurs constituent la courbe de déformation apparente; en toute rigueur, on doit rapporter la contrainte et la déformation aux dimensions instantanées de l'éprouvette qui varient au cours de l'essai. On définit donc une contrainte réelle $\sigma = \frac{F}{S}$ et une déformation réelle $\epsilon = \frac{\Delta l}{l}$: S et l représentent la section et la longueur réelles de l'éprouvette à un instant donné. On peut établir des relations liant les paramètres σ_a , ϵ_a , σ et ϵ dans l'hypothèse où il y a conservation du volume au cours de la déformation [17].

$$S_0 l_0 = S l = S (l_0 - \Delta l)$$

il s'ensuit :

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{F}{S_0} \left(1 - \frac{\Delta l}{l_0}\right) = \sigma_a (1 - \epsilon_a)$$

$$d\epsilon = \frac{dl}{l} \text{ d'où } \epsilon = \left| \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} \right| = \left| \ln\left(1 - \frac{\Delta l}{l_0}\right) \right| = \left| \ln\left(1 - \frac{\Delta l}{l_0}\right) \right| = \left| \ln(1 - \epsilon_a) \right|$$

Ces corrections sont faibles, car les déformations effectuées sont faibles (déformation de l'ordre de 2 à 7%).

Les échantillons polycristallins sont déformés en compression à différentes températures. La vitesse de déplacement de la traverse mobile de la machine Instron est choisie de façon à ce que la vitesse

de déformation soit de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ pour les deux séries d'échantillons. Quelques échantillons ayant subi le traitement thermique A sont déformés à une vitesse dix fois plus grande (série A').

Les caractéristiques mécaniques relevées des courbes $\sigma = f(\epsilon)$ (on a tenu compte des corrections mentionnées ci-dessus pour tracer les courbes $\sigma = f(\epsilon)$) sont la limite élastique et le taux de consolidation (figure III-2). La limite élastique Y est définie comme étant la valeur de la contrainte à partir de laquelle on constate un changement de pente (ce qui correspond à la limite de proportionnalité entre la contrainte et la déformation). Le taux de consolidation θ est défini dans le domaine plastique par la relation : $\theta = \frac{d\sigma}{d\epsilon}$. Les courbes de variation de ces deux paramètres en fonction de la température sont reportées au chapitre V, selon le traitement thermique des différentes éprouvettes.

III - 3 : OBSERVATIONS EN MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

III-3-1 : PREPARATION DES LAMES MINCES

Des lames d'une épaisseur de 0,4 à 0,6mm, destinées aux observations par microscopie électronique en transmission, sont extraites des éprouvettes de compression par tronçonnage. Elles sont ensuite amincies mécaniquement à l'aide de papier abrasif (grain 1200) jusqu'à une épaisseur d'environ 0,1mm. L'amincissement final est effectué par polissage électrolytique en employant la méthode du double jet (appareil Struers-Tenupol). On obtient des lames percées d'un petit trou dont les bords sont en général assez minces pour être observables (leur épaisseur est inférieure ou de l'ordre de quelques dixièmes de micron). L'électrolyte est un mélange de 950 cm³ d'acide acétique et 50 cm³ d'acide perchlorique. Il est maintenu à la température de 16°C par une circulation d'eau à faible débit. La différence de potentiel appliquée entre l'échantillon et les cathodes est de 40 Volts. Elle a été choisie, ainsi que la vitesse de débit de la pompe et la sensibilité de la cellule photoélectrique après un grand nombre d'essais.

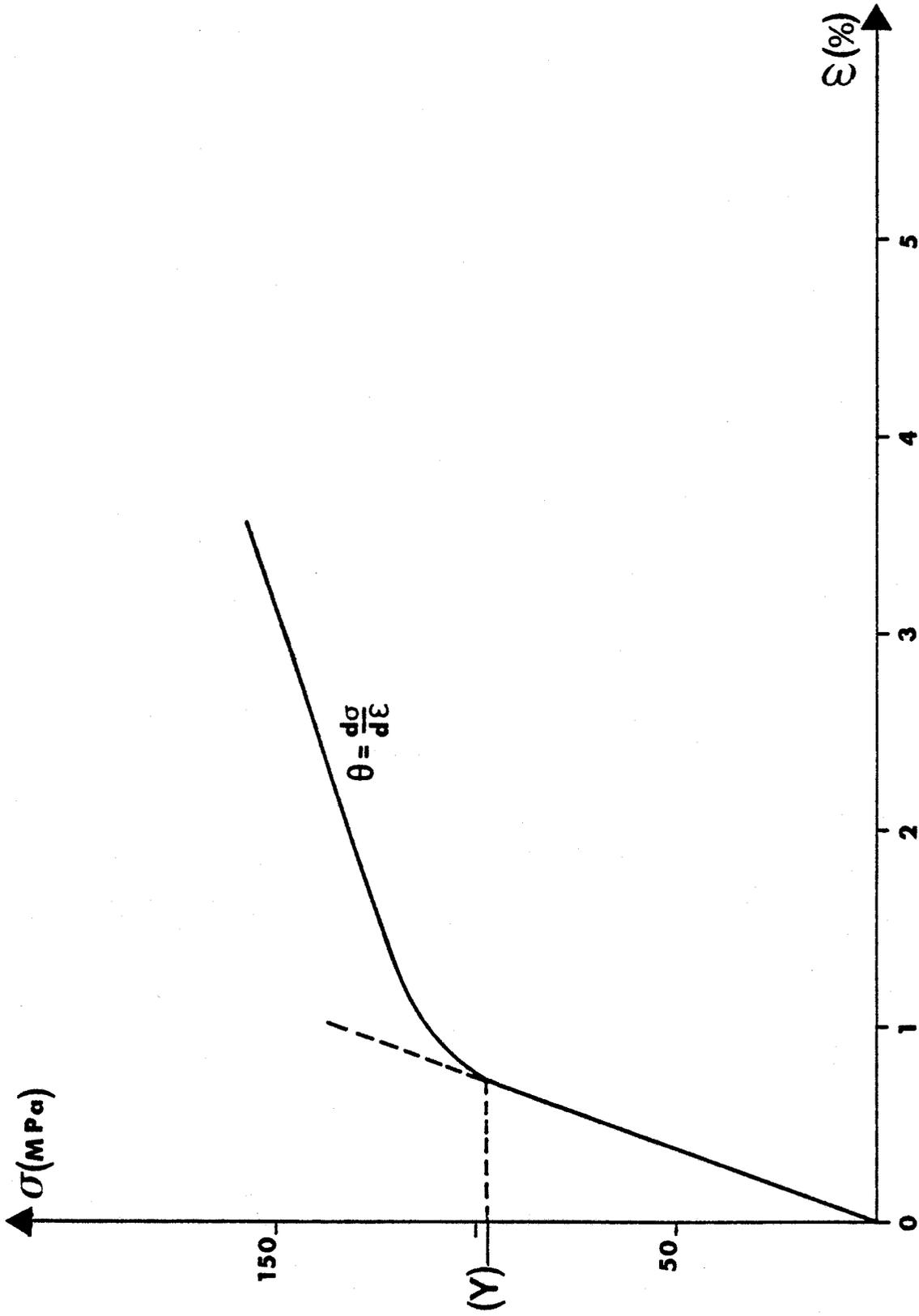


FIGURE III-2 : Courbe contrainte-déformation

III-3-2 : CARACTERISATION DES DEFAUTS

Afin de caractériser les défauts dus à la déformation, les lames minces sont observées au microscope électronique Philips EM 300 (100 KV), équipé d'une platine goniométrique. Le porte-objet utilisé est le porte-objet rotation - basculement qui permet l'orientation de la lame par rotation de 360° autour d'un axe parallèle au faisceau d'électrons et inclinaison de $\pm 45^\circ$ autour d'un axe perpendiculaire au précédent.

En règle générale, la caractérisation des dislocations s'effectue en utilisant le critère d'invisibilité :

$$\vec{g} \cdot \vec{b} = 0$$

Pour les dislocations partielles limitant une faute d'empilement isolée, ce critère est complété par les règles suivantes [18] :

$$\vec{g} \cdot \vec{b}_p = \pm \frac{1}{3} \quad \text{partielles invisibles (quel que soit } W_g)$$

$$\vec{g} \cdot \vec{b}_p = \pm \frac{2}{3} \quad \text{partielles visibles avec la restriction suivante :}$$

pour $\vec{g} \cdot \vec{b}_p = + \frac{2}{3}$ il y a visibilité quel que soit W_g alors que pour $\vec{g} \cdot \vec{b}_p = - \frac{2}{3}$ la partielle devient invisible pour W_g grand ($W_g \geq 0,7$).

avec \vec{g} : vecteur de diffraction

\vec{b} : vecteur de Burgers de la dislocation

\vec{b}_p : vecteur de Burgers de la dislocation partielle

$W_g : |s_g \cdot t_g|$: écart à la condition de Bragg (s_g : écart à l'interférence, t_g : distance d'extinction)

Comme nous le verrons plus en détail au chapitre suivant, une superdislocation (paire de dislocations) est formée de deux dislocations ordinaires parallèles, de même signe et situées dans le même plan de glissement. Elles sont reliées par une paroi d'antiphase (faute d'ordre). Les résultats des études de contraste sur les dislocations s'appliquent à chaque composante de la superdislocation; toutefois, la principale

source d'erreur provient de la confusion possible avec un dipôle. L'ambiguïté peut être levée en étudiant [19] :

- le signe du contraste oscillant au voisinage des surfaces : il est le même pour les deux dislocations dans le cas d'une superdislocation, alors qu'il est opposé dans le cas d'un dipôle.

- deux champs sombre $+\vec{g}$ et $-\vec{g}$: la distance entre les composantes d'une superdislocation est la même dans les champs sombres $+\vec{g}$ et $-\vec{g}$ contrairement au cas du dipôle.

La présence d'un défaut plan dans une lame mince engendre un système de franges parallèles sur l'image. La nature des franges extrêmes en champ clair ne dépend que de la valeur du déphasage $\alpha = 2\pi\vec{g} \cdot \vec{R}$ (si $\alpha \neq \pi$) [20,21], où \vec{R} est le vecteur déplacement de la partie inférieure du cristal par rapport à la partie supérieure. Les franges sombres sont caractéristiques de $\alpha = -\frac{2\pi}{3} \pmod{2\pi}$ et les franges claires de $\alpha = +\frac{2\pi}{3} \pmod{2\pi}$. α étant ainsi déterminé et \vec{g} donné par le cliché de diffraction, il est possible de remonter à \vec{R} et donc à la nature du défaut. L'inclinaison du défaut est généralement déterminée à l'aide d'un champ sombre [22,23]. On sait en effet que par suite de l'absorption anormale des ondes électroniques, les franges en champ clair et en champ sombre sont complémentaires à la surface de sortie des électrons et de même nature à la surface d'entrée [22,24].

Dans le cas où $\alpha = \pi$ (paroi d'antiphase), le système de franges est symétrique en champ clair et en champ sombre. Si s_g n'est pas trop grand, la nature des franges extrêmes dépend du signe de s_g [25].

Les parois d'antiphase ne sont détectables que si elles sont imagées à l'aide d'une réflexion de surstructure ou supplémentaire (le déphasage α est égale à $2n\pi$ pour les réflexions fondamentales). On n'observe en général que quelques franges sur l'image, en raison de la valeur élevée de la distance d'extinction correspondante.

Ces parois qui sont normalement éteintes pour les réflexions fondamentales, présentent parfois un faible contraste résiduel (un fin

système de franges); ceci est probablement dû à une relaxation du réseau au voisinage du défaut [1]. Un tel contraste se manifeste aussi sur les parois de déformation, comme on le verra au chapitre IV.

III-3- : MESURE DES LARGEURS DE DISSOCIATION

En plus de la caractérisation des dislocations et des fautes d'empilement, la microscopie électronique permet aussi d'estimer l'énergie des différents défauts créés au cours de la dissociation des dislocations [26]. Ainsi, l'énergie de faute d'ordre γ_0 (faute limitée par les deux dislocations ordinaires formant la superdislocation) peut être calculée à partir de la mesure directe de la largeur du ruban de faute. En effet, si on ne tient pas compte de la possible dissociation de ces dislocations en partielles de Shockley, l'énergie γ_0 est obtenue en égalant la force de répulsion entre les composants de la superdislocation et la tension de surface du défaut, si bien que l'on a :

$$\gamma_0 = \frac{\mu b^2}{2\pi r} \left(\cos^2 \phi + \frac{\sin^2 \phi}{1-\nu} \right)$$

r : largeur réelle de dissociation

μ : module de cisaillement

ν : coefficient de Poisson

ϕ : représente le caractère de la dislocation.

Une des causes d'erreur dans l'évaluation de cette énergie est l'imprécision dans la détermination de la largeur du ruban de faute, due au fait que les images sont assez larges (de l'ordre de $t_g/3$). Cet inconvénient peut être en grande partie surmonté en utilisant la technique des faisceaux faibles, développée par Cockayne [27] et qui permet d'obtenir des images très fines des dislocations.

Cette technique consiste à réaliser une image en fond noir en sélectionnant une réflexion ayant un paramètre de déviation très grand, tel que : $W_g = |t_g s_g| \gtrsim 5$ [28].

Pour déterminer la séparation réelle des dislocations dans le plan de faute, il faut tenir compte du déplacement de l'image de la dislocation par rapport à sa position réelle [29,30]. Pour une superdislocation, les images sont toutes deux décalées du même côté, mais leur séparation ρ n'est pas égale à la distance réelle entre les dislocations r ; du fait de la superposition des deux champs de déplacement relatifs à chaque dislocation [31,32]. Il est donc nécessaire de corriger la largeur mesurée sur l'image afin d'obtenir la largeur réelle du ruban de faute. Cette correction est telle que [33] :

$$\rho = (r^2 + 4/C^2)^{1/2} \text{ avec } C = \frac{-s_g}{\frac{g}{2\pi} (\vec{b} + \frac{b_c}{2(1-\nu)})}$$

\vec{b}_c : représente la composante coin du vecteur \vec{b}

Cette correction est très faible et l'imprécision en prenant simplement $\rho = r$ n'excède pas 2% pour $c.r \gg 10$.

Dans notre cas, l'obtention des images par la technique des faisceaux faiblement excités s'est avéré difficile. Ceci est sans doute dû au fait que l'on utilise un matériau polycristallin et que la plupart des dislocations sont inclinées par rapport au plan moyen de la lame mince. L'image de la dislocation est en effet perturbé par des contrastes supplémentaires tels que contraste oscillant,...

La plupart des déterminations d'énergie de faute (Cf. chapitre IV) ont donc été effectuées à partir d'images en champ clair, ceci en tenant compte des corrections géométriques de projection des dislocations inclinées sur le plan de glissement.

CHAPITRE IV - DISSOCIATION DES DISLOCATIONS DANS LES STRUCTURES A ANTIPHASES PERIODIQUES

Les mécanismes qui gouvernent la propagation des dislocations, et donc les propriétés mécaniques des alliages ordonnés à longue période, dépendent fortement du mode de dissociation et de la nature des défauts associés [1]. Il convient donc d'étudier en détail la dissociation des dislocations dans l'alliage Cu_3Pd ; c'est l'objet du présent chapitre.

Pour ce faire il est commode d'assimiler la structure à antiphases périodiques à une structure $L1_2$ comportant une distribution régulière de fautes d'ordre. Nous commençons donc par décrire les configurations d'équilibre des dislocations dans la structure $L1_2$, puis nous montrons comment l'introduction des parois d'antiphase périodiques peut modifier les résultats précédents. En particulier l'étude des modes de dissociation des paires de dislocations dans une procession permet de comparer l'énergie des différents défauts plans créés.

IV-1 : DISSOCIATION DES SUPERDISLOCATIONS DANS LA STRUCTURE $L1_2$

Dans cette structure la plus petite translation du réseau dans les directions denses est $\langle 011 \rangle$. Une superdislocation a donc pour vecteur de Burgers $\langle 011 \rangle$. Nous rappelons dans ce paragraphe les modes possibles de dissociation des superdislocations en utilisant la notation de Thompson [34].

IV-1-1- TETRAEDRE DE THOMPSON

Pour représenter géométriquement les vecteurs déplacement caractéristiques des défauts et les directions des différents vecteurs de

Burgers des dislocations dans la structure $L1_2$, il est commode d'utiliser le tétraèdre de Thompson construit à partir des sites du réseau cubique à faces centrées [34]. L'atome d'origine est appelé D et les atomes situés aux centres des faces sont appelés A, B, C dans le sens indiqué sur la figure IV - 1. Les arêtes du tétraèdre sont les vecteur du type $\frac{1}{2} \langle 011 \rangle$; $\vec{AB} = \frac{1}{2} [\bar{1}10]$, $\vec{BC} = \frac{1}{2} [\bar{1}01]$, $\vec{CA} = \frac{1}{2} [0\bar{1}1]$, etc... Les sommets A, B, C et D du tétraèdre se projettent en α, β, γ et δ sur les faces opposées correspondant respectivement aux plans $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $(1\bar{1}\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}1)$ et (111) , que l'on appelle généralement a, b, c et d. Ainsi les vecteurs $\pm \vec{A\delta}$, $\pm \vec{B\delta}$, $\pm \vec{C\delta}$ de type $\frac{1}{6} \langle 112 \rangle$ sont caractéristiques des déplacements possibles des atomes dans un plan (111) et sont les vecteurs de Burgers des différentes dislocations de Shockley limitant une faute d'empilement dans ce plan. De même, les vecteurs $\pm \vec{D\delta}$, par exemple, de type $\frac{1}{3} \langle 111 \rangle$ sont les vecteurs de Burgers des dislocations de Frank.

IV-1-2- : LES DIFFERENTS TYPES DE DEFAULTS

Les différents types de défauts qui peuvent résulter de la dissociation des dislocations dans la structure $L1_2$ sont les suivants :

i) Défaut d'empilement géométrique :

Un défaut d'empilement géométrique (ou défaut d'empilement de surstructure) est un défaut qui introduit une modification de l'empilement des plans compacts sans introduire de mauvaises liaisons entre atomes premiers et seconds voisins. Un tel défaut est bordé par les dislocations $\frac{1}{3} \langle 112 \rangle$.

ii) Faute d'ordre :

Une faute d'ordre (ou paroi d'antiphase) est un défaut qui ne modifie pas l'emplacement des sites atomiques mais perturbe par contre l'environnement chimique de chaque atome. Elle est limitée par les dislocations parfaites de la structure désordonnée que l'on appelle dislocations unitaires.

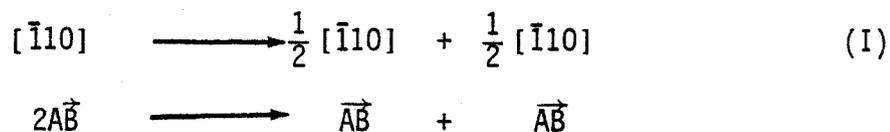
iii) Faute d'empilement complexe :

Une faute d'empilement complexe est un défaut qui introduit à la fois une modification de l'emplacement des sites atomiques et une perturbation de l'environnement chimique de chaque atome ; elle peut être donc décrite comme la superposition des défauts précédents. Un tel défaut est limité par les dislocations partielles $\frac{1}{6} \langle 112 \rangle$.

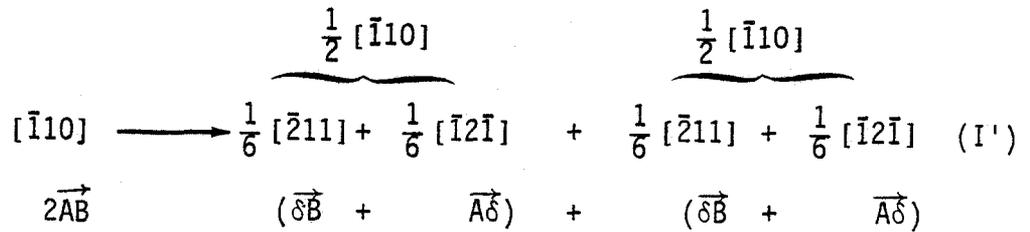
Il est communément admis que l'énergie superficielle de ce défaut (γ_C) peut être considérée comme étant la somme de l'énergie de la faute d'ordre (γ_0) et celle du défaut géométrique (γ_G). Yamaguchi et coll. [35] font cependant remarquer que l'énergie γ_G n'est pas égale à la différence $\gamma_C - \gamma_0$; la contribution à ces deux termes de l'interaction entre atomes troisièmes voisins (qui sont les premiers termes importants dans l'expression de γ_G) est en effet différente. Toutefois, dans la suite, nous considérons également que l'énergie superficielle d'une faute complexe est égale à la somme des énergies de la faute géométrique et de la faute d'ordre correspondante, ce qui ne constitue bien entendu qu'une première approximation.

IV-1-3- : MODES DE DISSOCIATION DANS LA STRUCTURE $L1_2$

Une des configurations d'équilibre possible de la superdislocation $\langle 011 \rangle$ consiste en une paire de dislocations unitaires limitant une paroi d'antiphase (paroi d'antiphase de cisaillement), selon par exemple la réaction :

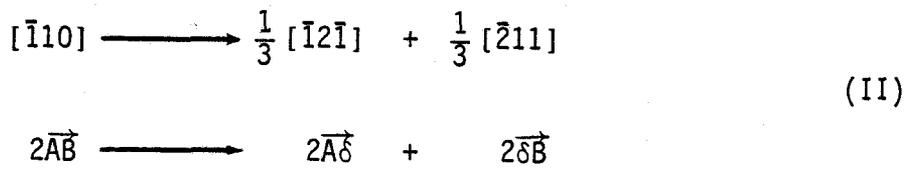


La dissociation des dislocations unitaires en partielles de Shockley crée un défaut d'empilement complexe. La configuration d'équilibre d'une superdislocation devient alors (figure IV-2-a) :

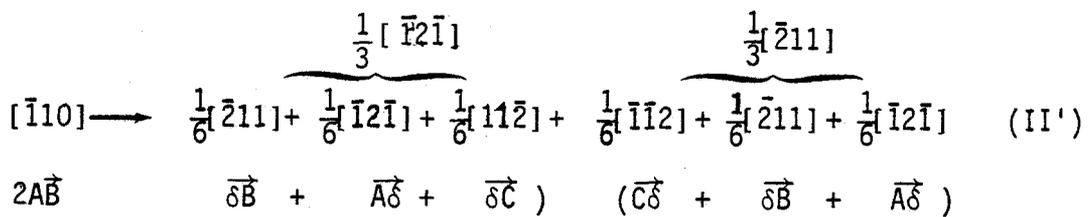


Il s'agit du schéma de dissociation proposé par Marcinkowski et Coll. [36,37].

Un second mode de dissociation des superdislocation a été proposé par Kear et Coll. [38,39] ; il conduit à la formation d'un défaut d'empilement géométrique. La configuration d'équilibre d'une superdislocation est alors la suivante :



chacune des superpartielles bordant la faute géométrique peut être formée de trois dislocations partielles de Shockley selon le schéma suivant (figure IV-2-b):



Suzuki et Coll. [40] ont défini un critère de stabilité respective des configurations I et II. La possibilité d'une dissociation des dislocations selon le mode II est très faible; en effet l'énergie d'équilibre E_{II} de la configuration II (ou II') peut être supérieure à l'énergie correspondante E_I de la configuration I (ou I'), même si γ_G est inférieure à γ_0 , car l'énergie élastique propre des superpartielles est supérieure

à celle des dislocations unitaires. De plus, l'un ou l'autre mode peut être favorisé selon le caractère de la superdislocation.

Notons que ce critère n'est valable que pour les configurations d'équilibre. Si la séparation des dislocations unitaires augmente sous l'effet d'une contrainte, la paroi d'antiphase peut être transformée en faute d'empilement géométrique. En effet, on passe de la configuration I (ou I') à la configuration II (ou II') par nucléation d'un dipôle $\vec{C}\delta / \delta\vec{C}$ sur les dislocations unitaires constituant la superdislocation. Une telle transformation par nucléation de dislocations partielles de Shockley a effectivement été observée lors d'expériences de déformation in situ de l'alliage Ni₃ Ga [41].

IV-1-4 : GLISSEMENT DEVIE DANS LES PLANS DU CUBE

L'énergie γ_0 de la paroi d'antiphase peut dépendre fortement de l'orientation de ce défaut. En se limitant aux interactions entre atomes premiers voisins Flinn [42] montre qu'elle est nulle pour l'orientation {001}. Cette anisotropie est à l'origine d'un comportement particulier des dislocations dans ces alliages : par exemple, une superdislocation composée de dislocations unitaires vis peut réduire son énergie de configuration en déviant dans un plan (001). Un tel effet exerce une influence sur le comportement mécanique de ces alliages puisqu'il contrôle la mobilité des dislocations.

IV-2 : DISSOCIATION DES DISLOCATIONS DANS LES STRUCTURES A ANTIPHASES PERIODIQUES.

Dans ce paragraphe, nous précisons la nature des défauts créés par cisaillement dans une structure à antiphases périodiques puis nous étudions la configuration d'équilibre d'une paire de dislocations dans les différents domaines. La détermination des énergies de paroi d'antiphase à partir des configurations observées permet de montrer que les

paramètres S et S_p varient de façon sensiblement indentique avec la température.

IV-2-1 : ETUDE STRUCTURALE

Dans les structures à longue période, la séquence d'empilement des plans compacts comporte $2M$ plans (la période dans la direction $\langle 111 \rangle$ étant $2M \langle 111 \rangle$) et s'écrit, par analogie avec les métaux cubiques à faces centrées :

$$\dots A_1 B_1 C_1 A_2 B_2 C_2 \dots A_{2M} B_{2M} C_{2M} \dots$$

Dans ce qui suit, nous étudions comment la présence de parois d'antiphase périodiques modifie, par rapport à la structure $L1_2$, la répartition des atomes dans les plans denses $\{111\}$, ensuite nous caractérisons les défauts d'ordre résultants du passage d'une, puis de deux dislocations unitaires (ceci correspond à une translation du réseau d'un vecteur $\frac{1}{2} \langle 011 \rangle$, puis $\langle 011 \rangle$).

IV-2-1-1 : INFLUENCE DE LA PRESENCE DES PAROIS D'ANTI-PHASE PERIODIQUES SUR L'ARRANGEMENT ATOMIQUE DES ATOMES B DANS LES PLANS $\{111\}$

Dans les plans denses $\{111\}$ d'un alliage A_3B de structure $L1_2$, l'arrangement atomique des atomes minoritaires B est triangulaire (figure IV-3-a). L'effet du vecteur d'antiphase $\frac{1}{2} \langle 011 \rangle$ est de transformer une bande de triangles, parallèle à cette direction, en rectangles (figure IV-3-b). La figure IV-3-c reporte l'arrangement des atomes dans les plans $\{111\}$, dans le cas $M = 2$. D'une manière générale pour une structure à longue période entière M , le motif est composé de $(M-1)$ triangles d'atomes B alternant avec un rectangle [43].

Pour l'alliage $Cu_3 Pd$ considéré, où la période M des parois d'antiphase périodiques n'a qu'une valeur statistique, en moyenne $(M-1)$ triangles alternent avec un rectangle.

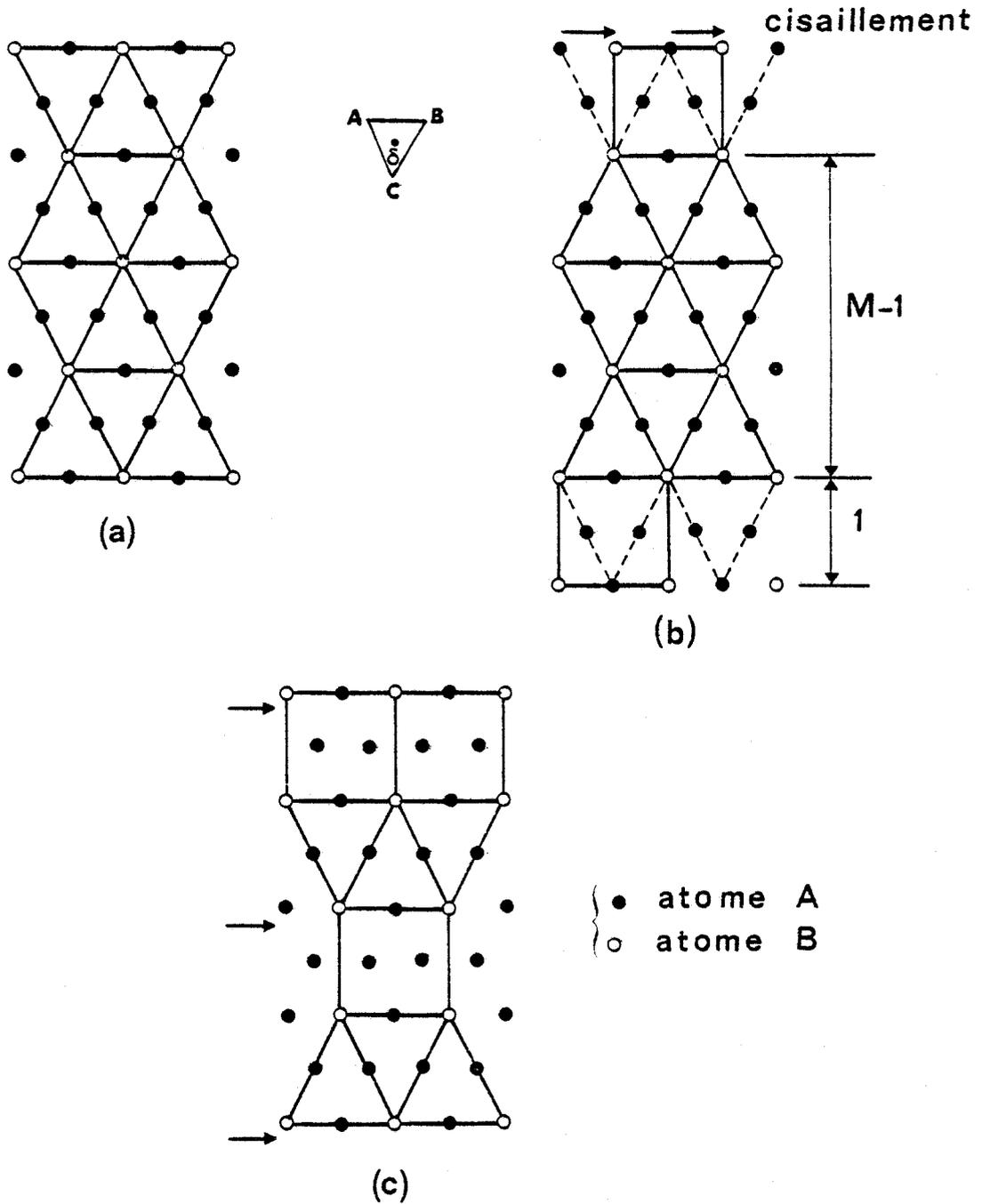


FIGURE IV-3 : Arrangement des atomes dans les plans (111)

(a) structure $L1_2$

(b) structure à antiphases périodiques

(c) pour $M = 2$

IV-2-1-2 : CARACTERISATION DES FAUTES CREEES PAR LES
DISLOCATIONS UNITAIRES

Dans ces plans, les plus petites translations le long des rangées denses sont soit $\langle 011 \rangle$ si cette direction est située dans le plan des parois d'antiphase périodiques, soit $2M \langle 011 \rangle$ dans le cas contraire (figure IV-4-a).

Considérons par exemple, le plan (111) de la structure dont la longue période est parallèle à [001]; dans ce plan $2\overline{BA}$ est une translation parfaite (figure IV-4-a). Le passage d'une dislocation unitaire \overline{BA} crée dans le plan de glissement une paroi d'antiphase d'énergie γ_0 telle que chaque atome B ait un atome de même nature en position de premier voisin (figure IV-4-b). Le passage d'une seconde dislocation de même vecteur de Burgers rétablit l'ordre dans la totalité du plan de glissement.

Une dislocation unitaire \overline{CA} (ou \overline{BC}) crée également une paroi d'antiphase, d'énergie γ_0 , caractérisée par une "mauvaise" liaison B-B par atome B dans tout le plan de glissement (figure IV-4-c). Le passage d'une seconde dislocation unitaire de même vecteur de Burgers rétablit l'ordre sauf au niveau des rectangles (figure IV-4-d). La faute d'ordre créée par la "paire" $2\overline{CA}$ (qui n'est pas parfaite dans le domaine considéré) comporte donc en moyenne $1/M$ mauvaises liaisons par atome B; son énergie superficielle peut donc être considérée égale à γ_0/M , elle peut être relativement faible si M est élevé.

La prise en compte des liaisons entre atomes seconds voisins ne modifie pas sensiblement les conclusions précédentes. Le tableau ci-après reporte les énergies des fautes d'ordre dans le cas d'une structure de périodicité $M=8$ (dans notre alliage $M \approx 7,6$).

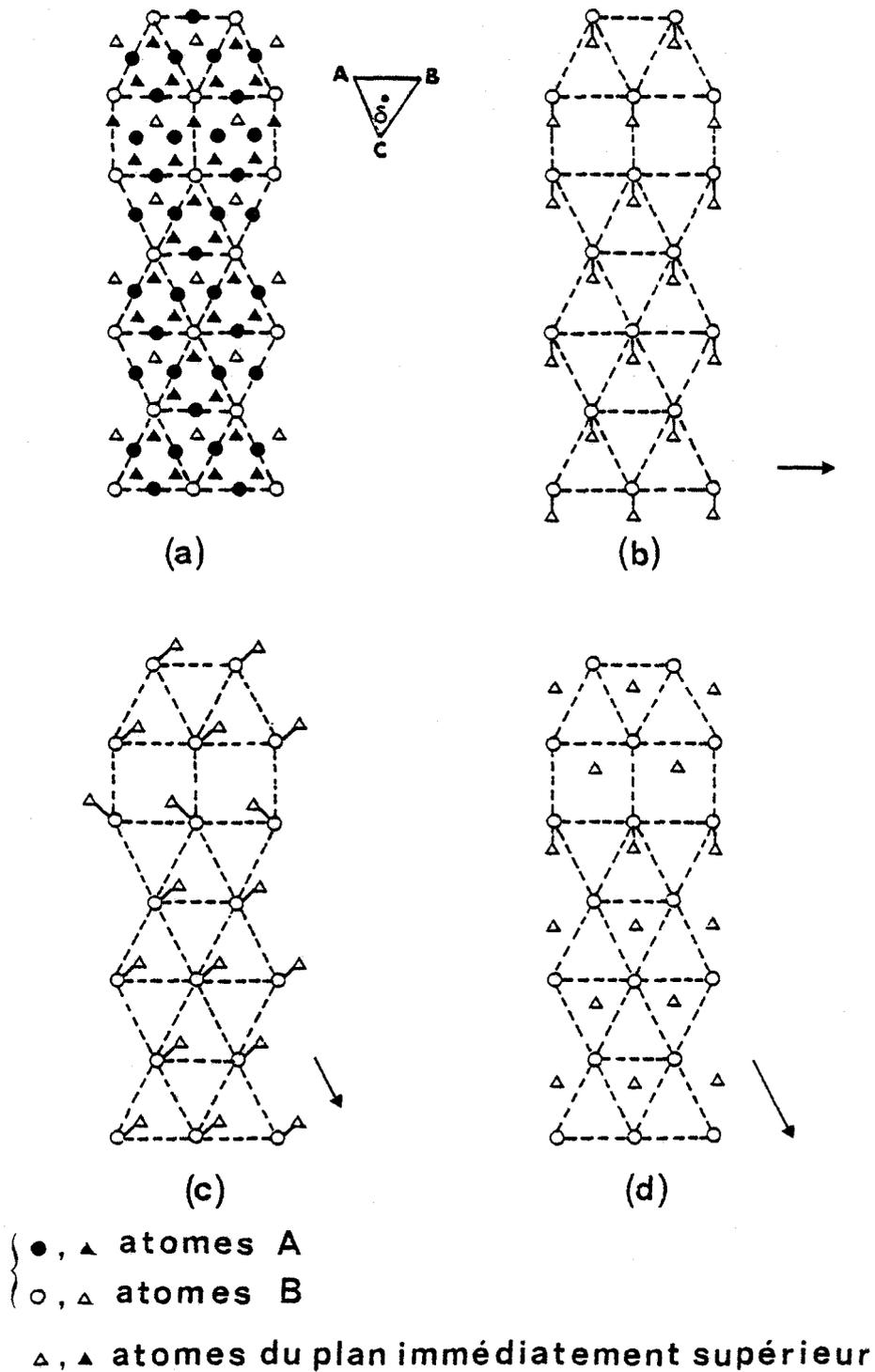


FIGURE IV-4 : Etude des fautes d'ordre créées par le passage de dislocations unitaires dans un domaine [001]

- a) empilement parfait
 b) cisaillement \overline{AB}
 c) cisaillement \overline{AC}
 d) cisaillement $2\overline{AC}$

(avec la convention utilisée, les vecteurs de Burgers des dislocations et les vecteurs de faute correspondants sont opposés).

vecteurs de Burgers de la dislocation	réaction caractéristique pour une maille élémentaire	énergie de faute d'ordre caractéristique
\vec{BA}	$32AB^{(1)} \rightarrow 16AA^{(1)} + 16BB^{(1)}$ $44AA^{(2)} + 44BB^{(2)} \rightarrow 88AB^{(2)}$	$\frac{4(8V^{(1)} - 22V^{(2)})}{32b^2\sqrt{3}}$
\vec{CA} (ou \vec{BC})	$32AB^{(1)} \rightarrow 16AA^{(1)} + 16BB^{(1)}$ $46AA^{(2)} + 46BB^{(2)} \rightarrow 92AB^{(2)}$	$\frac{4(8V^{(1)} - 23V^{(2)})}{32b^2\sqrt{3}}$
$2\vec{CA}$ (ou $2\vec{BC}$)	$4AB^{(1)} \rightarrow 2AA^{(1)} + 2BB^{(1)}$ $6AA^{(2)} + 6BB^{(2)} \rightarrow 12AB^{(2)}$	$\frac{4(V^{(1)} - 3V^{(2)})}{32^2\sqrt{3}}$

$V^{(i)} = \frac{1}{2} (V_{AA}^{(i)} + V_{BB}^{(i)}) - V_{AB}^{(i)}$ est l'énergie d'échange de paires, où $V_{XY}^{(i)}$ est l'énergie de liaison entre atomes XY i èmes voisins.

En conclusion, les faits importants qui peuvent être dégagés de cette étude sont les suivants :

- L'énergie de la faute d'ordre introduite par une dislocation unitaire ne dépend pas de l'orientation du vecteur de Burgers par rapport aux parois d'antiphase périodiques (avec une très légère différence concernant la contribution des atomes seconds voisins).
- L'énergie de la faute d'ordre créée par le passage d'une paire imparfaite est γ_0/M . Notons que cette faute est équivalente à l'introduction d'une marche de largeur $2b$ sur les parois d'antiphase périodiques (figure IV-5).

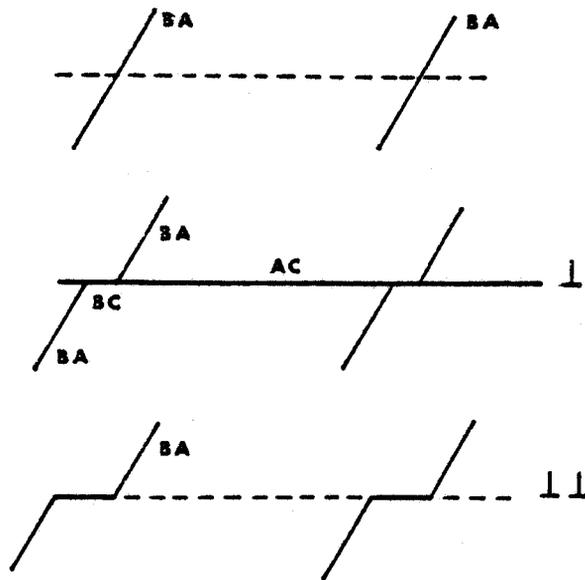


FIGURE IV - 5 : Marche d'antiphase introduite par une paire imparfaite $2\vec{CA}$

IV-2-2 : CONFIGURATION D'EQUILIBRE D'UNE PAIRE DE DISLOCATIONS

Considérons tout d'abord le cas d'une paire de dislocations de vecteur de Burgers $2\vec{BA}$ parfaite dans le domaine considéré. Si l'on ne tient pas compte d'une éventuelle dissociation en partielles de Shockley on doit s'attendre à une dissociation de la superdislocation en deux dislocations unitaires $\frac{1}{2} \langle 011 \rangle$ reliées entre elles par une faute d'ordre.

La séparation d'équilibre est obtenue en égalant la force de répulsion entre les composantes de la paire et la tension de surface du défaut. On a alors :

$$r_1 = \frac{\mu b^2}{2\pi\gamma_0 K} \quad (IV-1)$$

μ : module de cisaillement

$1/K = \cos^2 \phi + \frac{\sin^2 \phi}{1 - \nu}$ où ϕ est le caractère de la dislocation.

Les micrographies de la figure IV-6, relatives à un échantillon de la série A déformé à 2% à la température ambiante, illustrent cette situation. Les paires de dislocations (X) sont dans un domaine où la longue période est selon [001], elles sont parfaites puisqu'elles sont éteintes pour $\vec{g}_d^{**} = [00\bar{2}]^*$. Leur vecteur de Burgers est $2\vec{B}\vec{A} = [1\bar{1}0]$ car elles sont contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]^*$.

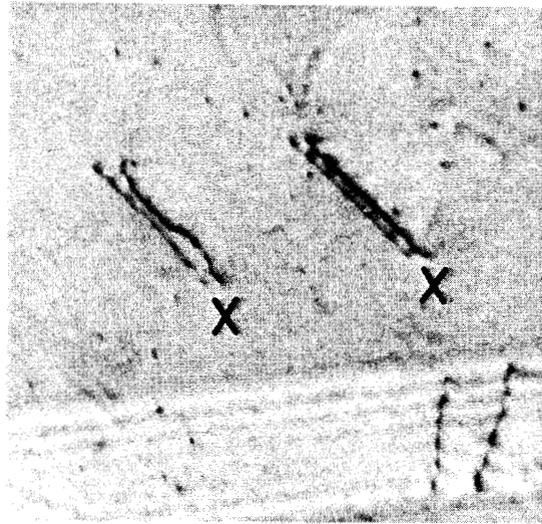
Sur ces micrographies on note également une bande de glissement, ainsi qu'une paire de dislocation non parfaite (Y) puisque les dislocations unitaires ne sont pas éteintes pour la réflexion $[00\bar{2}]^*$. Le vecteur de Burgers de la paire (Y) est $2\vec{D}\vec{B} = [011]$; elle est hors contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]^*$ et pour $\vec{g}_c^{**} = [0\bar{2}2]^*$.

Considérons maintenant une paire non parfaite dans le domaine considéré. Comme il a été montré précédemment, une telle dislocation traîne dans son sillage une faute d'ordre d'énergie γ_0/M (relativement faible dans le cas présent) équivalente à la formation de marches sur les parois d'antiphase périodiques.

On observe fréquemment des paires de dislocations dans un domaine où elles ne sont pas parfaites comme le montrent les micrographies de la figure IV-7 relatives à un échantillon de la série B déformé de 6% à environ 700K. Les paires de dislocations (X) sont dans un domaine où la longue période est selon [010]; elles sont en contraste pour $\vec{g}_b^{**} = [1\bar{1}\bar{1}]^*$ et pour $\vec{g}_c^{**} = [\bar{2}02]^*$, ce qui exclut la possibilité d'avoir comme vecteur de Burgers $2\vec{B}\vec{C} = [10\bar{1}]$ ou $2\vec{D}\vec{A} = [101]$. Ces paires sont en contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [00\bar{2}]^*$ et hors contraste pour $\vec{g}_d^{**} = [1\bar{1}\bar{1}]^*$. Leur vecteur de Burgers est donc $2\vec{C}\vec{A} = [0\bar{1}1]$ qui est une translation parfaite dans un domaine [100].

On note la présence d'un système de franges fines entre les deux dislocations unitaires formant la paire (figure IV-7-a); comme nous l'avons signalé précédemment, ceci est dû probablement à une relaxation des atomes au voisinage du défaut [1].

Dans ce cas la séparation des dislocations unitaires s'obtient en considérant la figure IV-8.



$[\bar{1}1\bar{1}]^*$

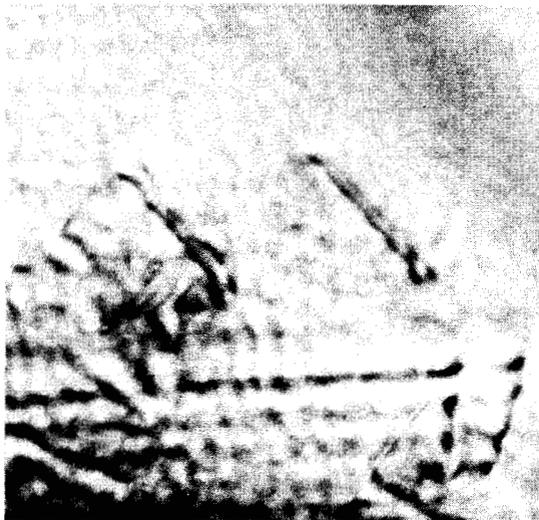
a



$[20\bar{2}]^*$

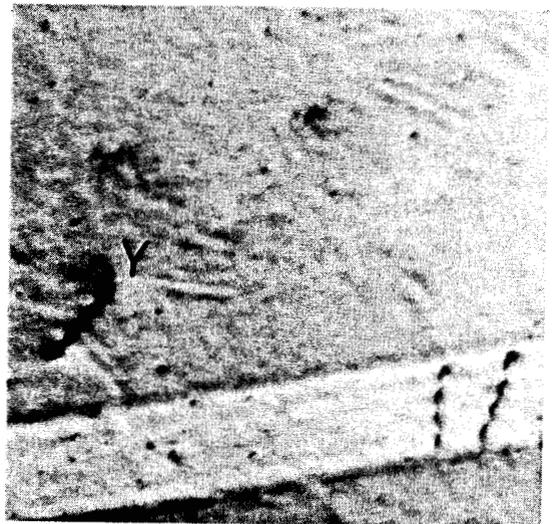
b

0,2 μ m



$[0\bar{2}2]^*$

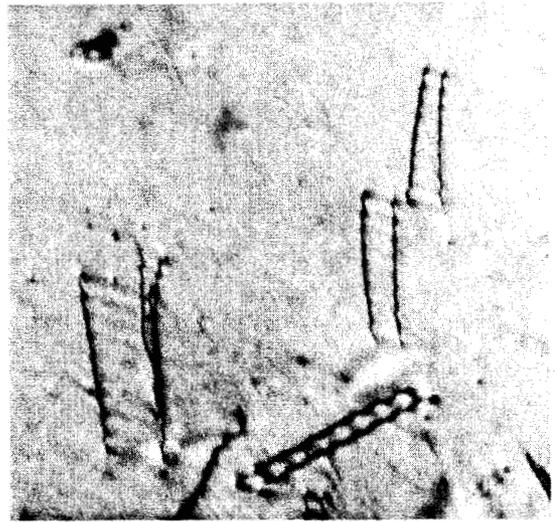
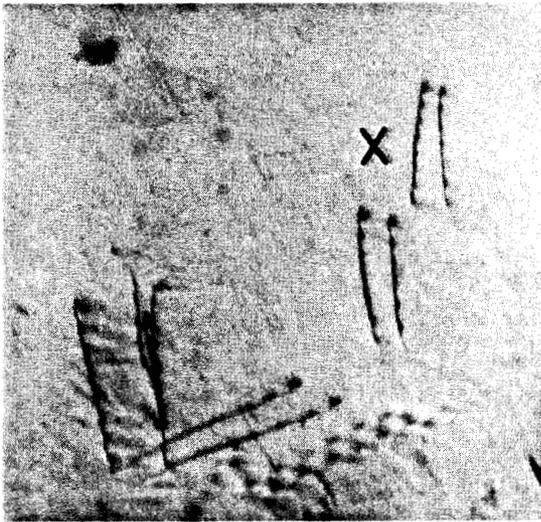
c



$[00\bar{2}]^*$

d

FIGURE IV-6 : Paires de dislocations parfaites



$[00\bar{2}]^*$

a

$[1\bar{1}1]^*$

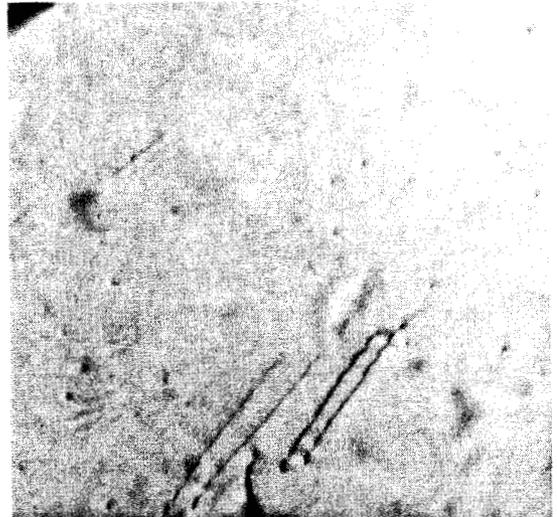
b

0,2 μ m



$[\bar{2}02]^*$

c



$[1\bar{1}\bar{1}]^*$

d

FIGURE IV-7 : Paires de dislocations non parfaites

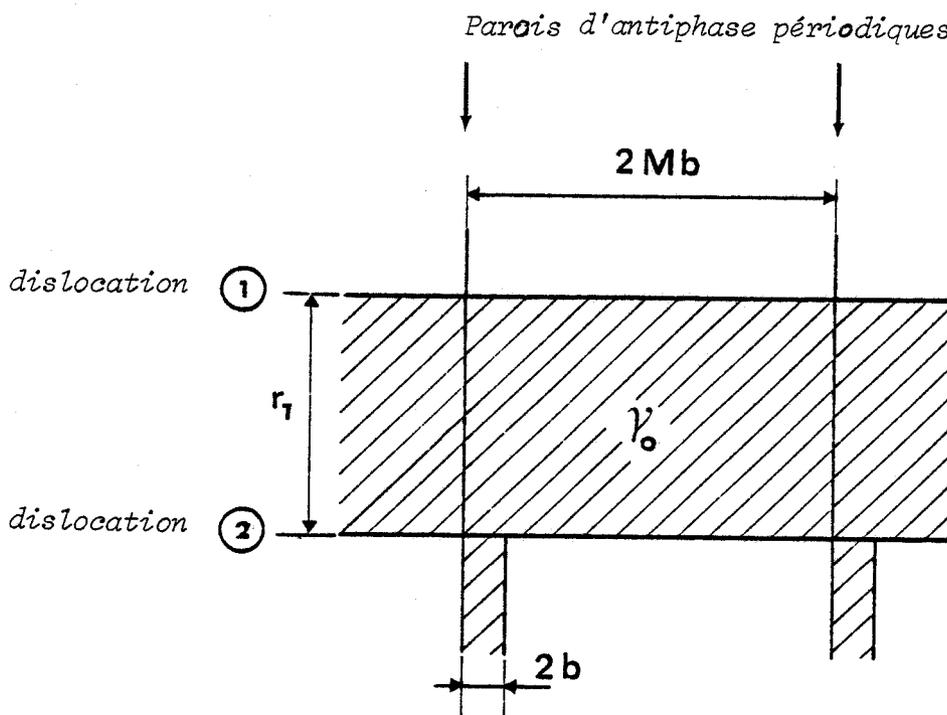


FIGURE IV-8 : Paire de dislocations dans un domaine où elle est non parfaite

L'équation d'équilibre de chaque dislocation unitaire composant la paire s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{pour la dislocation ①} \quad \tau b + \frac{\mu b^2}{2\pi K r_1} - \gamma_0 = 0 \\ \text{pour la dislocation ②} \quad \tau b - \frac{\mu b^2}{2\pi K r_1} + \gamma_0 \left(1 - \frac{1}{M}\right) = 0 \end{array} \right.$$

la séparation d'équilibre est : $r_1 = \frac{\mu b^2}{2\pi \gamma_0 K \left(1 - \frac{1}{2M}\right)}$ (IV-2)

τ : contrainte appliquée.

IV-2-3- : DETERMINATION DE L'ENERGIE DE PAROI D'ANTIPHASE

A partir des configurations observées par microscopie électronique on peut déterminer l'énergie γ_0 . Cette détermination nécessite la connaissance de la largeur du ruban de faute et des constantes élastiques μ et ν de l'alliage considéré (cf. III-3-3).

Afin de minimiser les effets de surface et d'interaction avec les autres dislocations, les largeurs de dissociation sont mesurées au milieu de la lame et sur des configurations isolées.

Pour les constantes élastiques μ et ν , nous utilisons les données suivantes :

- le coefficient de Poisson du cuivre pur : $\nu = 0,324$ [44]
- le module de cisaillement de l'alliage Cu 20 at % Pd désordonné :
 $\mu = 5,26 \cdot 10^{10}$ N/m² [45].

Il est généralement observé que l'ordre augmente la valeur des constantes élastiques mais dans une proportion assez faible (inférieure à 10%) [46]. En négligeant cette variation, l'erreur commise est inférieure à la dispersion des mesures expérimentales.

Ces déterminations expérimentales de l'énergie de faute d'ordre γ_0 sont effectuées à partir d'une dizaine de configurations. On obtient les valeurs suivantes :

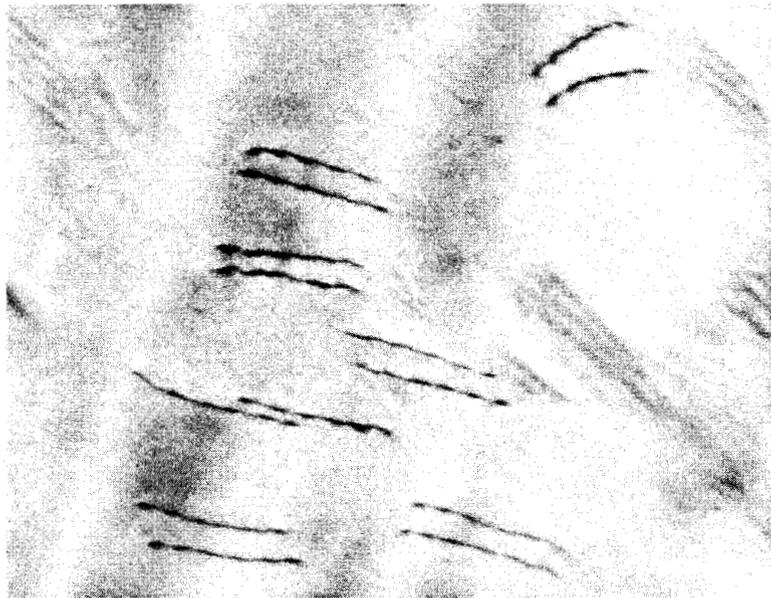
$$\begin{array}{l} \text{pour la série A:} \\ \text{pour la série B:} \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \gamma_0 = (60 \pm 10) \text{ mJ/m}^2 & \text{à } T \sim 300\text{K} \\ \gamma_0 = (70 \pm 10) \text{ mJ/m}^2 & \text{à } T \sim 300\text{K} \\ \gamma_0 = (20 \pm 5) \text{ mJ/m}^2 & \text{à } T \sim 700\text{K} \end{array} \right.$$

Par exemple, sur les deux micrographies de la figure IV-9 on observe au même grandissement, les configurations d'équilibre des paires



0,2 μ m

a



b

FIGURE IV-9 : Paires de dislocations

a - dans un échantillon déformé à 300K

b - dans un échantillon déformé à 700K

de dislocations dans deux échantillons de la série B déformés respectivement à 300K et 700K. Il est clair que la séparation des dislocations unitaires est beaucoup plus grande à haute température qu'à basse température.

Les déterminations de ces énergies permettent de confirmer que les deux paramètres utilisés pour décrire l'ordre dans les structures à antiphases périodiques : S, paramètre d'ordre moyen, et S_p paramètre d'ordre dans les plans mixtes, varient de façon sensiblement identique avec la température de l'essai mécanique. En effet, aux erreurs expérimentales près, l'énergie de paroi d'antiphase ne dépend pas de la nature du vecteur de cisaillement, \vec{AB} (paire parfaite) ou \vec{CA} (paire non parfaite). Or, les calculs que nous détaillons en annexe montrent que ces deux énergies dépendent des paramètres d'ordre de façon différente, on a en effet :

$$\gamma_0(\vec{AB}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} S_p^2$$

$$\gamma_0(\vec{CA}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} \frac{1}{4} [(3S - S_p)^2 + 9(S - S_p)^2]$$

Un écart relativement faible entre S et S_p conduit à des valeurs des énergies de faute relativement différentes (cf. tableau ci-dessous)

$\frac{S}{S_p}$	1	1,02	1,05	1,1	1,15
$\frac{\gamma_0(\vec{CA})}{\gamma_0(\vec{AB})}$	1	1,06	1,16	1,34	1,55

On remarque également que les échantillons de la série A sont légèrement moins bien ordonnés que ceux de la série B et que, dans les échantillons déformés à haute température, l'énergie de paroi d'antiphase devient faible. On discute au chapitre suivant des conséquences de la variation avec la température de l'énergie de paroi d'antiphase sur les caractéristiques mécaniques de cet alliage.

IV - 3 : ANALYSE D'UNE PROCESSION DE DISLOCATIONS

Dans ce qui précède, nous avons étudié les configurations d'équilibre de paires isolées, nous nous intéressons maintenant aux modes de dissociation des dislocations dans des empilements.

IV-3-1 : ETUDE GEOMETRIQUE

Considérons la dissociation de la $(n+1)^{i\text{ème}}$ paire après le passage de n paires dans le domaine où elles ne sont pas parfaites, nous supposons que la marche introduite par ces n paires, soit $2nb$, est inférieure à la taille des domaines $2Mb$. Le mouvement de la première dislocation unitaire de la $(n+1)^{i\text{ème}}$ paire de dislocations crée une paroi d'antiphase, d'énergie γ_0 , la seconde dislocation unitaire rétablit l'ordre dans la totalité du plan de glissement sauf au niveau des parois d'antiphase où il existe une marche de largeur $2(n+1)b$. Les tensions de surface efficaces agissant sur chacune des dislocations unitaires sont donc :

$$\begin{cases} \gamma_{n+1}^{(1)} = -\gamma_0 + \gamma_0 \frac{2nb}{2Mb} = -\gamma_0 \left[1 - \frac{n}{M} \right] \\ \gamma_{n+1}^{(2)} = \gamma_0 - \gamma_0 \frac{2(n+1)b}{2Mb} = \gamma_0 \left[1 - \frac{(n+1)}{M} \right] \end{cases}$$

et les équations d'équilibre de chaque dislocation unitaire s'écrivent :

$$\begin{cases} \text{pour la première dislocation} & \tau b + \gamma_{n+1}^{(1)} + \frac{\mu b^2}{2\pi K r_{n+1}} = 0 \\ \text{pour la seconde dislocation} & \tau b + \gamma_{n+1}^{(2)} - \frac{\mu b^2}{2\pi K r_{n+1}} = 0 \end{cases}$$

$$\text{d'où} \quad r_{n+1} = \frac{\mu b^2}{2\pi K \gamma_0 \left[1 - \frac{2n+1}{2M} \right]} \quad (\text{IV-3})$$

Nous avons effectué des déterminations des rapports entre les largeurs des rubans de faute d'ordre pour des paires situées dans un empilement. Les valeurs r_i/r_1 ont toujours été trouvées supérieures aux valeurs théoriques tirées de l'équation (IV-3). Ceci peut éventuellement être dû à un épinglage des dislocations par les impuretés après l'arrêt de l'essai de déformation. Toutefois, il est à noter que nous n'avons pas tenu compte dans cette analyse de la contrainte due aux autres dislocations de l'empilement. Par exemple, Smith [47] montre que dans un alliage ordonné, la largeur de dissociation d'une superdislocation peut être diminuée de moitié sous l'effet du champ de contrainte dû à un empilement composé seulement de 5 superdislocations, pour des niveaux de contrainte appliquée comparables à ceux que subissent nos échantillons.

Nous étudions maintenant l'influence de la dissociation des dislocations unitaires en partielles de Shockley [1].

Considérons une dislocation de vecteur de Burgers \vec{CA} se dissociant selon la réaction $\vec{CA} \rightarrow \vec{\delta A} + \vec{C\delta}$ dans un domaine [001].

La propagation de la partielle $\vec{C\delta}$ introduit, dans le plan de glissement, une faute d'empilement complexe sauf au niveau des rectangles où le cisaillement relatif des deux plans est $\vec{BA} + \vec{\delta C} = 2\vec{B\delta}$, ce qui ne crée pas de mauvaises liaisons entre atomes B (figure IV-10-a). Cette faute d'empilement peut donc être décrite comme une faute complexe comprenant en moyenne $1/M$ bonnes liaisons atomiques. La tension de surface qu'elle exerce sur la dislocation partielle $\vec{C\delta}$ est donc (*) $\gamma_G + \gamma_0 (1-1/M)$; elle s'oppose à son mouvement. La dislocation partielle suivante $\vec{\delta A}$ laisse dans son sillage une faute d'ordre d'énergie γ_0 (figure IV-4-c). La tension de surface effective agissant sur cette partielle est : $-\gamma_0 + \gamma_G + \gamma_0 (1-1/M) = \gamma_G - \gamma_0/M$. Si elle est relativement faible, la dislocation ordinaire peut être largement dissociée.

La dissociation de la seconde dislocation unitaire composant la paire ne crée pas une faute de même nature. En effet, la partielle $\vec{C\delta}$ traîne maintenant dans son sillage une faute purement complexe (figure IV-10-b),

(*) Nous considérons ici que l'énergie de la faute complexe est égale à la somme des énergies de la faute géométrique et de la faute d'ordre.

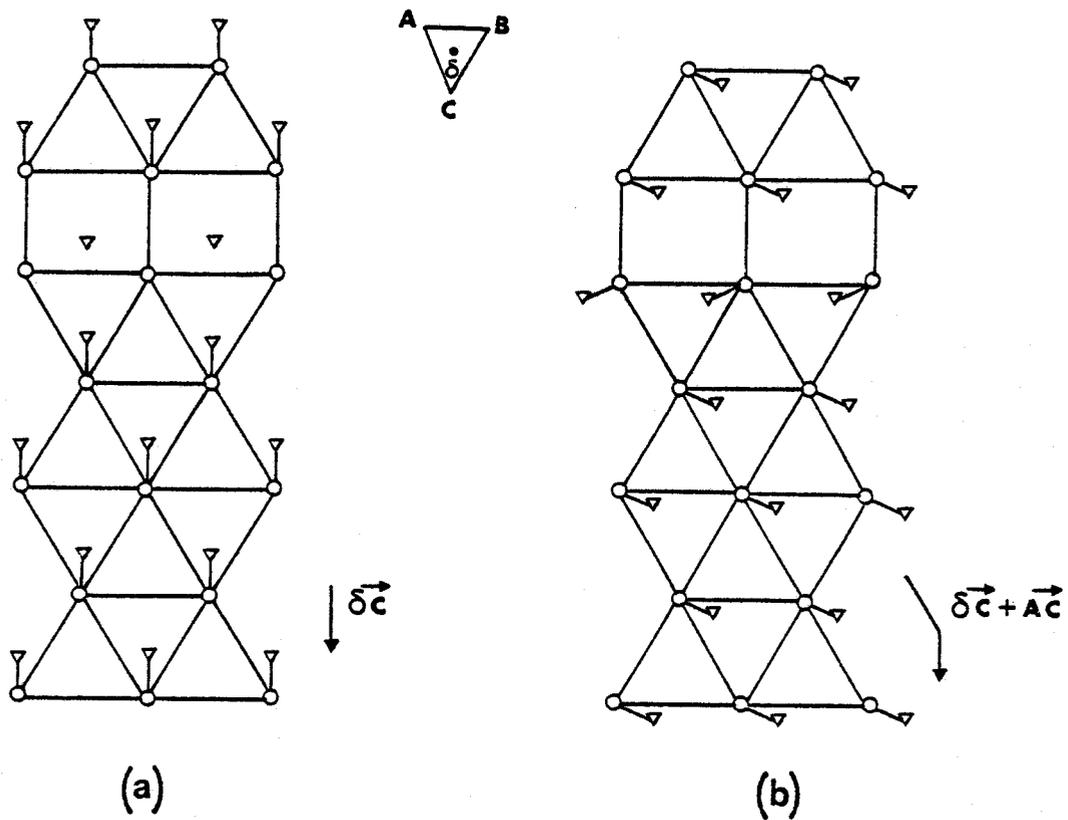


FIGURE IV-10 : Nature des fautes complexes obtenues dans un domaine [001] après cisaillement
a) $\delta \vec{C}$; b) $\delta \vec{C} + \vec{AC}$

d'énergie $\gamma_G + \gamma_0$, et la partielle $\vec{\delta A}$ rétablit l'ordre dans la presque totalité du plan de glissement sauf au niveau d'une marche sur les parois d'antiphase périodiques (figure IV-4-d). La tension de surface effective qui s'exerce sur la dislocation partielle $\vec{\delta A}$ est $\gamma_G + \gamma_0(1-1/M)$ supérieure à celle qui s'exerce sur la partielle de la première dislocation unitaire. De ce fait les largeurs de dissociation des dislocations unitaires constituant une paire sont très différentes.

Considérons maintenant le cas d'une procession de paires de dislocations. Le passage de n ($n < M$) paires $2\vec{CA}$ dans le plan de glissement crée une faute d'ordre comportant en moyenne n/M mauvaises liaisons (équivalente à une marche de largeur $2nb$ sur les parois d'antiphase périodiques). La première partielle $\vec{C\delta}$ de la $(n+1)^{i\text{ème}}$ paire introduit une faute d'empilement complexe, où la proportion de liaisons atomiques régulières entre atomes est $n+1/M$, et dont l'énergie superficielle est alors $\gamma_G + \gamma_0(1-(n+1)/M)$. La tension de surface effective agissant sur la partielle $\vec{\delta A}$ suivante qui traîne dans son sillage une faute d'ordre est $\Gamma_n = \gamma_G - \gamma_0(n+1)/M$. Si Γ_n est faible, il en résulte une large dissociation de la dislocation \vec{CA}^* . Cependant, pour la dislocation \vec{CA} suivante, la tension de surface effective est : $\gamma_G + \gamma_0(1-(n+1)/M)$ et la largeur de dissociation correspondante est beaucoup plus faible.

En résumé (figure IV-11), les tensions de surface effectives agissant sur les dislocations partielles sont différentes pour chacune des dislocations unitaires composant la paire. De plus, la tension de surface Γ_n agissant sur l'une des partielles devient de plus en plus faible à mesure que n augmente. On peut donc prévoir que les configurations observées consisteront en une série de dislocations unitaires alternativement largement et très peu dissociées.

IV-3-2 : OBSERVATIONS EN MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

La figure IV-12 est relative à un échantillon de la série B déformé de 3% à 500K. On y observe une succession de paires de dislocations puis de dislocations unitaires alternativement non dissociées et

(*) Lorsque Γ_n devient négative, il en résulte une dissociation "totale"

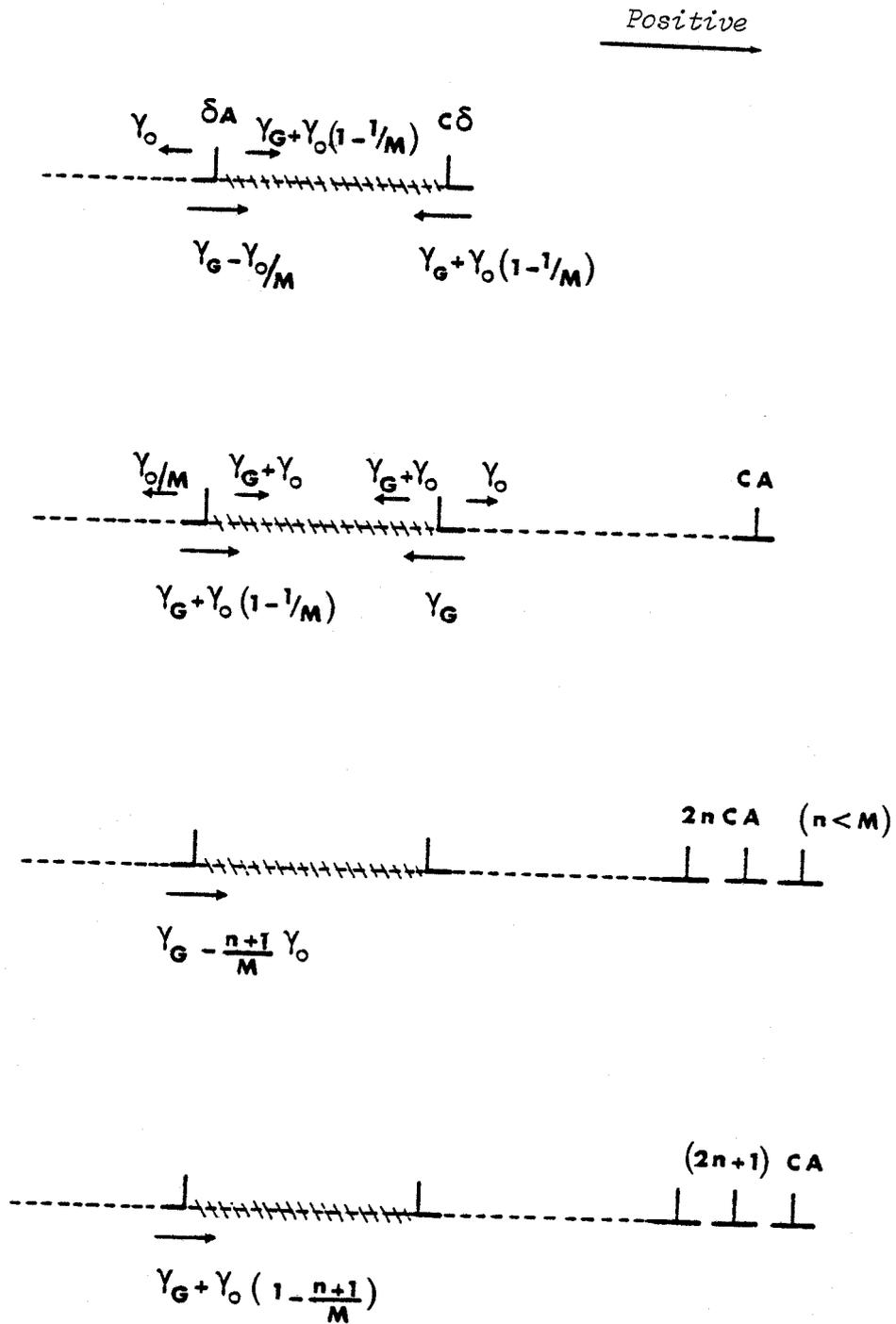
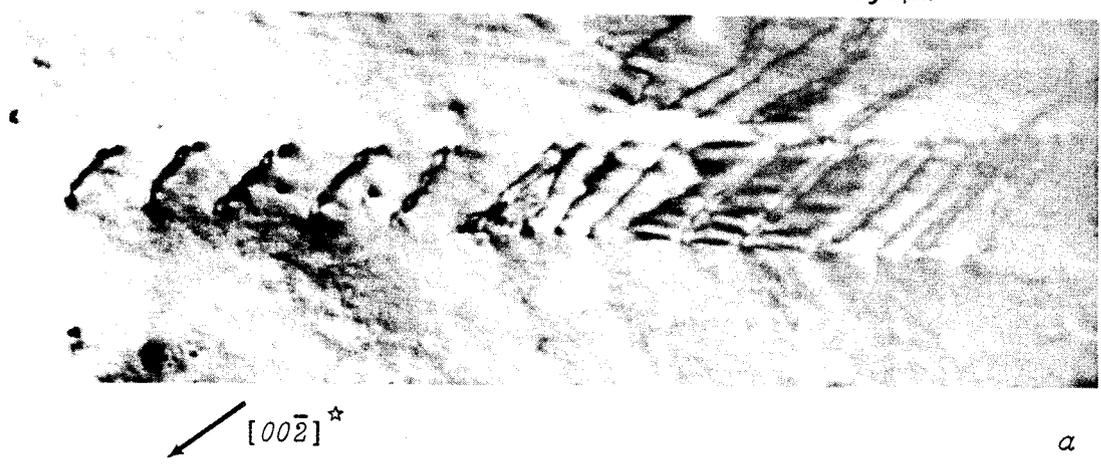
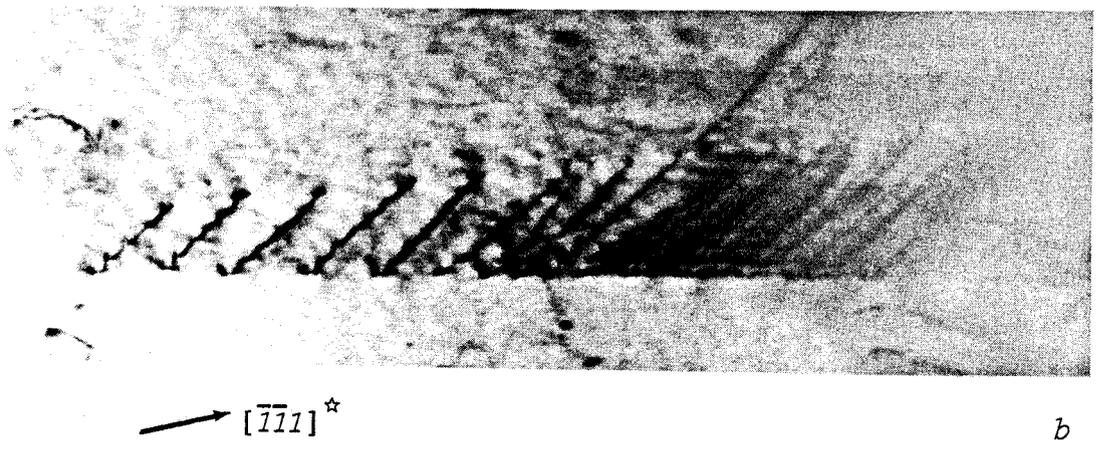


FIGURE IV-11 : Dissociation des dislocations unitaires \vec{CA} dans un domaine [001]

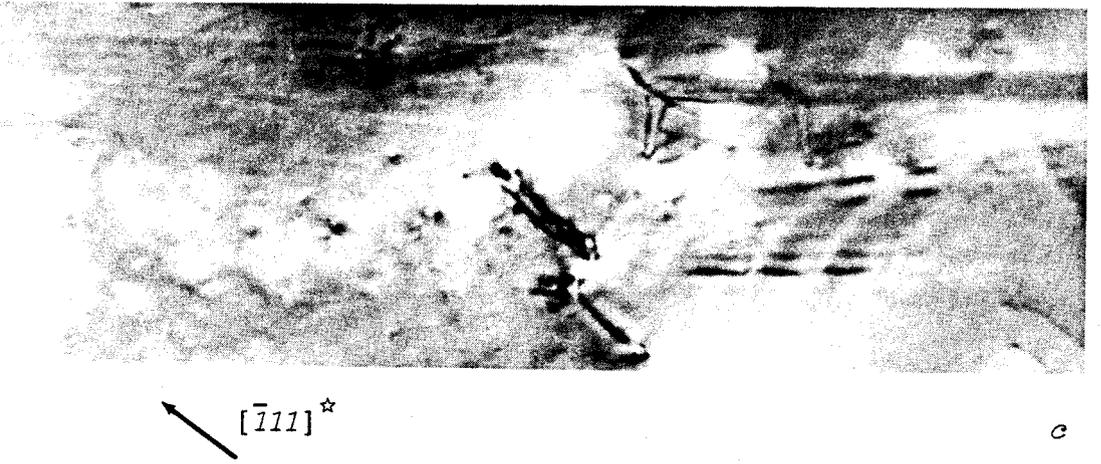
0,2 μm



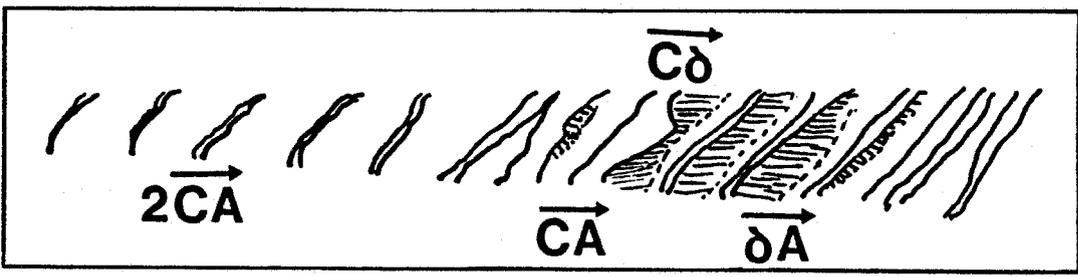
a



b



c



d

FIGURE IV-12 : Dissociation des dislocations unitaires \vec{CA} dans un domaine [001] (échantillon B déformé de 3% à 500K).

largement dissociées toutes situées dans le plan (111) d'un domaine [001]. L'étude du contraste des dislocations confirme l'analyse géométrique précédente. Les paires et les dislocations unitaires sont hors contraste pour $\vec{g}_c^* = [\bar{1}11]^*$, en contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [00\bar{2}]^*$ et pour $\vec{g}_b^{**} = [\bar{1}\bar{1}1]^*$. Leurs vecteurs de Burgers sont : $\vec{CA} = \frac{1}{2} [0\bar{1}1]$ pour les dislocations unitaires et $2\vec{CA} = [0\bar{1}1]$ pour les paires. Les dislocations partielles de vecteur de Burgers $\vec{C}\delta = \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$ et $\vec{\delta A} = \frac{1}{6} [1\bar{2}1]$ sont éteintes pour $\vec{g}_c^* = [\bar{1}11]^*$ ($\vec{g}_c^* \cdot \vec{C}\delta = +\frac{1}{3}$ et $\vec{g}_c^* \cdot \vec{\delta A} = -\frac{1}{3}$). La partielle $\vec{C}\delta$ est en contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [00\bar{2}]^*$ ($\vec{g}_a^{**} \cdot \vec{C}\delta = -\frac{2}{3}$) et pour $\vec{g}_b^{**} = [\bar{1}\bar{1}1]^*$ ($\vec{g}_b^{**} \cdot \vec{C}\delta = +\frac{2}{3}$). La partielle $\vec{\delta A}$ est hors contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [00\bar{2}]^*$ ($\vec{g}_a^{**} \cdot \vec{\delta A} = -\frac{1}{3}$) et pour $\vec{g}_b^{**} = [\bar{1}\bar{1}1]^*$ ($\vec{g}_b^{**} \cdot \vec{\delta A} = +\frac{1}{3}$).

Un second exemple intéressant est illustré sur la figure IV-13 et concerne un échantillon de la série A déformé de 2% à la température ambiante. Il s'agit ici de la dissociation de paires parfaites $2\vec{BA}$ selon une configuration analogue à celle étudiée précédemment. Ceci peut paraître surprenant car dans ce cas, les tensions de surface efficaces relatives à chaque dislocation unitaire sont égales. Toutefois, ce mode de dissociation se produit ici car les paires sont dans le sillage d'une dislocation unitaire \vec{BC} qui traîne derrière elle une paroi d'antiphase. La faute d'ordre que crée la première dislocation unitaire \vec{BA} a donc pour vecteur déplacement $\vec{BA} + \vec{BC} \equiv \vec{AC}^{(*)}$ et le mode de dissociation des différentes dislocations est donc semblable à celui décrit précédemment (figure IV-12), en bon accord avec l'analyse géométrique.

La caractérisation des différentes dislocations est reportée ci-après. Dans le domaine [001], les dislocations unitaires (A) sont hors contraste pour $\vec{g}_a^{**} = [002]^*$ et en contraste pour $\vec{g}_c^* = [1\bar{1}\bar{1}]^*$, leur vecteur de Burgers est donc $\vec{BA} = \frac{1}{2} [1\bar{1}0]$ (la translation $2\vec{BA}$ est une translation parfaite dans ce domaine). La dislocation unitaire (B) est hors contraste pour $\vec{g}_d^* = [1\bar{1}1]^*$, en contraste pour $\vec{g}_c^* = [1\bar{1}\bar{1}]^*$ et pour $\vec{g}_e^{**} = [0\bar{2}2]^*$; son vecteur de Burgers est $\vec{BC} = \frac{1}{2} [10\bar{1}]$ (la translation $2\vec{BC}$ n'est pas une translation parfaite dans ce domaine).

(*) $\vec{BA} + \vec{BC} = 2\vec{BA} + \vec{AC} \equiv \vec{AC}$ ($2\vec{BA}$ est une translation du réseau)

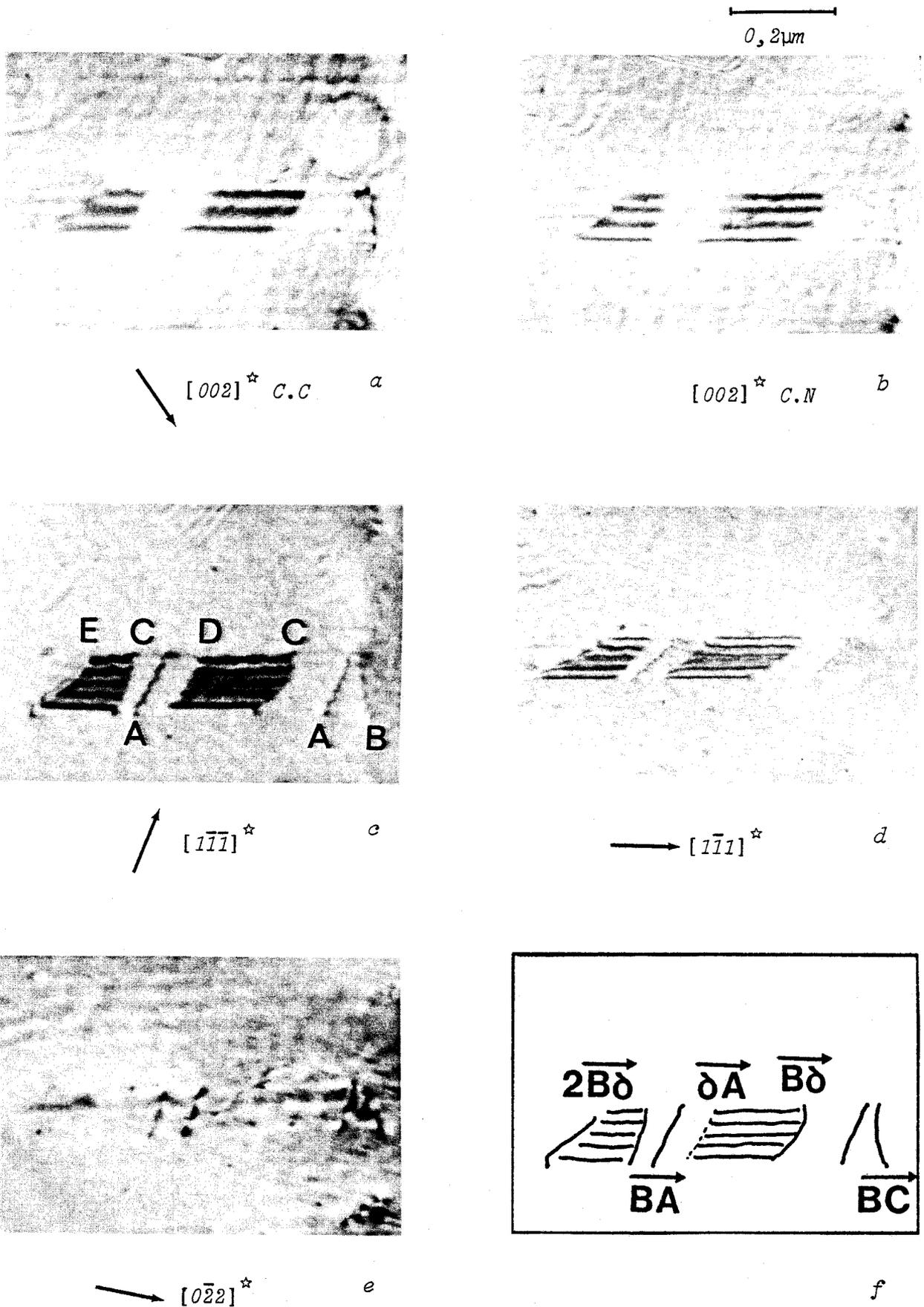
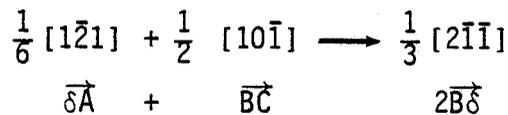


FIGURE IV-13 : Dissociation des dislocations unitaires \vec{BA} résultant de l'interaction avec les dislocations \vec{BC} (échantillon A déformé de 2% à 300K).

Les dislocations partielles de Shockley (C) et (D) ont pour vecteurs de Burgers respectivement $\vec{B}\delta$ et $\vec{\delta}\bar{A}$. La partielle (C) est éteinte pour $\vec{g}_a^{**} = [002]^*$ ($\vec{g}_a^{**} \cdot \vec{B}\delta = -\frac{1}{3}$), en contraste pour $\vec{g}_c^{**} = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]^*$ ($\vec{g}_c^{**} \cdot \vec{B}\delta = +\frac{2}{3}$). La partielle (D) est hors contraste pour $\vec{g}_c^{**} = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]^*$ ($\vec{g}_c^{**} \cdot \vec{\delta}\bar{A} = +\frac{1}{3}$), en contraste pour $\vec{g}_c^{**} = [0\bar{2}\bar{2}]^*$ ($\vec{g}_c^{**} \cdot \vec{\delta}\bar{A} = +1$).

La partielle (E) a pour vecteur de Burgers $2\vec{B}\delta$; elle résulte probablement de l'interaction entre la partielle $\vec{\delta}\bar{A}$ et la seconde dislocation unitaire $\vec{B}\bar{C}$ selon la réaction :



Elle est en contraste pour \vec{g}_a^{**} ($\vec{g}_a^{**} \cdot 2\vec{B}\delta = \frac{2}{3}$), \vec{g}_c^{**} ($\vec{g}_c^{**} \cdot 2\vec{B}\delta = +\frac{4}{3}$) et \vec{g}_d^{**} ($\vec{g}_d^{**} \cdot 2\vec{B}\delta = +\frac{2}{3}$), hors contraste pour \vec{g}_e^{**} ($\vec{g}_e^{**} \cdot 2\vec{B}\delta = 0$).

IV-3-3 : COMMENTAIRES

L'analyse des configurations décrites ci-dessus permet d'obtenir deux renseignements intéressants : le premier concerne une estimation de l'énergie γ_G , le second est relatif à la nature des dislocations responsables de la déformation dans cet alliage.

On peut donner un ordre de grandeur de l'énergie de faute géométrique (γ_G) à partir de configurations telles que celle observée figure IV-12). Supposons en effet que la dislocation unitaire la plus largement dissociée est telle que la tension de surface Γ_m correspondante soit nulle, on a alors :

$$\Gamma_m = \gamma_G - \frac{m+1}{M} \gamma_0 = 0 \quad \text{soit} \quad \gamma_G = \frac{m+1}{M} \gamma_0$$

Dans le cas de la figure IV-12, les dislocations unitaires sont largement dissociées après que 7 paires se soient propagées, et l'on

peut en conclure que γ_G et γ_0 sont du même ordre de grandeur ($M \approx 7,6$) soit $\gamma_G \sim 70 \text{ mJ/m}^2$

Cette estimation n'est bien entendu valable que si la force agissant sur les dislocations partielles est faible, ce qui est le cas dans cet exemple. On a en effet $\tau b_p \sim \gamma_G/15$ avec :

- τ (contrainte agissant dans le plan de glissement) $\approx 100 \text{ MPa} \times \frac{1}{3}$
($\frac{1}{3}$ est un ordre de grandeur moyen du facteur de Schmid).

- b_p (vecteur de Burgers des dislocations partielles) $= \frac{a}{\sqrt{6}} = 0,151 \text{ nm}$.

Sur la figure IV-12 on constate également que la largeur de dissociation des dislocations unitaires augmente jusqu'à une valeur maximale puis diminue ensuite. Ceci peut être interprété de la façon qui va suivre.

Comme nous l'avons vu précédemment, la faute d'ordre créée par le passage d'une paire non parfaite est équivalente à l'introduction d'une marche de paroi d'antiphase de largeur $2b$ dans la direction du vecteur de Burgers. Au fur et à mesure que le nombre de paires augmente, la surface de cette marche augmente et l'ordre à longue distance dans le plan de glissement se détruit donc progressivement. Les paires de dislocations glissent alors dans des plans où l'ordre à longue distance est perturbé [48], c'est à dire des plans où des portions de parois d'antiphase alternent avec des portions où l'ordre atomique est préservé (figure IV-14). Après le passage de M paires de dislocations, le mouvement des paires suivantes réduit la portion de surface fautée (figure IV-14) et donc restaure l'ordre à longue distance.

La tension de surface agissant sur la partielle $\vec{\delta A}$ après le passage de p ($M \leq p < 2M$) paires est alors $\Gamma_p = \gamma_G - \gamma_0 (2-(p+1)/M)$ mentant avec p ; la largeur de dissociation correspondante diminue donc progressivement et on retrouve finalement une situation où les dislocations unitaires sont non dissociées mais appariées.

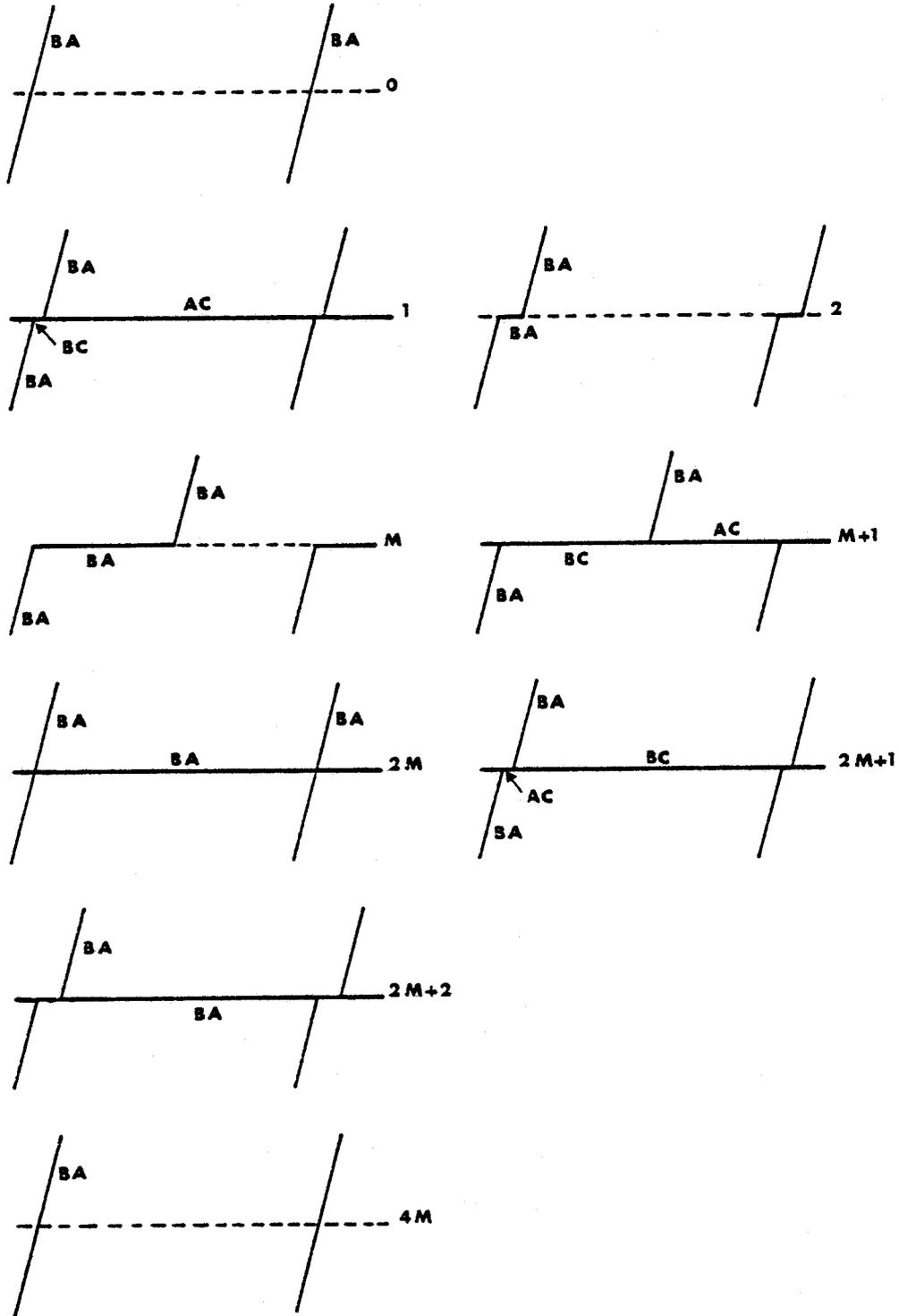


FIGURE IV-14 : Portions supplémentaires de faute d'ordre créés par le passage de $1, 2, \dots, 2M$ dislocations ordinaite CA dans un domaine où la paire $2CA$ n'est pas parfaite (les tirets représentent le plan de glissement et les traits pleins les fautes d'ordre dont les vecteurs déplacement sont indiqués)

Cette observation démontre donc que, contrairement à ce qui avait été affirmé par Buynova et Coll. [48], les dislocations unitaires ont encore tendance à se mouvoir par paires, même après le passage d'un certain nombre de dislocations dans les plans où l'ordre à longue distance est perturbé [1]. Ceci est évidemment lié au fait que, dans une structure à antiphases périodiques, le passage successif de paires de dislocations peut rétablir progressivement l'ordre à longue distance, alors qu'une dislocation unitaire crée une marche de paroi d'antiphase dans tout le plan de glissement.

IV - 4: PROPAGATION DES DISLOCATIONS A TRAVERS LES DIFFERENTS DOMAINES

Il a été établi précédemment [1] que les deux paramètres essentiels qui contrôlent la propagation des dislocations à travers la structure ordonnée sont les valeurs relatives des énergies γ_G et γ_0/M . Si γ_G est faible, les dislocations franchissent les frontières de domaine en se dissociant de façon à propager dans le nouveau domaine une faute géométrique; la déformation se produit alors par un micromaclage qui préserve l'ordre à longue distance. Ce mode de propagation est prépondérant dans les alliages Ni_3V ($M=1$) et Ag_3Mg ($M=2$).

Dans l'alliage Cu_3Pd , la présence de paires de dislocations dans les domaines où elles ne sont pas parfaites indique que γ_0/M est inférieure à γ_G (et les valeurs de ces différentes énergies que nous avons déterminées prouvent la validité de cette affirmation). Les mécanismes de déformation seront donc fortement dépendants du comportement des paires de dislocations.

CHAPITRE V - MECANISMES DE DEFORMATION

La variation de la limite élastique de l'alliage Cu_3Pd avec la température a été étudiée précédemment par Yasyreva et Yakovleva [2]. Leurs résultats qui sont reproduits figure I-1 montrent un pic de limite élastique vers 330°C . Ces auteurs attribuent ce pic à une transition entre un glissement $\{111\}$ et un glissement $\{001\}$. Dans les alliages L1_2 (sans antiphases périodiques) ce comportement particulier a son origine dans le blocage des dislocations dans les directions vis, dû au glissement dévié des dislocations unitaires dans les plans $\{001\}$ où l'énergie de faute d'ordre est plus faible [42].

Nous avons également entrepris l'étude de la déformation en fonction de la température de l'alliage Cu_3Pd à antiphases périodiques ($M \approx 7,6$), de façon à caractériser l'évolution de la microstructure.

Les deux séries d'échantillons (A et B) qui ont subi des traitements de recuits différents ont été déformées en compression. Les résultats obtenus, qui ne confirment pas l'existence de ce pic de limite élastique, sont décrits dans le premier paragraphe.

La microstructure de déformation des échantillons a été examinée au microscope électronique. Les observations décrites au deuxième paragraphe montrent que la déformation est due, selon le domaine de température étudié, au glissement de paires de dislocations qui traversent facilement les parois de domaine, ou à la propagation de fautes d'empilement complexes. Elles ne révèlent aucun glissement dans les plans $\{001\}$ à haute température, ni aucune tendance des paires de dislocations à s'aligner dans les directions vis $\langle 011 \rangle$ à basse température.

V-1 : ASPECTS MACROSCOPIQUES : VARIATION DE LA LIMITE ELAS- (Y) ET DU TAUX DE CONSOLIDATION (θ) EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.

Les échantillons des séries A et B ont été déformés en compression entre 2 et 7%, à une vitesse de déformation d'environ $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, dans une gamme de température allant de 77K à 700K ($T_C \approx 760\text{K}$ et $T_f \approx 1400\text{K}$). De chaque essai est déduite une courbe contrainte - déformation (figure III-2) qui peut être divisée en deux stades : le premier stade est associé à la limite élastique, le second présente un fort durcissement linéaire caractéristique de la déformation plastique des alliages ordonnés; le taux de déformation est insuffisant pour atteindre le stade de durcissement parabolique.

V-1-1- VARIATION DE LA LIMITE ELASTIQUE AVEC LA TEMPERATURE

Les courbes de variation de la limite élastique Y avec la température pour les deux séries d'échantillons (A et B) sont reproduites figure V-1. Elles présentent l'aspect typique des métaux : décroissance quand la température augmente, puis palier athermique au-dessus de 300K. Au delà de cette température, la limite élastique est la même pour les deux séries d'échantillons (A et B), c'est à dire indépendante des recuits thermiques qu'ils ont subi.

Yasyreva et Yakovleva [2] ont étudié la variation de la limite élastique de l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$ à antiphases périodiques en fonction de la température (figure I-1). Nos résultats sont différents des leurs bien que le traitement thermique de nos échantillons (série B) soit analogue au leur (le traitement thermique effectué par ces auteurs consiste en un refroidissement lent de 500°C à 270°C à raison de 2° par jour, alors que le nôtre consiste en un recuit d'une semaine à 455°C suivi d'un refroidissement lent de 455°C à 200°C à raison de 15° par semaine). La composition en Palladium de l'alliage que nous avons étudié est 20,3 at %, alors que celle de l'alliage déformé par ces auteurs n'est pas mentionnée. Nous ne

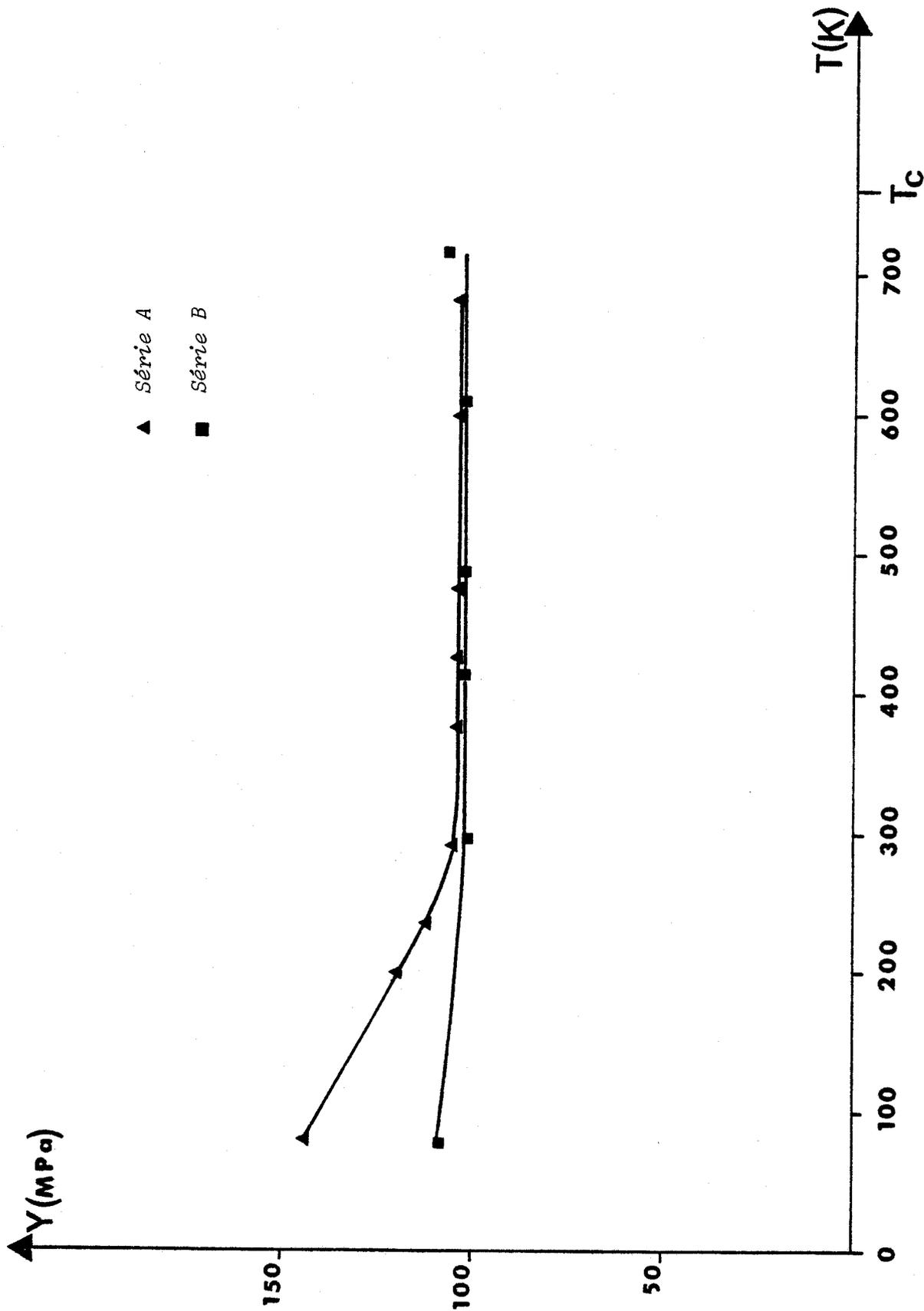


FIGURE V-1 : Variation de la limite élastique avec la température
(séries A et B)

pensons pas que cela puisse expliquer les différences de comportement observées, car il a été montré précédemment que la limite élastique ne variait que très faiblement avec la concentration en Palladium, dans le domaine d'existence de la phase à antiphases périodiques monodimensionnelles [49].

Il est à noter que la limite élastique des échantillons déformés par ces auteurs est toujours supérieure à la nôtre, elle vaut 165 MPa à la température ambiante (dans notre cas elle vaut 100 MPa pour les deux séries).

V-1-2 : INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION SUR LA LIMITE ELASTIQUE.

Afin de préciser si la différence de comportement entre nos échantillons et de ceux de Yasyreva et Yakovleva [2] est liée à la différence de vitesse de déformation^(★), nous avons effectué des expériences de déformation à une vitesse 10 fois plus grande (de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) sur des échantillons qui ont subi un traitement thermique analogue à celui de la série A (série A'). La figure V-2 représente les courbes de variation de la limite élastique avec la température pour les séries A et A'. On note que la vitesse de déformation n'influe pratiquement pas sur la limite élastique de l'alliage.

V-1-3 : VARIATION DU TAUX DE CONSOLIDATION AVEC LA TEMPERATURE.

Contrairement à la limite élastique, le taux de consolidation θ est assez sensible à la température de déformation et aux traitements thermiques des échantillons. La figure V-3 reporte les courbes de variation de la consolidation avec la température pour les échantillons des séries A et B. On constate que cette variation n'a pas tout à fait la même allure pour les deux séries, néanmoins on peut distinguer deux régions selon la température de déformation :

(★) dans les expériences de ces auteurs, la vitesse de déformation est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

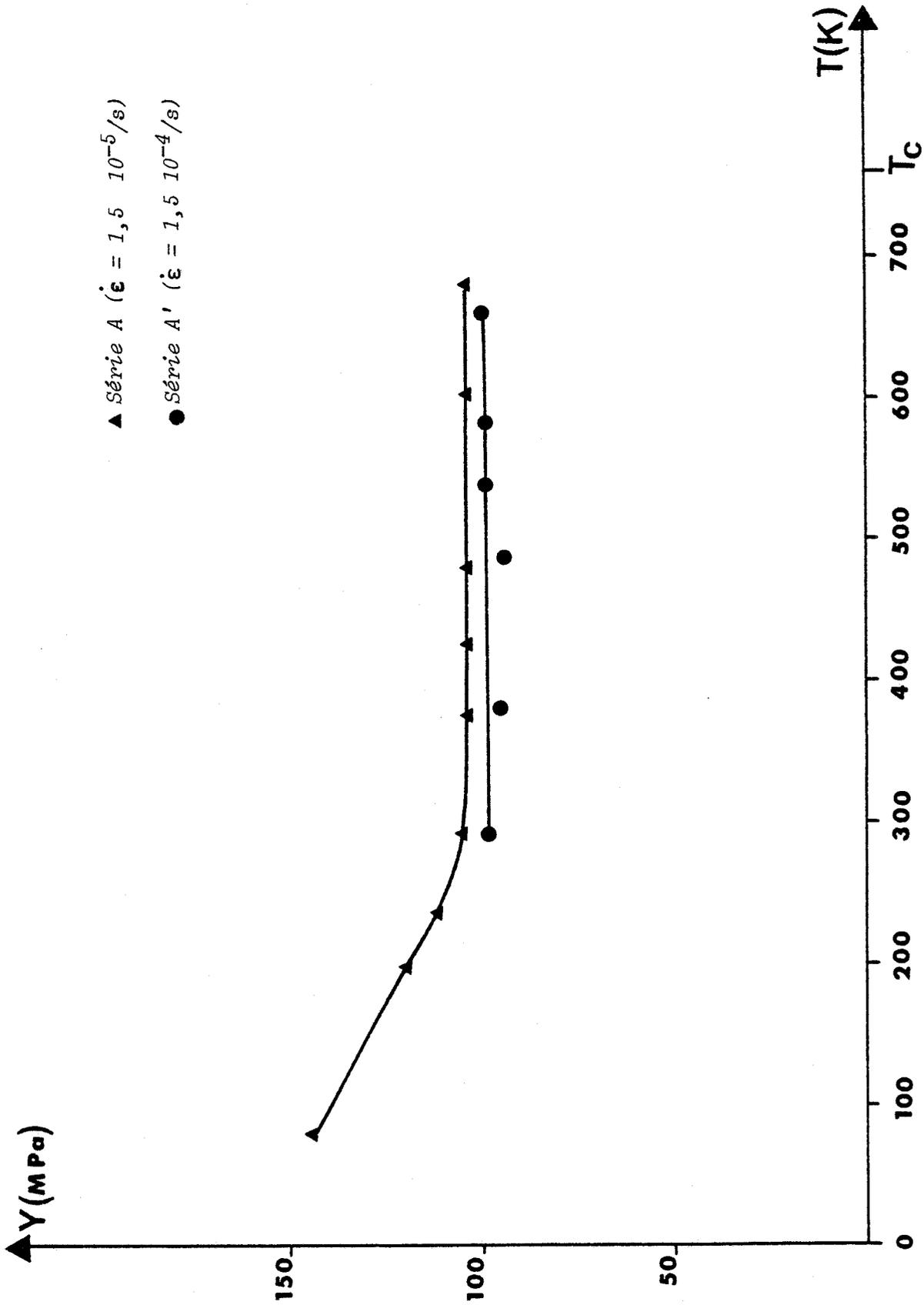


FIGURE V-2 : Variation de la limite élastique avec la température
(séries A et A')

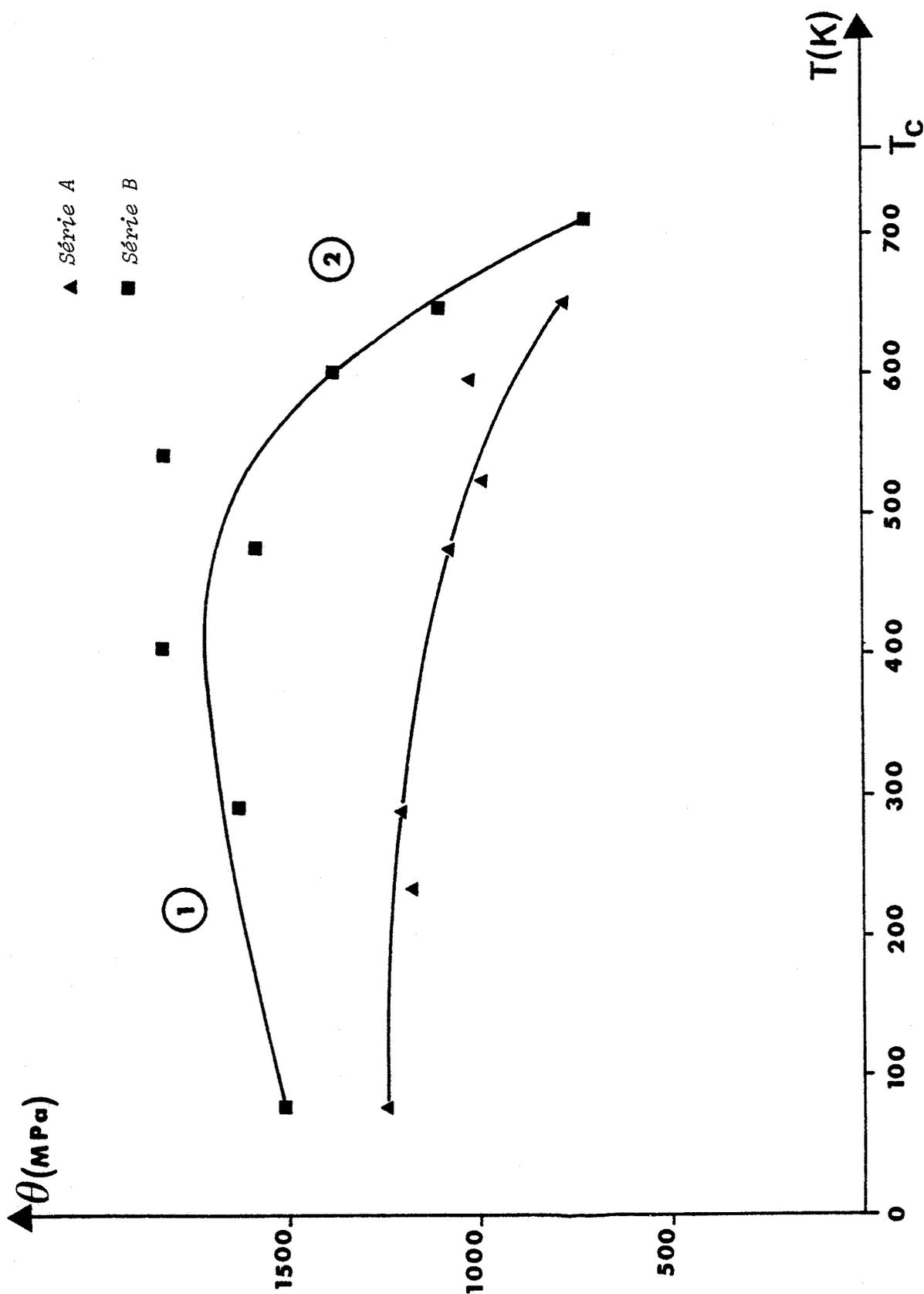


FIGURE V-3 : Variation du taux de consolidation avec la température (séries A et B)

- région (1) (température de déformation inférieure à $T_p \approx 450\text{K}$ pour la série A et 500K pour la série B) : dans cette région le taux de durcissement ne varie que très faiblement avec la température; quand la température augmente, on observe une légère diminution pour la série A et une légère augmentation pour la série B.

- région (2) (température de déformation supérieure à T_p et inférieure à la température critique T_c) : dans cette région le taux de consolidation diminue sensiblement quand la température augmente (cette diminution est très forte pour la série B : environ 40%).

Le taux de consolidation θ des alliages de la série B est toujours supérieur (d'au moins 15%) aux alliages de la série A ; les échantillons recuits plus longtemps présentent donc un durcissement plus élevé. Ceci a été également remarqué par [1,50] pour des échantillons de Cu_3Pd ordonnés, déformés à la température ambiante. Il semble que ce durcissement plus important dans les éprouvettes recuites plus longtemps est dû à un état d'ordre plus important dans celles-ci (un recuit plus long augmente le degré d'ordre à longue distance et donc l'énergie de faute d'ordre).

Une des caractéristiques mécaniques des alliages ordonnés est leur fort taux de durcissement dans le stade II [51,52]. Le taux de durcissement à la température ambiante de nos échantillons est de l'ordre de $\mu/40$ pour la série A et de l'ordre de $\mu/30$ pour la séries B (μ est le module de cisaillement), alors que le taux de durcissement reporté par Yasyreva et Yokovleva [2] est de l'ordre de $\mu/1300$ (très faible, contrairement à ce qui est couramment observé dans les alliages ordonnés). L'origine d'une telle différence reste inexpliquée.

Nous ne pensons pas que la variation du taux de consolidation avec la température soit due à une variation du module de cisaillement. A notre connaissance, seule la variation du module d'Young E avec la température de l'alliage Cu 25 at \% Pd désordonné a été étudiée [53,54]. Il diminue d'environ 15%, de façon non linéaire quand la température augmente

de 300K à 700K. Le module de cisaillement est relié au module d'Young par la relation [55] :

$$E = 2\mu (1 + \nu) \quad \text{avec } \nu : \text{coefficient de Poisson}$$

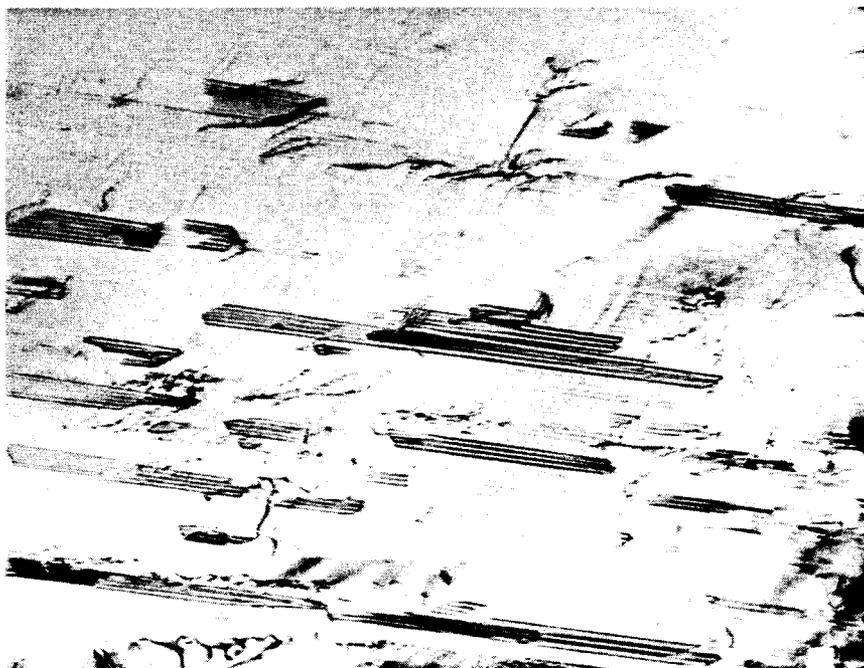
En supposant que le coefficient de Poisson (ν) n'est pas très sensible à la température [56], la variation de μ avec la température est comparable à celle de E , et donc trop faible pour être à l'origine de la forte diminution du taux de consolidation observée (rappelons que d'une manière générale les constantes élastiques des alliages ordonnés diffèrent assez peu de celles des alliages désordonnés correspondants [46]).

V-2-:ASPECTS MICROSCOPIQUES : MICROSTRUCTURE DE DEFORMATION

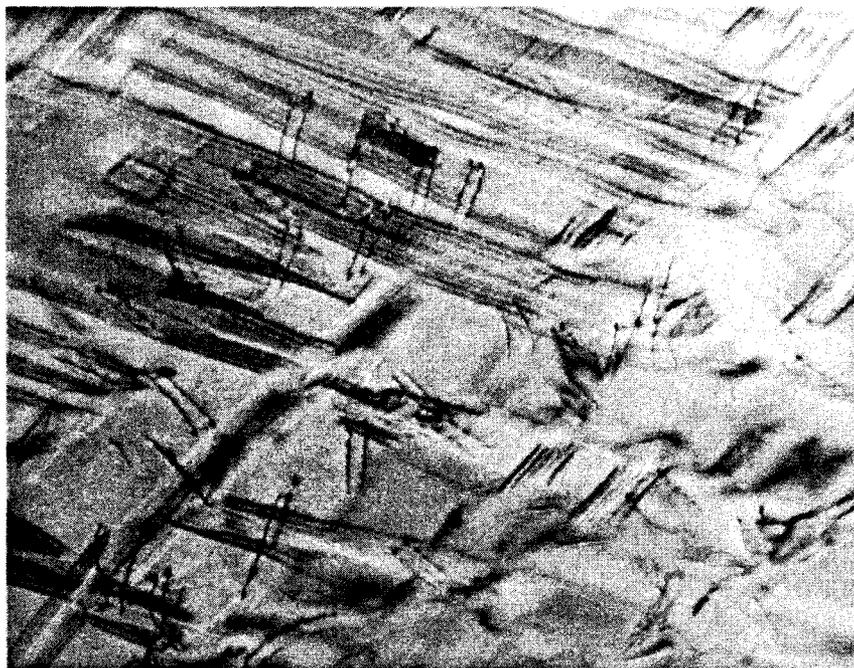
Les échantillons déformés à différentes températures ont été observés en microscopie électronique afin de caractériser les dislocations responsables de la déformation, permettant ainsi de relier leur comportement à la plasticité du matériau.

D'une manière générale, les dislocations ont une certaine tendance à se propager par paires, même dans les domaines où celles-ci ne constituent pas une superdislocation parfaite. Ceci est bien entendu lié au fait que la faute d'ordre laissée dans le sillage d'une telle paire a une énergie relativement faible (γ_0/M) alors qu'une dislocation unitaire limite une paroi d'antiphase d'énergie γ_0 beaucoup plus élevée.

Dans le paragraphe précédent, suivant la variation du taux de consolidation avec la température, nous avons distingué deux régions (1) et (2) (figure V-3). L'observation des microstructures de déformation, présentée ci-dessous, montre que dans ces deux régions les différences portent essentiellement sur la nature des dislocations propageant la déformation (figure V-4).



a



b

FIGURE V-4 : Aspects typiques de la microstructure de déformation

a - échantillon A déformé de 6% à la température ambiante (région (1)).

b - échantillon B déformé de 6% à 700K (région (2)).

En effet, la microstructure de déformation des échantillons testés à haute température (région (2)) se caractérise essentiellement par la présence de nombreuses paires de dislocations traversant les parois de domaine, et par l'absence quasi générale de fautes d'empilement (figure V-4b), alors que les échantillons déformés à basse température présentent de nombreuses fautes d'empilement complexes très étendues (figure V-4a); on remarque également, sur cette figure, le faible contraste de franges, parallèle aux plans de glissement, caractéristique des plans où l'ordre à longue distance est perturbé [48].

Nous montrons dans la suite de ce chapitre que ces différences sont liées à la variation importante de l'énergie de paroi d'antiphase avec la température (cf. IV-2-3).

C'est dans les échantillons déformés à basse température que l'on observe fréquemment les empilements de dislocations unitaires alternativement très dissociées et non dissociées que l'on a décrit au chapitre précédent (IV-3). Les fautes complexes que l'on observe dans les échantillons déformés (figure V-4a) sont probablement dues à l'extension très importante du ruban de faute d'empilement sous l'effet de la contrainte appliquée. Nous pensons que la figure V-5, relative à un échantillon A déformé de 2% à la température ambiante, représente une étape intermédiaire, où les défauts d'empilement s'étendent de plus en plus.

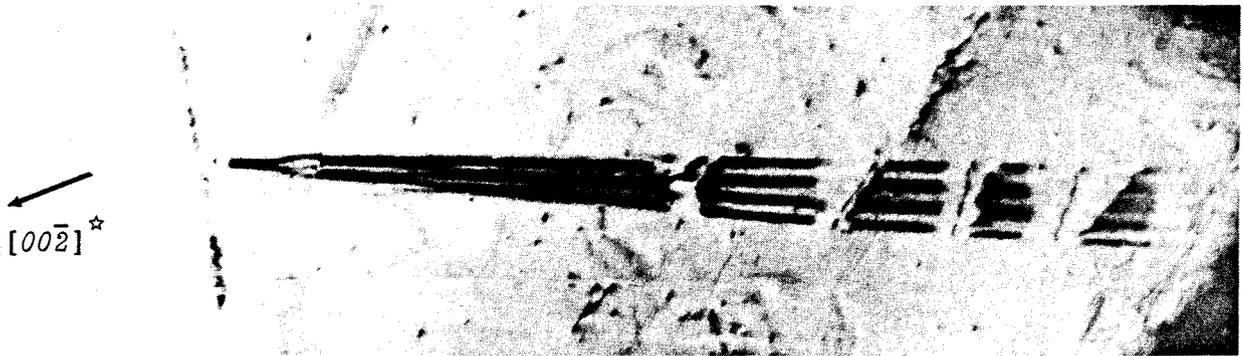
Dans le chapitre précédent nous avons montré que la dissociation d'une dislocation unitaire dépend en l'absence de contrainte appliquée de la tension de surface effective qui s'exerce sur elle : $\Gamma_n = \gamma_G - \frac{n+1}{M} \gamma_0$. L'observation de dislocations unitaires alternativement largement dissociées et non dissociées prouve que Γ_n est faible et donc que l'énergie de faute d'ordre γ_0 est assez élevée.

Si après le passage de n paires de dislocations, la force exercée sur la dislocation partielle $\delta\vec{A}$ (égale à la somme de la tension de surface effective et de la force due à la contrainte appliquée) devient négative, il en résulte une dissociation totale de la dislocation unitaire.

Selon l'orientation des parois d'antiphase périodiques dans le domaine voisin, la faute d'empilement peut, soit franchir la frontière de domaine, soit rester bloquée au niveau de cette interface. Considérons, dans le domaine [001] où le cisaillement périodique est équivalent à \vec{AB} , la première dislocation partielle $\vec{C\delta}$ qui résulte de la dissociation de la dislocation unitaire \vec{CA} après le passage de n (n voisin de M) paires $2\vec{CA}$ (figures IV-11- IV-14); elle est soumise dans ce domaine d'une part à la tension de surface "positive" due à la faute d'ordre créée par les n paires : $\gamma_0 n/M \approx \gamma_0$ et d'autre part à la tension de surface "négative" due à la faute d'empilement $\gamma_G + \gamma_0 (1 - (n+1)/M) \approx \gamma_G^{(*)}$ (le nombre de mauvaises liaisons introduites par la faute complexe diminue au fur et à mesure que n augmente); la tension de surface résultante est donc voisine de $\gamma_0 - \gamma_G$. Si dans le domaine voisin, les parois d'antiphase périodiques sont selon les plans (010), les paires $2\vec{CA}$ sont également non parfaites (le cisaillement périodique est équivalent à \vec{BC} dans ce domaine), la situation est analogue à celle que l'on vient de décrire et la partielle $\vec{C\delta}$ subit la même tension de surface : elle peut donc franchir la frontière de domaine. C'est ce que l'on observe figure V-5. Par contre si le domaine voisin est d'orientation [100], où le cisaillement périodique est équivalent à \vec{AC} , les paires $2\vec{CA}$ sont parfaites et n'introduisent pas de paroi d'antiphase dans leur sillage; la faute d'empilement complexe que créerait la partielle $\vec{C\delta}$ ne comporte aucune liaison régulière entre atomes premiers voisins. Dans le nouveau domaine, cette dislocation serait soumise à une tension de surface "négative" $\gamma_G + \gamma_0$ qui s'oppose à son mouvement. Elle reste donc bloquée à l'interface entre les deux domaines. De telles fautes d'empilement complexes limitées par des parois de domaine ont été observées (figure V-6). Buynova et Coll. [48] reportent également des configurations semblables dans leurs échantillons déformés, sans toutefois interpréter l'origine d'un tel blocage.

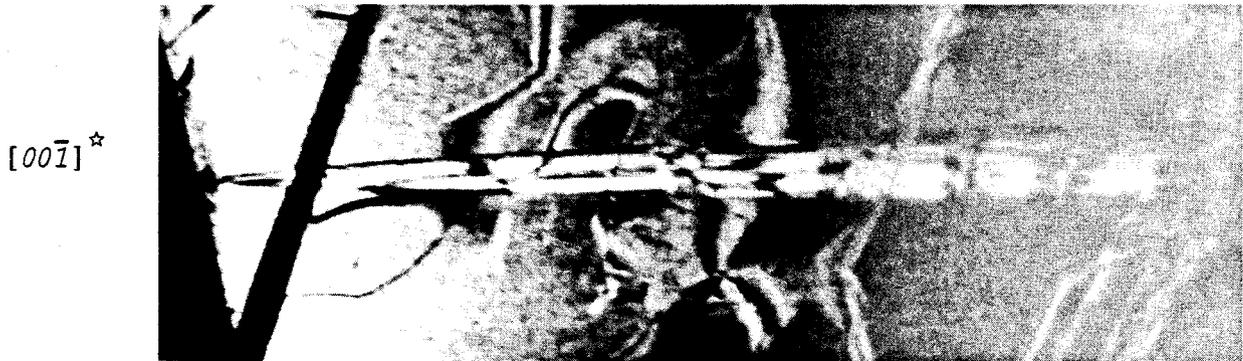
La microstructure des échantillons déformés à une température supérieure à T_p (région (2)) se caractérise par l'absence quasi générale de fautes d'empilement. La déformation est principalement due à des paires de dislocations. L'absence de fautes d'empilement dans ces échantillons

(*) Il a été montré précédemment que, après le passage de $(M-1)$ paires, la dissociation de la dislocation unitaire suivante en partielles de Shockley crée une faute d'empilement géométrique [1,57].



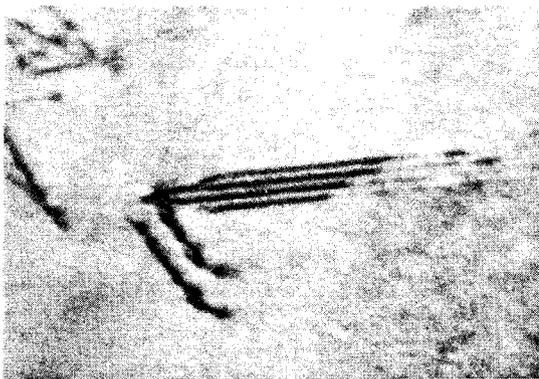
0,2 μm

a



b

FIGURE V-5 : Extension des fautes d'empilement dans un échantillon A déformé de 2% à la température ambiante.



a

[111] ☆

0,2 μm

[100] ☆

b

FIGURE V-6 : Blocage d'une faute d'empilement aux parois de domaine dans un échantillon A déformé de 6% à la température ambiante.

est liée à la diminution de l'énergie de faute d'ordre γ_0 due à la décroissance du degré d'ordre à longue distance (figure IV-9). En effet, l'énergie de faute d'ordre étant faible, la tension de surface Γ_n qui s'exerce sur la dislocation unitaire est importante et la largeur de dissociation correspondante est très faible, les deux dislocations unitaires constituant la paire subissent alors des tensions de surfaces approximativement égales. De plus, l'énergie de la faute d'ordre créée par le mouvement d'une paire (γ_0/M) diminue, si bien que ces paires peuvent se propager indépendamment les unes des autres, sous l'effet de la contrainte appliquée.

Ainsi, nous attribuons la forte diminution du taux de consolidation à haute température à une décroissance de l'énergie de faute d'ordre γ_0 . A basse température la déformation est due à la propagation de fautes d'empilement complexes, le glissement est alors confiné dans les plans compacts. Les parois de domaine peuvent s'opposer à la propagation de ces défauts d'empilement, qui constituent eux-mêmes un obstacle au mouvement d'autres dislocations (le croisement de deux défauts d'empilement n'étant pas un processus facile). A haute température, par contre, la dissociation en partielles de Shockley n'est pas favorisée, si bien que les paires de dislocations peuvent plus aisément contourner les différents obstacles. D'autre part, les parois de domaine ne constituent pas un obstacle efficace à leur mouvement : la tension de surface qui s'y oppose dans un domaine où elles ne sont pas parfaites ($\gamma_0/M \approx 3\text{mJ/m}^2$ à 700K) étant facilement surmontée par l'effet de la contrainte appliquée.

V-3 : CONCLUSION

Dans certains alliages $L1_2$, au-dessus de la température ambiante, le taux de consolidation augmente avec la température, passe par un maximum, puis décroît. L'un des mécanismes invoqués pour interpréter ce comportement fait intervenir le glissement dévié dans les

plans du cube [58,59]. Ce processus est énergétiquement favorable car l'énergie de la paroi d'antiphase est beaucoup plus faible dans ces plans [42]. En effet, en-dessous d'une certaine température T_p (la température T_p correspond au maximum de consolidation) les paires de dislocations ayant dévié constituent des barrières au mouvement des autres dislocations. L'augmentation de la température augmente la probabilité du processus de déviation et il en résulte donc une plus grande résistance à la déformation. Au-dessus de T_p , la déformation s'effectue par glissement de paires de dislocations dans les plans {001}, et de ce fait le taux de consolidation décroît quand la température augmente.

Ce glissement dévié se manifeste par la présence de superdislocations alignées le long des directions vis $\langle 011 \rangle$ dans les lames minces d'échantillons déformés à une température inférieure à T_p , et par la présence de paires de dislocations glissant dans les plans du cube sans aucune orientation préférentielle dans les échantillons déformés à une température supérieure à T_p .

L'observation de la microstructure de déformation de nos échantillons déformés à différentes températures ne révèle aucune des caractéristiques précédentes. Ainsi, on peut affirmer que le mécanisme de glissement dévié dans les plans {001} n'est pas à l'origine de la variation du taux de consolidation de notre alliage avec la température.

Une telle conclusion est de plus supportée par les faits expérimentaux suivants :

- l'augmentation du taux de consolidation pour $T < T_p$ est trop faible par rapport à ce qui est observé dans les alliages $L1_2$ présentant ce comportement anormal, pour être due au même mécanisme.
- la limite élastique de notre alliage ne dépend pas de la température dans le domaine étudié, alors que dans les alliages $L1_2$, elle présente une variation semblable à celle du taux de consolidation.

Les observations au microscope électronique montrent que le paramètre essentiel qui intervient dans l'interprétation des essais mécaniques est la variation de l'énergie de paroi d'antiphase de cisaillement avec la température. A basse température, celle-ci est relativement élevée et cette situation favorise la propagation de fautes d'empilement complexes. A haute température, la diminution de l'énergie de faute d'ordre rend plus difficile la dissociation des dislocations unitaires en partielles de Shockley et la déformation est due au mouvement de paires de dislocations.

CONCLUSION

L'étude à l'échelle microscopique des mécanismes de déformation dans l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$ à antiphases périodiques monodimensionnelles permet de présenter un certain nombre de conclusions relatives à la plasticité de cet alliage.

La première conclusion est négative. Contrairement à ce qui a été suggéré par Yasyreva et Yakovleva [2], il ne semble pas que la déviation des dislocations dans les plans du cube joue un rôle dans le comportement plastique de l'alliage $\text{Cu}_3 \text{Pd}$. Ce point est relativement étonnant car dans une structure à antiphases périodiques, on peut s'attendre à ce que l'énergie de paroi d'antiphase soit faible pour l'orientation $\{001\}$.

Nous avons analysé le mode de dissociation des dislocations en assimilant la structure à antiphases périodiques à une structure $L1_2$ comportant une distribution régulière de fautes d'ordre. La détermination des tensions de surface effectives agissant sur chaque dislocation permet de décrire convenablement les configurations observées. Cette analyse confirme que, dans cet alliage, l'énergie de faute d'empilement géométrique (γ_G) est du même ordre de grandeur que l'énergie de paroi d'antiphase de cisaillement (γ_0). Dans ce cas, la déformation est contrôlée par le comportement des paires de dislocations glissant dans les plans où l'ordre à longue distance est perturbé. Elle n'est pas due, comme dans le cas des alliages $\text{Ni}_3 \text{V}$ ($M=1$) et $\text{Ag}_3 \text{Mg}$ ($M=2$), à un micromaclage qui préserve l'ordre à longue distance [1].

Nous avons attribué la variation du taux de consolidation des échantillons déformés avec la température à la diminution de l'énergie de faute d'ordre γ_0 avec la température, liée à la décroissance du degré d'ordre à longue distance. A basse température, la tension de surface agissant sur certaines dislocations partielles peut être relativement faible (du fait que γ_0 est élevé) et la déformation procède par

l'extension de fautes d'empilement complexes. A haute température, les tensions de surface agissant sur les deux dislocations unitaires sont presque équivalentes et la déformation est due au mouvement de paires de dislocations relativement indépendantes les unes des autres; il en résulte une diminution du taux de consolidation. Remarquons que notre étude permet de confirmer de façon indirecte que les deux paramètres d'ordre utilisés pour décrire l'état d'ordre dans les structures à anti-phases périodiques (S paramètre d'ordre moyen et S_p paramètre d'ordre dans les plans mixtes parallèles au cisaillement périodique) varient de façon sensiblement identique avec la température.

Enfin, il faut mentionner que les résultats présentés dans cette thèse ont été discutés à partir d'observations de configurations de dislocations après déformation d'échantillons massifs. Il pourrait être intéressant d'obtenir des informations sur le comportement dynamique des dislocations à partir d'essais de déformation "in situ" dans le microscope électronique.

ANNEXE - EVALUATION DE L'ENERGIE DE PAROI D'ANTIPHASE DE DEFORMATION EN FONCTION DE L'ETAT D'ORDRE.

Un glissement suivant un plan (hkl) modifie le nombre de liaisons A-A, B-B et A-B entre les atomes A et B du plan $P_{(hkl)}$ supposé fixe et ceux du plan contigu parallèle $P'_{(hkl)}$ qui a glissé.

Considérons par exemple, le plan (111) de la structure dont la longue période est parallèle à [001] (figure A-1). Nous allons déterminer l'accroissement d'énergie résultant des translations \vec{AB} et \vec{CA} . La méthode utilisée consiste à dénombrer le nombre de paires d'atomes A-A, B-B et A-B premiers voisins avant et après cisaillement.

Dans le plan P , les sites atomiques sont repérés par les coordonnées u et v selon les directions \vec{AC} et \vec{BA} , respectivement; le site origine est occupé préférentiellement par l'atome B. De même, dans le plan P' , les sites atomiques sont repérés par les coordonnées analogues u' et v' . Les probabilités d'occupation du site (u,v) par l'atome A ou l'atome B sont $P_A(u,v)$ et $P_B(u,v)$, respectivement.

1 - DETERMINATION DE L'ENERGIE DE LIAISON JOIGNANT LES ATOMES DU PLAN P AUX ATOMES PREMIERS VOISINS DU PLAN P' AVANT ET APRES LE GLISSEMENT

Soit la maille 0, on suppose que :

$$P_X(1,0) = P_X(1,1) \neq P_X(0,1) \quad (1) \quad \text{avec } X = A \text{ ou } B$$

c'est-à-dire que l'état d'ordre est différent dans le plan mixte ($u = 0$) et le plan non mixte ($u = 1$).

$$\begin{cases} P_X(0,v) = P_X(2,v) = P_X(4,v) = \dots P_X(2M,v+1) = \dots \\ P_X(1,v) = P_X(3,v) = P_X(5,v) = \dots P_X(2M+1,v) = \dots \end{cases} \quad (2)$$

c'est-à-dire que l'état d'ordre d'un plan donné (mixte ou non mixte) ne dépend pas de sa position par rapport à l'origine.

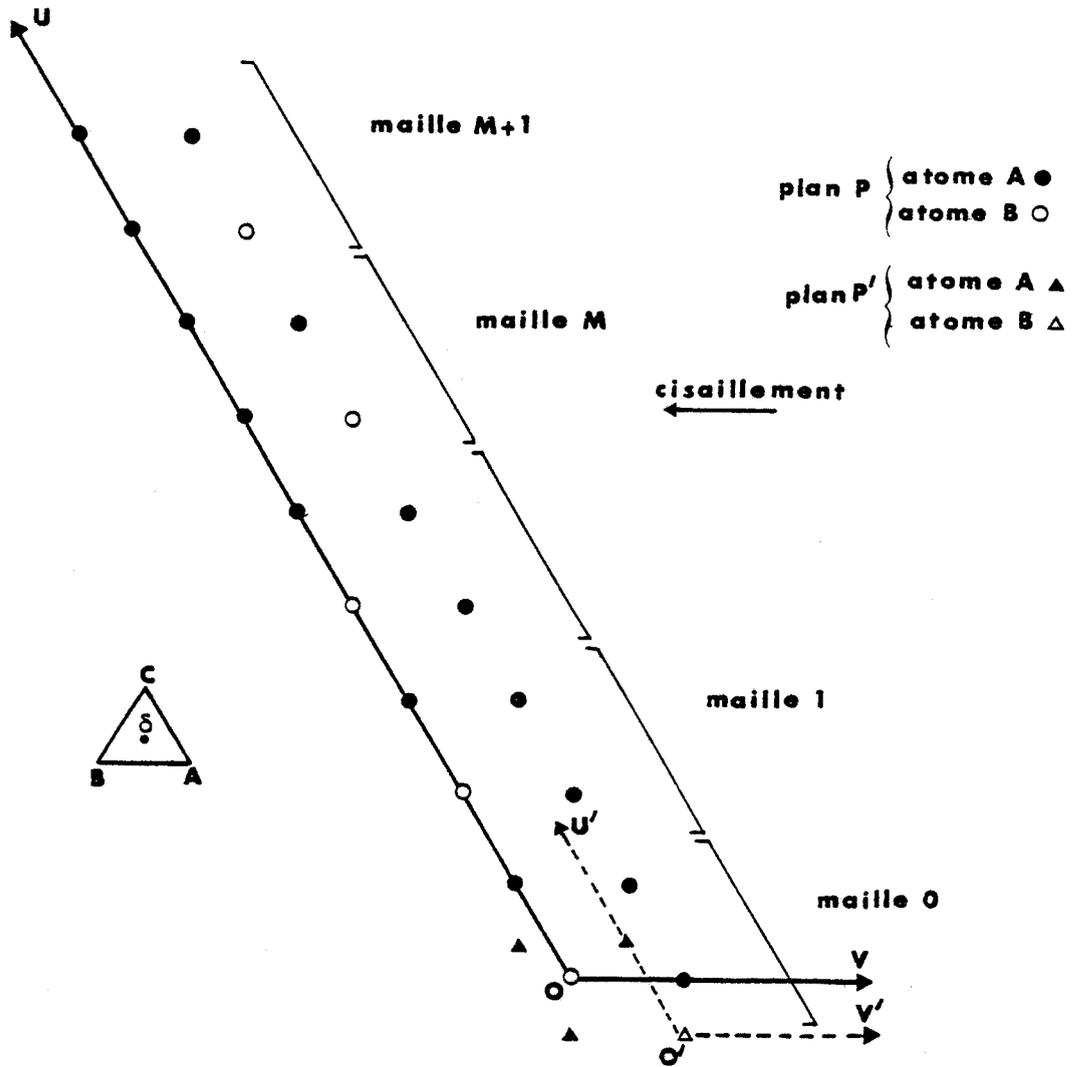


FIGURE A-1 : Arrangement des atomes dans le plan (111)

De plus, dans la direction \overline{BA} , la période du réseau est 2, d'où :

$$P_X(u,v) = P_X(u,v+2) \quad (3)$$

Avec ces hypothèses, on peut décrire l'état d'ordre dans les alliages à antiphases périodiques avec seulement deux paramètres : S et S_p [14]; et il suffit donc de ne considérer que la maille 0 .

$$S = \frac{1}{3} [P_A(0,1) + P_A(1,0) + P_A(1,1)] - P_A(0,0)$$

représente l'état d'ordre moyen

$$S_p = P_A(0,1) - P_A(0,0)$$

caractérise l'état d'ordre dans les plans mixtes, parallèles aux parois d'antiphase périodiques.

On a également, pour chaque site, la relation :

$$P_A(u,v) + P_B(u,v) = 1 \quad (4)$$

1-1- BILAN, SELON LEUR NATURE, DES LIAISONS JOIGNANT LES ATOMES SUR LE PLAN P
AUX ATOMES PREMIERS VOISINS DU PLAN P' AVANT LE GLISSEMENT

Soit un atome de coordonnées (u,v) dans le plan P, il forme des liaisons avec trois atomes du plan P' de coordonnées :

$$(u'+1,v') , (u'+1,v'-1) , (u',v'-1)$$

Si dans le plan P', l'origine est choisie sur le site occupé préférentiellement par l'atome B, on a : $u' = u$ et $v' = v$ et donc, un atome (u,v) du plan P est lié aux atomes :

$$(u+1,v) , (u+1,v-1) , (u,v-1) \text{ du plan P' .}$$

Pour la maille 0, on a :

atome du plan P considéré	atomes premiers voisins du plan P'
(0,0)	(1,0) , (1, $\bar{1}$) (0, $\bar{1}$)
(0,1)	(1,1) , (1,0) , (0,0)
(1,0)	(2,0) , (2, $\bar{1}$) , (1, $\bar{1}$)
(1,1)	(2,1) , (2,0) , (1,0)

L'énergie de liaison E_0 pour la maille 0 est, compte-tenu des relations (1), (2) et (3)

$$\begin{aligned}
 E_0 = & V_{AB}^{(1)} [4P_B(0,0)P_A(1,0) + 2P_B(0,0)P_A(0,1) + 4P_A(0,0)P_B(1,0) + 2P_A(0,0) \\
 & P_B(0,1) + 4P_B(0,1)P_A(1,0) + 4P_A(0,1)P_B(1,0) + 4P_B(1,0)P_A(1,0)] + \\
 & V_{AA}^{(1)} [4P_A(0,0)P_A(1,0) + 2P_A(0,0)P_A(0,1) + 4P_A(0,1)P_A(1,0) + 2P_A(1,0) \\
 & P_A(1,0)] + \\
 & V_{BB}^{(1)} [4P_B(0,0)P_B(1,0) + 2P_B(0,0)P_B(0,1) + 4P_B(0,1)P_B(1,0) + 2P_B(1,0) \\
 & P_B(1,0)] .
 \end{aligned}$$

$V_{XY}^{(1)}$ représente l'énergie de liaison entre atomes X et Y premiers voisins.

1-2- BILAN, SELON LEUR NATURE, DES LIAISONS JOIGNANT LES ATOMES SUR LE PLAN P AUX ATOMES PREMIERS VOISINS DU PLAN P' APRES LA TRANSLATION \vec{AB}

Pour la maille 0, on a :

atome du plan P considéré	atomes premiers voisins du plan P'
(0,0)	(1, $\bar{1}$) , (1, $\bar{2}$) , (0, $\bar{2}$)
(0,1)	(1,0) , (1, $\bar{1}$) , (0, $\bar{1}$)
(1,0)	(2, $\bar{1}$) , (2, $\bar{2}$) , (1, $\bar{2}$)
(1,1)	(2,0) , (2, $\bar{1}$) , (1, $\bar{1}$)

L'énergie de liaison E_0' de la maille 0 est alors :

$$\begin{aligned}
 E_0' = & V_{AB}^{(1)} [4P_B(0,0)P_A(1,0) + 4P_A(0,0)P_B(1,0) + 2P_A(0,0)P_B(0,0) + 4P_B(0,1)P_A(1,0) + \\
 & 4P_A(0,1)P_B(1,0) + 4P_B(1,0)P_A(1,0) + 2P_B(0,1)P_A(0,1)] + \\
 & V_{AA}^{(1)} [4P_A(0,0)P_A(1,0) + P_A(0,0)P_A(0,0) + 4P_A(0,1)P_A(1,0) + P_A(0,1)P_A(0,1) + \\
 & 2P_A(1,0)P_A(1,0)] + \\
 & V_{BB}^{(1)} [4P_B(0,0)P_B(1,0) + P_B(0,0)P_B(0,0) + 4P_B(0,1)P_B(1,0) + P_B(0,1)P_B(0,1) + \\
 & + 2P_B(1,0)P_B(1,0)] .
 \end{aligned}$$

1-3- BILAN, SELON LEUR NATURE, DES LIAISONS JOIGNANT LES ATOMES SUR LE PLAN P AUX ATOMES PREMIERS VOISINS DU PLAN P' APRES LA TRANSLATION \vec{CA}

Pour la maille 0, on a :

atome du plan P considéré	atome premiers voisins du plan P'
(0,0)	(0,0) , (0, $\bar{1}$) , ($\bar{1}$, $\bar{1}$)
(0,1)	(0,1) , (0,0) , ($\bar{1}$,0)
(1,0)	(1,0) , (1, $\bar{1}$) , (0, $\bar{1}$)
(1,1)	(1,1) , (1,0) , (0,0)

L'énergie de liaison E_0'' de la maille 0 est :

$$\begin{aligned}
 E_0'' &= V_{AB}^{(1)} [2P_B(0,0)P_A(0,0) + 2P_B(0,0)P_A(0,1) + 2P_B(0,0)P_A(1,0) + 2P_A(0,0)P_B(0,1) + \\
 &\quad 2P_A(0,0)P_B(1,0) + 2P_B(0,1)P_A(0,1) + 2P_B(0,1)P_A(1,0) + 2P_A(0,1) \\
 &\quad P_B(1,0) + 8P_B(1,0)P_A(1,0)] + \\
 &V_{AA}^{(1)} [P_A(0,0)P_A(0,0) + 2P_A(0,0)P_A(0,1) + 2P_A(0,0)P_A(1,0) + P_A(0,1)P_A(0,1) + \\
 &\quad 4P_A(1,0)P_A(1,0)] + \\
 &V_{BB}^{(1)} [P_B(0,0)P_B(0,0) + 2P_B(0,0)P_B(0,1) + 2P_B(0,0)P_B(1,0) + P_B(0,1)P_B(0,1) + \\
 &\quad 4P_B(1,0)P_B(1,0)] .
 \end{aligned}$$

2 - DETERMINATION DE L'ENERGIE DE FAUTE D'ORDRE RESULTANT D'UN CISAILLEMENT \vec{AB} , PUIS \vec{CA}

2-1- ENERGIE DE FAUTE D'ORDRE RESULTANT DE LA TRANSLATION \vec{AB}

Pour la maille 0, l'accroissement d'énergie qui résulte de la translation \vec{AB} est :

$$\begin{aligned}
 E_0' - E_0 &= V_{AB}^{(1)} [2P_A(0,0)P_B(0,0) + 2P_B(0,1)P_A(0,1) - 2P_B(0,0)P_A(0,1) - \\
 &\quad 2P_A(0,0)P_B(0,1)] + \\
 &V_{AA}^{(1)} [P_A(0,0)P_A(0,0) + P_A(0,1)P_A(0,1) - 2P_A(0,0)P_A(0,1)] + \\
 &V_{BB}^{(1)} [P_B(0,0)P_B(0,0) + P_B(0,1)P_B(0,1) - 2P_B(0,0)P_B(0,1)] .
 \end{aligned}$$

soit, compte-tenu de la relation (4)

$$\begin{aligned}
 E_0' - E_0 &= V_{AB}^{(1)} [-2(P_A(0,1) - P_A(0,0))^2] + V_{AA}^{(1)} [(P_A(0,1) - P_A(0,0))^2] + \\
 &\quad V_{BB}^{(1)} [(P_A(0,1) - P_A(0,0))^2] \\
 &= 2V^{(1)} [(P_A(0,1) - P_A(0,0))^2] \text{ avec } V^{(1)} = \frac{1}{2}(V_{AA}^{(1)} + V_{BB}^{(1)}) - V_{AB}^{(1)}
 \end{aligned}$$

Ainsi l'accroissement d'énergie par unité de surface, résultant de la translation \vec{AB} devient (la maille 0 comporte 4 atomes pour une surface de $4b^2\sqrt{3}$) :

$$\gamma_0(\vec{AB}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} S_p^2$$

2-2- ENERGIE DE FAUTE D'ORDRE RESULTANT DE LA TRANSLATION \vec{CA}

Pour la maille 0, l'accroissement d'énergie qui résulte de la translation \vec{CA} est :

$$\begin{aligned} E_0'' - E_0 = & V_{AB}^{(1)} [2P_B(0,0)P_A(0,0) + 2P_B(0,1)P_A(0,1) + 4P_B(1,0)P_A(1,0) - \\ & 2P_B(0,0)P_A(1,0) - 2P_A(0,0)P_B(1,0) - 2P_B(0,1)P_A(1,0) - \\ & 2P_A(0,1)P_B(1,0)] + \\ & V_{AA}^{(1)} [P_A(0,0)P_A(0,0) + P_A(0,1)P_A(0,1) + 2P_A(1,0)P_A(1,0) - \\ & 2P_A(0,0)P_A(1,0) - 2P_A(0,1)P_A(1,0)] + \\ & V_{BB}^{(1)} [P_B(0,0)P_B(0,0) + P_B(0,1)P_B(0,1) + 2P_B(1,0)P_B(1,0) - \\ & 2P_B(0,0)P_B(1,0) - 2P_B(0,1)P_B(1,0)] . \end{aligned}$$

En utilisant la relation (4) on obtient :

$$\begin{aligned} E_0'' - E_0 = & -2V_{AB}^{(1)} [(P_A(0,0) - P_A(1,0))^2 + (P_A(0,1) - P_A(1,0))^2] + \\ & V_{AA}^{(1)} [(P_A(0,0) - P_A(1,0))^2 + (P_A(0,1) - P_A(1,0))^2] + \\ & V_{BB}^{(1)} [(P_A(0,0) - P_A(1,0))^2 + (P_A(0,1) - P_A(1,0))^2] . \\ = & +2V^{(1)} [(P_A(0,0) - P_A(1,0))^2 + (P_A(0,1) - P_A(1,0))^2] \end{aligned}$$

L'accroissement d'énergie par unité de surface, résultant de la translation \vec{CA} est alors :

$$\gamma_0(\vec{CA}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} \left[\left(\frac{3S - S_p}{2} \right)^2 + \left(\frac{3(S - S_p)}{2} \right)^2 \right]$$

Nous allons voir maintenant ce que devient cette énergie dans les deux cas extrêmes suivants :

- le désordre s'installe uniquement dans les plans mixtes parallèles aux parois d'antiphase périodiques
- structure $L1_2$ sans antiphases périodiques

2-2-1- CAS OU SEULS LES PLANS MIXTES PEUVENT ÊTRE DESORDONNES

on a :

$$P_A(1,0) = P_A(1,1) = 1 \quad \text{et} \quad P_A(0,0) + P_A(0,1) = 1$$

et donc :

$$S = \frac{1}{3} [P_A(0,1) + 2] - P_A(0,0)$$

$$3S = 2 S_p + 1 \quad (S_p \leq S)$$

L'accroissement d'énergie par unité de surface est alors :

$$\gamma_0 (\overline{CA}) = \frac{V^{(1)}}{4b^2\sqrt{3}} (S_p^2 + 1)$$

$$\gamma_0 (\overline{AB}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} S_p^2$$

On constate donc que les énergies des différentes parois d'antiphase devraient varier de façon différente avec le degré d'ordre (et donc avec la température), ce que l'expérience ne confirme pas.

2-2-2- CAS D'UNE STRUCTURE $L1_2$ SANS ANTIPHASES PERIODIQUES

Dans le cas d'une structure $L1_2$ sans antiphases périodiques on a :

$$P_A(1,0) = P_A(1,1) = P_A(0,1), \quad \text{et donc}$$

$$S = P_A(0,1) - P_A(0,0) = S_p$$

L'accroissement d'énergie par unité de surface est alors :

$$\gamma_0 (\overline{CA}) = \frac{V^{(1)}}{2b^2\sqrt{3}} S_p^2 = \gamma_0 (\overline{AB})$$

REFERENCES

- [1] G. VANDERSCHAEVE
Thèse, Université de Lille, 1981
- [2] L.P. VASYREVA, E.S. YAKOVLEVA
Fiz. Metall. Metalloved., 38, 1074, 1974
(Physics of Metals and Metallography, 38, n°5, p. 160, 1974)
- [3] B.A. GRINBERG, M.A. IVANOV, Y.N. GORNOSTYREV, L.I. YAKOVENKOVA
Fiz. Metall. Metalloved., 46, 813, 1978
(Physics of Metals and Metallography, 46, n°4, p. 117, 1978)
- [4] K. SCHUBERT, B. KIEFER, M. WILKENS, R. HAUFLE
Z. Metallkde, 46, 692, 1965
- [5] A. SOUTTER, A. COLSON, J. HERTZ
Mém. Sci. Rev. Metall., 68, 575, 1971
A. SOUTTER
Thèse de 3ème cycle, Université de Nancy, 1971
- [6] M. GUYMONT, D. GRATIAS
Phys. Stat. Sol. (a), 36, 329, 1976
- [7] S. OGAWA, D. WATANABE
in Direct Observation on Imperfections in Crystals;
J.B. Newkirk et J.H. WERNICK éditeurs; Interscience (1962);
p. 523
- [8] G. VANDERSCHAEVE
Rev. Phys. Appl. , 15, 711, 1980
- [9] F.E. JAUMOT, A. SAWATZKY
Acta Met. , 4, 127, 1956

- [10] H. SATO, R.S. TOTH
in Alloying Behavior and Effects in Concentrated Solid
Solutions; T.B. Massalski éditeur; Gordon & Breach (1965);
p. 295
- [11] G. VANDERSCHAEVE
Phys. Stat. Sol., 36, 103, 1969.
Thèse de 3ème cycle, Université de Lille, 1970
- [12] W.L. BRAGG, E.J. WILLIAMS
Proc. Roy. Soc. London, A145, 699, 1934
- [13] H. IWASAKI, S. OGAWA
J. Phys. Soc. Japan, 22, 158, 1967
- [14] A. GANGULEE, S.C. MOSS
J. Appl. Cryst., 1, 61, 1968
- [15] K. OKAMURA
J. Phys. Soc. Japan, 28, 1005, 1969
- [16] T. SARRAZIN
Thèse de 3ème cycle, Université de Lille, 1978
- [17] B. JAOUŁ
Etude de la plasticité et application aux métaux; Dunod, Paris,
1960; p. 160
- [18] J.M. SILCOCK, W.J. TUNSTALL
Phil. Mag., 10, 361, 1964
- [19] W. BELL, W.R. ROSER, G. THOMAS
Acta Met., 12, 11, 1247, 1964
- [20] R. GEVERS, J. VAN LANDUYT, S. AMELINCKX
Phys. Stat. Sol., 11, 689, 1965

- [21] R. GEVERS
in Méthodes et Techniques Nouvelles d'Observation en Métallur-
gie Physique; B. Jouffrey éditeur, S.F.M.E. (1972); p. 155
- [22] A. ART, R. GEVERS, S. AMELINCKX
Phys. Stat. Sol., 3, 697, 1963
- [23] R. GEVERS, A. ART, S. AMELINCKX
Phys. Stat. Sol., 3, 1563, 1963
- [24] H. HASHIMOTO, A. HOWIE, M.J. WHELAN
Proc. Roy. Soc., A269, 80, 1962
- [25] J. VAN LANDUYT, R. GEVERS, S. AMELINCKX
Phys. Stat. Sol., 7, 519, 1964
- [26] N. CLEMENT
J. Microsc. Spectrosc. Electron., 3, 271, 1978
- [27] D.J.H. COCKAYNE, I.L.F. RAY, M.J. WHELAN
Phil. Mag., 20, 1265, 1969
- [28] D.J.H. COCKAYNE
J. Microsc., 98, 116, 1973
- [29] S. AMELINCKX
The direct observation of dislocations, Solid State Physics
suppl. 6; Academic Press (1964) ; p. 128
- [30] P.B. HIRSCH, A. HOWIE, R.B. NICHOLSON, D.W. PASHLEY,
M.J. WHELAN
Electron Microscopy of thin Crystals; Butterworths (1965);
p. 247
- [31] P. DELAVIGNETTE, R. TRIVEDI, R. GEVERS, S. AMELINCKX
Phys. Stat. Sol., 17, 221, 1966

- [32] R.J. MURPHY, J.L. CRAWFORD
Phys. Stat. Sol. , 27, 559, 1968
- [33] D.J.H. COCKAYNE, M.L. JENKINS, I.L.F. RAY
Phil. Mag., 24, 1383, 1971
- [34] N. THOMPSON
Proc. Phys. Soc., 66B , 481, 1953
- [35] M. YAMAGUCHI, V. VITEK, D.P. POPE
Phil. Mag. A43 , 1027, 1981
- [36] M.J. MARCINKOWSKI
in Electron Microscopy and Strength of Crystals; G. Thomas et
J. Washburn éditeurs; Interscience (1963); p. 333
- [37] M.J. MARCINKOWSKI, N. BROWN, R.M. FISHER
Acta Met. , 9, 129, 1961
- [38] B.H. KEAR
in Proceedings of the International Conference on the Strength
of Metals and Alloys; Trans. Japan Inst. Metals Supplement 9,
(1968); p. 679
- [39] B.H. KEAR, A.F. GIAMEI, J.M. SILCOCK, R.K. HAM
Scripta Met., 2, 287, 1968
- [40] K. SUZUKI, M. ICHIHARA, S. TAKEUCHI
Acta Met., 27, 193, 1979
- [41] K. SUZUKI, E. KURAMOTO, S. TAKEUCHI, M. ICHIHARA
Japan J. Appl. Phys., 16, 919, 1977
- [42] P.A. FLINN
Trans. A.I.M.E., 218, 145, 1960.

- [43] G. VANDERSCHAEVE
J. Physique, 35, C7 - 47, 1974
- [44] J.P. HIRTH, J. LOTHE
Theory of Dislocations; Mac Graw Hill (1968); p. 762
- [45] M. YOSHIHARA, R.B. Mc LELLAN
Acta Met., 30, 245, 1982
- [46] N.S. STOLOFF, R.G. DAVIES
Prog. Mat. Sciences, 13, 1, 1966
- [47] E. SMITH
Proc. Roy. Soc. London, A315, 115, 1970
- [48] L.N. BUYNOVA, V.I. SYUTKINA, O.D. SHASHKOV, E.S. YAKOVLEVA
a. Fiz. Metal. Metalloved., 29, 1221, 1970
(Physics of Metals and Metallography, 29, n°6, p. 104, 1970)
b. Fiz. Metal. Metalloved., 33, 1195, 1972
(Physics of Metals and Metallography, 33, n°6, p. 67, 1972)
c. Fiz. Metal. Metalloved., 34, 561, 1972
(Physics of Metals and Metallography, 34, n°3, p. 108, 1972)
- [49] V.I. SYUTKINA, E.S. YAKOVLEVA
Fiz. Tverdogo Tela, 8, 2688, 1967
(Soviet Physics Solid State, 8, 2145, 1966-67)
- [50] L.A. GERZHA, V.I. SYUTKINA, E.S. YAKOVLEVA
Fiz. Metal. Metalloved., 18, 770, 1964
(Physics of Metals and Metallography, 18, n°5, P. 125, 1964)
- [51] M.J. MARCINKOWSKI, D.E. CAMPBELL
Ordered Alloys - Structural Applications and Physical Metallurgy
B.H. Kear, C.T. Sims, N.S. Stoloff et J.H. Westbrook éditeurs;
Claitor's Pub. Div., Pub. , Baton Rouge (1970); p. 331

- [52] L.E. POPOV, N.A. KONEVA
Order - Disorder Transformation in Alloys; éditeurs H. Warlimont,
Springer Verlag; Berlin, Heidelberg, New York (1974) ; p. 404
- [53] W. KÖSTER
Z. Metalk, 39, 9, 1948
- [54] M. YOSHIHARA, R.B. Mc. LELLAN
Acta Met. 30, 245, 1982
- [55] J. FRIEDEL
Dislocations; Pergamon Press (1964); p. 451
- [56] T. GORECKI
Mater. Sci. Engng., 43, 275, 1980
- [57] G. VANDERSCHAEVE, B. ESCAIG
Phys. Stat. Sol. (a), 20, 309, 1973
- [58] B.H. KEAR, H.G.F. WILSDORF
Trans. A.I.M.E., 224, 382, 1962
- [59] B.H. KEAR
Acta Met., 12, 555, 1964
Acta Met., 14, 659, 1966



R E S U M E

L'étude, entre la température ambiante et 700K ($T_c \approx 760K$), des caractéristiques mécaniques de l'alliage Cu_3Pd à antiphases périodiques (dont la structure peut être assimilée à celle de l'alliage $L1_2$ comportant une distribution périodique de parois d'antiphase) montre que :

- la limite élastique est indépendante de la température de l'essai
- le taux de consolidation varie très faiblement avec la température jusqu'à environ 500K, puis décroît très rapidement.

Pour $T < 500K$, la microstructure de déformation se caractérise par la présence de nombreuses fautes d'empilement complexes. Ceci est lié au fait que, à basse température la tension de surface agissant sur certaines parties de Shockley est très faible; il en résulte une large dissociation des dislocations et l'extension des fautes d'empilement sous l'effet de la contrainte appliquée.

A haute température, la décroissance du degré d'ordre à longue distance implique que cette tension de surface augmente et la déformation est alors principalement due à la propagation de paires de dislocations. La décroissance du taux de consolidation est attribuée à une propagation plus facile des paires de dislocations.

Les observations en microscopie électronique montrent clairement que, contrairement à ce qui avait été suggéré précédemment, le processus de glissement dévié dans les plans du cube ne contrôle pas la propagation des dislocations dans cet alliage.

MOTS CLES :

- ALLIAGE ORDONNE Cu_3Pd
- PAROIS D'ANTIPHASE PERIODIQUES
- DEFORMATION PLASTIQUE
- DISLOCATION DISSOCIEE
- MICROSCOPIE ELECTRONIQUE