

THIERRY BAUDIN*, ZDZISŁAW JASIEŃSKI**, DOMINIQUE CECCALDI*,
RICHARD PENELLE*, ANDRZEJ PIĄTKOWSKI**

DEFORMATION HETEROGENE D'UN MONOCRISTAL DE CUIVRE D'ORIENTATION (111)[$\bar{1}\bar{2}3$] EN COMPRESSION PLANE IMPOSEE

NIEJEDNORODNOŚĆ ODKSZTAŁCENIA W NIESWOBODNIE ŚCISKANYM MONOKRYSTALE MIEDZI ORIENTACJI (111)[$\bar{1}\bar{2}3$]

L'évolution de l'orientation (111)[$\bar{1}\bar{2}3$] d'un monocristal de cuivre déformé en compression plane dans une matrice encastrée est étudiée à partir de figures de pôles mesurées par diffraction des rayons X et des neutrons pour mettre en évidence l'éventuelle influence du frottement dans le cas de la diffraction des rayons X et à partir d'orientations individuelles mesurées par diffraction des électrons rétrodiffusés.

L'utilisation de cette dernière technique est particulièrement intéressante pour séparer les composantes de la matrice de celles des bandes de cisaillement qui se développent au cours de la déformation.

Ce monocristal d'orientation (111)[$\bar{1}\bar{2}3$] se décompose en deux domaines distincts possédant respectivement les orientations (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] (orientation à laquelle est liée l'apparition des bandes de cisaillement) avec une dispersion vers (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] et l'orientation (110)[001] qui, pour les grandes déformations, tend à tourner vers l'orientation (110)[$\bar{1}\bar{1}\bar{2}$].

En introduisant une composante de cisaillement ε_{31} dans le tenseur de déformation de laminage, le modèle d'Arminjon est utilisé afin de simuler en déformation homogène l'évolution de l'orientation (111)[$\bar{1}\bar{2}3$] vers les orientations (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] et (110)[001].

Opierając się na pomiarach figur biegunowych metodą dyfrakcji rentgenograficznej i dyfrakcji neutronów oraz pomiarach pojedynczych orientacji w mikroskopie skaningowym, scharakteryzowano rozwój tekstury podczas nieswobodnego ściskania w monokryształach miedzi o orientacji (111)[$\bar{1}\bar{2}3$] z uwzględnieniem efektów niejednorodności odkształcenia (pasm ścinania) i wpływu tarcia. Pomiarów indywidualnych orientacji umożliwiły wyróżnienie składowych tekstury globalnej związanych z rozwojem pasm ścinania. Wykazano, że w procesie nieswobodnego ściskania monokryształ orientacji (111)[$\bar{1}\bar{2}3$]

* UNIVERSITÉ DE PARIS SUD, LABORATOIRE DE MÉTALLURGIE STRUCTURALE, BÂT 410, 91405 ORSAY CEDEX, FRANCE

** INSTYTUT METALURGI I INŻYNIERII MATERIAŁOWEJ IM. ALEKSANDRA KRUPKOWSKIEGO PAN, 30-059 KRAKÓW, UL. REYMONTA 25

dzieli się na fragmenty o różnej orientacji, mianowicie: $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ (sprzyja rozwojowi pasm ścinania) z rozmyciem do $(114)[2\bar{2}1]$ oraz $(110)[001]$, która w zakresie dużych orientacji zmierza obrotom wokół normalnej do płaszczyzny walcowania w stronę położenia $(110)[\bar{1}\bar{1}2]$.

Wprowadzając niezerową składową ε_{31} tensora odkształcenia w warunkach płaskiego stanu odkształcenia, wykorzystano model Arminjon'a do symulacji ewolucji orientacji początkowej $(111)[\bar{1}23]$ ku położeniom $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ i $(110)[001]$.

1. Introduction

Au cours du laminage ou de la compression plane de monocristaux de cuivre, ces derniers voient généralement leur orientation évoluer avec le taux de déformation et de plus, la localisation de l'écoulement du matériau sous la forme de bandes de cisaillement est souvent observée. On voit alors bien l'intérêt, d'une part, de suivre cette évolution et d'autre part, de comprendre la formation et le développement des hétérogénéités de microstructure ainsi que leurs conséquences ultérieures sur la texture.

Pour ce faire, outre la technique de diffraction des rayons X , qui permet d'accéder à la texture de surface du matériau considéré, la technique de diffraction des neutrons a également été utilisée afin de définir la texture en volume donc en intégrant les hétérogénéités telles que les bandes de cisaillement macroscopiques (BCM) qui apparaissent au cours de la déformation. Les mesures ont été effectuées au Laboratoire Léon Brillouin du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Cette dernière technique qui permet de travailler en transmission sur des échantillons massifs de l'ordre du centimètre cube permet de plus de s'affranchir des éventuels problèmes de frottement entre le poinçon ou la matrice et le monocristal.

En ce qui concerne la caractérisation de la texture locale, puisque les analyses par microscopie électronique en transmission sont relativement longues (préparation des échantillons) et peu statistiques dans le sens où la zone observée est très faible et donc pas forcément représentative de l'échantillon, la technique de diffraction des électrons rétrodiffusés (ou "Electron Back Scattered Diffraction" (EBSD)) [1] est utilisée sachant que la résolution spatiale est de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$. Cette technique permet en effet de trouver l'orientation cristallographique en chaque point de la surface étudiée et donc de séparer les orientations cristallographiques correspondant à des zones particulières du monocristal telles que la matrice du cristal et les BCM.

Enfin, afin de compléter cette analyse expérimentale, une simulation numérique a été mise en œuvre afin de tenter de mieux comprendre de quelle manière peut évoluer l'orientation d'un monocristal au cours de sa déformation.

Dans la présente étude, l'évolution cristallographique d'un monocristal d'orientation $(111)[\bar{1}23]$ est analysée sachant qu'au cours de sa déformation, il se décompose en deux parties caractérisées respectivement par des orientations finales $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ et $(110)[001]$ [2,3].

2. Matériau et techniques expérimentales et numériques

2.1. Matériau et techniques expérimentales

Des échantillons de $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ sont découpés dans des monocristaux de cuivre (99,99%) obtenus à l'aide de la méthode de Bridgman. Ces échantillons sont alors déformés en compression plane encadrée (figure 1) à température ambiante et à la vitesse de déformation de $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Avant compression, les faces des échantillons subissent un polissage électrolytique et sont couvertes de feuilles minces de Téflon, ce lubrifiant étant renouvelé tous les 15% de réduction.

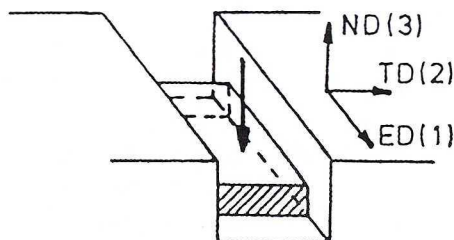


Fig. 1. Schéma du dispositif de compression

La microstructure et la texture des échantillons d'orientation initiale $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ sont alors analysées après différents taux de compression (tableau). Les déformations équivalentes sont calculées en utilisant le critère de von Mises ($\bar{\epsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \frac{H_0}{H}$; avec H_0 la hauteur initiale du monocristal et H sa hauteur à l'instant taux cours de la déformation).

TABLEAU
Valeurs des taux de déformation étudiés

	Rayons X	Neutrons	EBSD
$\bar{\epsilon}$	0,28		
	0,93	0,93	0,93
	2,06	1,86	1,86

Les figures de pôles sont mesurées par diffraction des rayons X et des neutrons sur la face de compression du monocristal (plan ED-TD: ED et TD sont respectivement les Directions d'Écoulement (ou Extension Direction) et Transverse (ou Transverse Direction)) alors que les orientations individuelles sont mesurées par EBSD sur la face latérale du monocristal (plan ND-ED où ND est la Direction Normale au plan de compression (ou Normal Direction)). Toutefois, dans un souci d'homogénéité, tous les résultats sont décrits sous la forme de figures de pôles $\{111\}$ représentées dans le plan de compression.

2.2. Simulation numérique

La compression plane de monocristaux permet de simuler le laminage et permet ainsi de tester des modèles de simulation des textures correspondantes. Ceci-étant, dans la présente étude, il ne s'agit pas de tester des modèles ou de les comparer mais d'en utiliser un, en l'occurrence celui d'Arminjon [5, 6] afin de mieux comprendre de quelle manière peut évoluer l'orientation d'un monocristal au cours de sa déformation. Notons que le modèle d'Arminjon a été choisi parce qu'il a fait l'objet de plusieurs études au laboratoire et qu'à priori, il donne de bons résultats [7, 8] pour les matériaux de structure cubique centrée. Notons enfin que la transformation de ce modèle pour des matériaux cubiques à faces centrées est très simple puisque n'intervenant que sur la détermination des systèmes de glissement pour accommoder la déformation qui est réalisée à l'aide du polyèdre critique de Bishop et Hill [9] dont les sommets sont les états de contraintes.

Enfin, comme ce modèle est utilisé dans sa version classique, c'est-à-dire, sans prendre en compte une éventuelle hétérogénéité macroscopique de déformation liée à l'apparition des BCM, son utilisation est donc principalement limitée à l'étude des faibles déformations lorsque ces BCM apparaissent.

Notons que dans cette étude, seul l'aspect qualitatif est mis en avant, dans le sens où nous souhaitons comprendre de quelle manière se produit l'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ en supposant bien sûr que la compression plane encadrée permet de rendre compte de ce qui se passe au cours du laminage. Autrement dit, l'aspect quantitatif n'est absolument pas abordé ce qui explique que par la suite, volontairement, les taux de déformation ne sont pas indiqués.

3. Résultats

3.1. Analyse globale par diffraction des rayons X

La figure 2 montre l'évolution des figures de pôles $\{111\}$ mesurées, sur la surface de l'échantillon, par diffraction des rayons X pour différents taux de compression ($\bar{\epsilon} = 0,28$, $\bar{\epsilon} = 0,93$ et $\bar{\epsilon} = 2,06$).

Aux faibles déformations ($\bar{\epsilon} = 0,28$; figure 2 a), le cristal se décompose en deux parties (voir figure 2 d). La troisième partie, de forme triangulaire, située entre les deux premières, conserve une orientation proche de l'orientation initiale et donc ne présente qu'un intérêt limité; c'est pourquoi elle n'est pas prise en compte dans la présente étude. La dispersion autour de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ évolue alors, selon la partie considérée, vers les orientations $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ et $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ par des rotations de sens opposé. Lorsque la déformation augmente ($\bar{\epsilon} = 0,93$; figure 2 b) et que les BCM se développent, l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ évolue vers $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ et l'orientation $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ disparaît au profit de la composante de Goss $(110)[001]$ par une

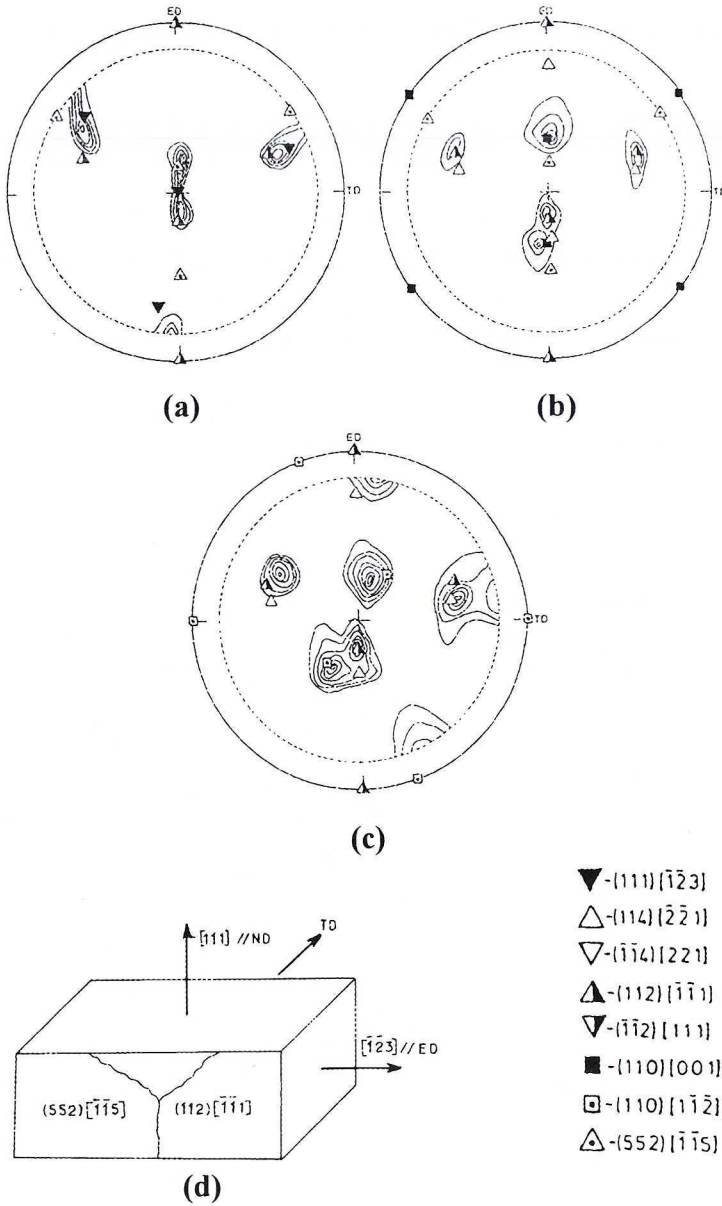


Fig. 2. Figures de pôles $\{111\}$ mesurées par diffraction des rayons X pour différents taux de compression:

- (a) $\bar{\epsilon} = 0,28$; max = 15,7; niveaux = 0,5, 1, 2, 5, 10, 15.
 (b) $\bar{\epsilon} = 0,93$; max = 12,0; niveaux = 0,5, 1, 2, 5, 10.
 (c) $\bar{\epsilon} = 2,06$; max = 21,8; niveaux = 0,5, 1, 2, 5, 10, 15, 20.
 (d) Schématisation du monocristal après déformation

rotation de 16° autour de TD. Puis, pour une déformation $\bar{\varepsilon} = 2,06$ (figure 2 c), la composante $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ avec une dispersion vers $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ reste quasiment stable alors que la composante de Goss tourne autour de ND vers la composante «laiton» $(110)[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$.

3.2. Analyse globale par diffraction des neutrons

La figure 3 montre les figures de pôles $\{111\}$ mesurées par diffraction des neutrons. Pour $\bar{\varepsilon} = 0,93$ (figure 3 a), l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ avec une dispersion jusqu'à $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ et l'orientation $(110)[001]$ sont observées, mais la densité de pôles de la composante de Goss est moins prononcée que celle de la figure 2 b (diffraction des rayons X). Lorsque la déformation augmente ($\bar{\varepsilon} = 1,86$), la rotation de la composante $(110)[001]$ autour de ND vers $(110)[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$ tend à s'accroître (figure 3 b).

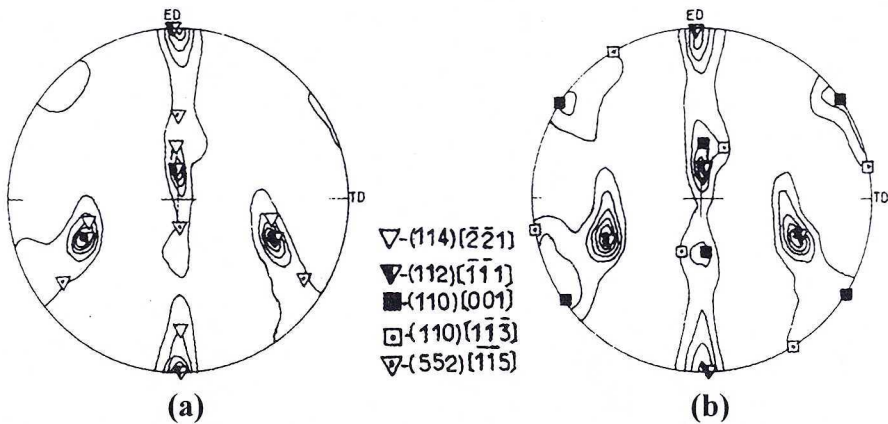


Fig. 3. Figures de pôles $\{111\}$ mesurées par diffraction des neutrons pour différents taux de compression:
 (a) $\bar{\varepsilon} = 0,93$; max = 36,3; niveaux = 1, 5, 10, 15, 20, 30.
 (b) $\bar{\varepsilon} = 1,86$; max = 12,0; niveaux = 1, 3, 5, 7, 9, 11

Ces derniers résultats montrent donc qu'il existe effectivement des différences entre les textures de surface et de volume mesurées respectivement par diffraction des rayons X et des neutrons, même si celles-ci restent relativement mineures en terme de texture globale.

3.3. Analyse locale par EBSD

L'analyse par EBSD permet de séparer les orientations locales déterminées à l'intérieur des BCM de celles de la matrice du monocristal déformé (figure 4).

Ces BCM se développent à partir d'une déformation en compression $\bar{\epsilon} = 0,9$, lorsque s'achève le partage du monocristal en deux blocs d'orientations différentes. Notons que ce comportement hétérogène a déjà été signalé par Wonsiewicz et Chin [2,3] pour des monocristaux d'orientation $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$ déformés en compression plane. Dans ce cas, il entraîne une décomposition de l'orientation initiale en deux orientations $(110)[001]$ et $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ trouvées respectivement dans les deux parties de la matrice déformée. Cette macro-hétérogénéité permet de cerner l'influence de l'orientation sur l'initiation et la propagation des BCM, puisque celles-ci se développent préférentiellement dans l'une des deux parties du monocristal (figures 2 d et 4).

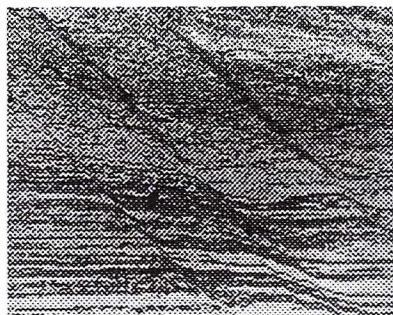


Fig. 4. Micrographie des BCM ($\bar{\epsilon} = 1,86$) (Echelle: 1 cm = 50 μm)

Les résultats obtenus, à partir des mesures d'orientations individuelles dans les deux parties du monocristal et dans les BCM sont présentés sur les figures 5 a et 5 b respectivement pour $\bar{\epsilon} = 0,93$ et $\bar{\epsilon} = 1,86$.

Ces figures de pôles $\{111\}$ montrent qu'au cours de la compression plane imposée, le comportement de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ et similaire à celui de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$ [2, 3]. Notamment, on constate que les deux composantes majeures $(110)[001]$ et $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ de la texture globale du monocristal apparaissent séparément respectivement dans les deux blocs de la matrice. Conformément aux résultats rapportés dans la littérature [4], une déformation essentiellement homogène caractérise les monocristaux possédant l'orientation de Goss $(110)[001]$. En conséquence, la dispersion autour de cette orientation reste faible (figures 5 aM1 et 5 bM1). Il apparaît cependant une légère tendance vers une réorientation globale de la matrice vers $(110)[\bar{1}\bar{1}2]$.

L'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ du second bloc du monocristal favorise la localisation de la déformation en BCM. Les résultats obtenus par EBSD confirment la stabilité de cette orientation dans la matrice même pour les taux de compression élevés (figures 5 aM2 et 5 bM2). Par contre, une importante dispersion vers $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ et jusqu'à $(001)[110]$ apparaît à l'intérieur des BCM (figures 5 aB et 5 bB). Ces résultats sont en accord avec ceux reportés dans de précédentes études [4, 10, 11, 12, 13] concernant l'apparition d'une microtexture à l'intérieur des BCM formées dans des monocristaux de cuivre d'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$.

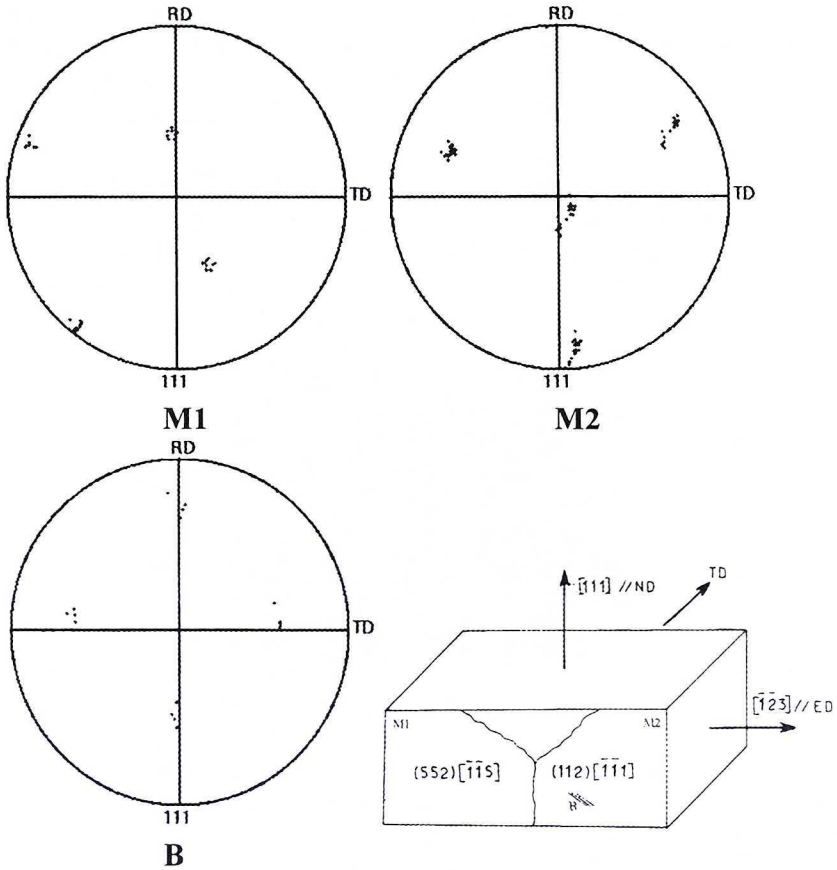


Fig. 5 a. Figures de pôles $\{111\}$ mesurées par EBSD dans les deux parties de la matrice (M1 et M2) et dans les BCM (B) pour un taux de compression $\bar{\epsilon} = 0,93$

3.4. Discussion

L'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ au cours de la déformation est résumée sur la figure 6. La première transformation de $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ se produit grâce à une double rotation, qui certainement se produit de manière simultanée. Toutefois, dans un souci de simplicité, ces deux rotations peuvent être séparées en une première rotation d'environ 10° autour de ND qui conduit à l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$ puis de deux rotations de sens opposé d'environ $\pm 20^\circ$ autour de TD (dans les deux parties du cristal) qui permettent d'atteindre respectivement les orientations $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ et $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$. Lorsque la déformation augmente, l'évolution de ces dernières orientations peut à nouveau être décrite en terme de rotation autour de TD. En effet, la dispersion de l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ évolue jusqu'à $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ par une rotation d'environ 15° autour de TD. Une rotation de même angle autour de TD permet de transformer l'orientation $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ en une orientation $(110)[001]$ qui, lorsque la

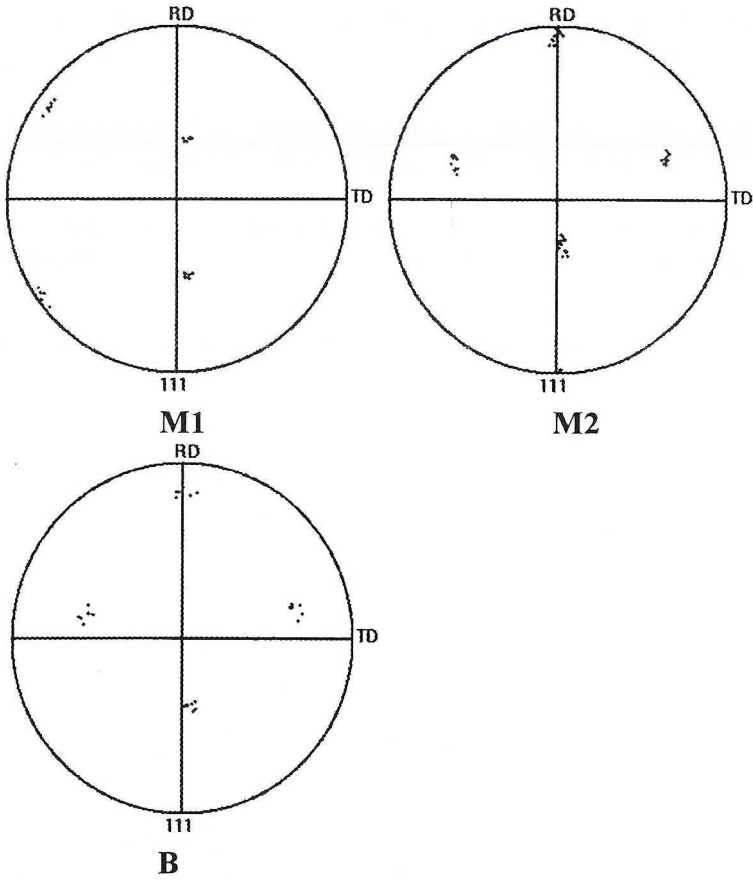


Fig. 5 b. Figures de pôles $\{111\}$ mesurées par EBSD dans les deux parties de la matrice (M1 et M2) et dans les BCM (B) pour un taux de compression $\bar{\epsilon} = 1,86$

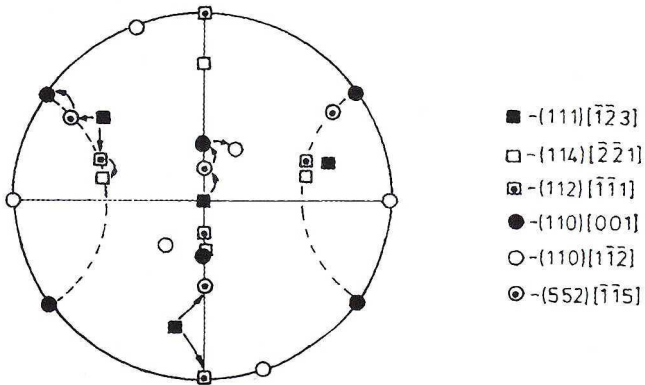


Fig. 6. Evolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ au cours de la compression

déformation augmente, tend à tourner autour de ND vers l'orientation $(110)[\bar{1}\bar{2}]$ [2, 4].

Wonsiewicz et Chin [3] ont étudié la déformation d'un cristal d'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}]$ donc proche de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ et ont analysé la décomposition du monocristal en deux régions distinctes par le biais d'une simulation fondée sur les modèles de Taylor et de Bishop et Hill et grâce à une description fine des systèmes de glissement activés qui permettent le développement des orientations $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ et $(110)[001]$. Une analyse similaire est décrite ci-après.

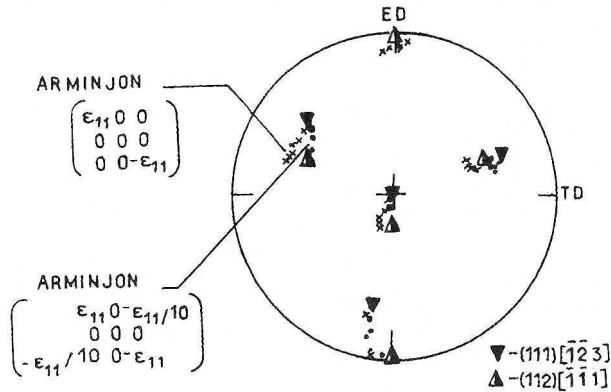


Fig. 7. Influence d'un cisaillement ϵ_{31} sur l'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ au cours de la compression

La figure 7 montre l'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ lors de la simulation de la texture de laminage à l'aide du modèle d'Arminjon. Les orientations cristallographiques calculées restent assez éloignées de celles observées expérimentalement lorsque le tenseur des déformations imposées n'inclut aucune composante de cisaillement.

Or, au cours de la déformation en compression plane imposée, la géométrie du monocristal ne reste pas parallélépipédique et en particulier on peut noter la présence d'un cisaillement ϵ_{31} lié au frottement du piston sur la face de compression du monocristal ou à la présence d'une contrainte nulle sur la face perpendiculaire à la direction d'écoulement de la matière. Une estimation expérimentale approximative permet d'évaluer ce cisaillement, soit $\epsilon_{31} = -\epsilon_{11}/10$. Si ce cisaillement est supposé continu au cours de la compression ou du laminage, on obtient alors les résultats, cohérents avec l'expérience, décrits sur la figure 7.

L'orientation $(555)[\bar{1}\bar{1}5]$ étant symétrique de l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$, il semble logique d'introduire un cisaillement $-\epsilon_{31}$ compatible avec les observations expérimentales. Toutefois, un tel calcul ne permet pas de retrouver l'orientation $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ à partir de $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$. Pour retrouver cette orientation (figure 8 a), il est nécessaire d'augmenter la valeur du cisaillement en prenant par exemple $\epsilon_{31} = \epsilon_{11}/2$. Par contre, lorsque cette orientation est atteinte, une rotation autour de TD conduit

à l'apparition de l'orientation $(110)[001]$ que l'on retrouve parfaitement à l'aide de la simulation $\varepsilon_{31} = \varepsilon_{11}/10$ (figure 8 b). On peut supposer qu'un cisaillement initial important est nécessaire pour le développement de l'orientation $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$, puis lorsque cette orientation apparaît, le cisaillement nécessaire au développement des autres orientations, comme celle de G o s s peut être considéré comme un cisaillement moyen égal, au signe près, à celui choisi pour le développement de $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ à partir de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$.

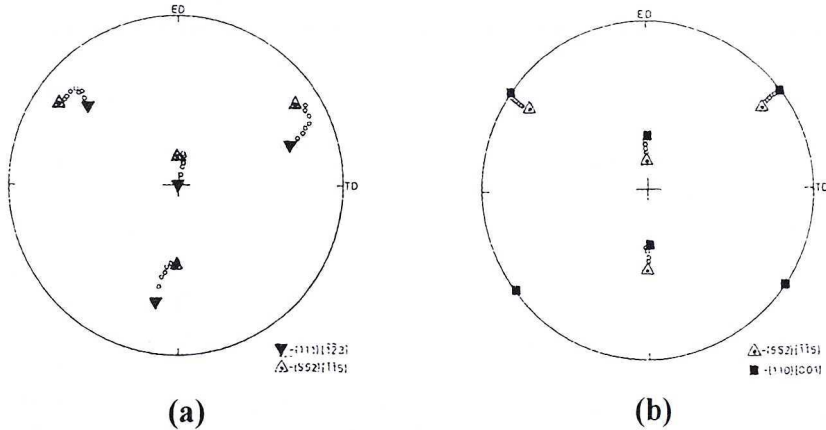


Fig. 8. Simulation de l'évolution (a) de $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ vers $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ et (b) de $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ vers $(110)[001]$

Le calcul des facteurs de Schmid montre que les systèmes $(\bar{1}\bar{1}1)[110]$ et $(11\bar{1})[101]$ sont activés aux faibles déformations. Une rotation de 10° autour de ND associée à ces deux systèmes de glissement permet donc d'accéder à l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$. Lorsque cette dernière orientation est atteinte, deux paires de systèmes de glissement colinéaires (CL) $(\bar{1}\bar{1}1)+(\bar{1}\bar{1}1)[110]$ et coplanaires (CP) $(\bar{1}\bar{1}1)[101]+[011]$ sont activés et permettent d'accéder aux orientations $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ et $(552)[\bar{1}\bar{1}5]$ par le biais d'une rotation de $\pm 20^\circ$ autour de TD.

Lorsque la déformation augmente, il devient nécessaire d'étudier indépendamment l'une de l'autre ces deux orientations qui sont distribuées respectivement dans les deux blocs de la matrice déformée. La déformation de l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ se produit grâce à la présence de deux paires de systèmes de glissement: deux systèmes de glissement CL $(\bar{1}\bar{1}1)+(\bar{1}\bar{1}1)[110]$ et deux systèmes de glissement CP $(111)[\bar{1}01]+[0\bar{1}1]$. La présence simultanée de ces quatre systèmes de glissement conduit à la stabilité de l'orientation $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ comme la simulation permet de le vérifier avec $\varepsilon_{31} = -\varepsilon_{11}/10$ (figure 9 a).

Or comme expérimentalement, il apparaît une dispersion vers $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ (et jusqu'à $(001)[110]$, cela signifie qu'à un certain seuil de déformation, localement, le glissement CL est préférentiellement activé par rapport aux systèmes CP. Notons que la rotation associée au glissement CL augmente la cission réduite sur le plan

(111) du système CP puisque l'angle que fait ce plan de glissement avec ED croît jusqu'à une valeur de 35° pour l'orientation (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] à l'intérieur des BCM. Il devient alors égal à l'angle formé par les plans (111) et ($\bar{1}\bar{1}4$) avec ED dans la partie possédant l'orientation (110)[001]. Cette configuration justifie la propagation des BCM à travers les deux parties de la matrice déformée, car le plan de cisaillement de ces bandes se confond avec celui du glissement CP.

En terme de simulation, il devient bien sûr délicat d'utiliser le modèle d'Arminjon puisque la déformation est très hétérogène du fait de la présence des BCM. Un calcul a cependant été réalisé afin d'observer la tendance des résultats. Ainsi, une dispersion autour de (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] qui évolue vers (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] laisse supposer une prépondérance des systèmes CL vis à vis des systèmes CP, ce qui revient à imposer un cisaillement ε_{31} plus important qui va conduire à une rotation par rapport à TD. Nous imposons donc arbitrairement une valeur $\varepsilon_{31} = -3 \cdot \varepsilon_{11}$, qui permet de faire apparaître l'orientation (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] sur la figure 9 b. Il est clair que le choix de la valeur de ε_{31} n'a aucune signification physique mais il est cependant intéressant de remarquer qu'elle est très supérieure en valeur absolue à la valeur de ε_{31} utilisée en déformation homogène soit $\varepsilon_{31} = -\varepsilon_{11}/10$. Autrement dit, cela laisse supposer qu'un cisaillement, nettement supérieur à celui observé expérimentalement, se développe et que, de ce fait, il est sans doute lié à la présence des BCM. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée qualitativement par les diagrammes de K i k u c h i observés par EBSD qui présentent une forte dégradation de leur qualité dans les BCM ce qui peut se traduire par un écrouissage beaucoup plus important dans les BCM que dans la matrice [14].

Par contre, lorsque l'orientation (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] est atteinte, l'utilisation de $\varepsilon_{31} = -\varepsilon_{11}/10$ permet de retrouver l'orientation (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] (figure 9 c) ce qui permet de confirmer les résultats expérimentaux (un glissement coplanaire dans les BCM).

La déformation de l'orientation (552)[$\bar{1}\bar{1}5$] se produit grâce à l'activation du système CP ($\bar{1}\bar{1}1$)[101] + [011] qui permet à l'orientation (110)[001] d'apparaître. Pour cette orientation de G o s s, l'activation de deux paires de systèmes de glissement CP (111)[$\bar{1}01$] + [0 $\bar{1}1$] et ($\bar{1}\bar{1}1$)[101] + [011] conduit à la stabilité de cette orientation de G o s s comme la simulation permet de le vérifier avec $\varepsilon_{31} = \varepsilon_{11}/10$ (figure 10 a).

Remarquons finalement qu'après l'apparition des BCM ($\bar{\varepsilon} = 0,9$), les orientations (114)[$\bar{2}\bar{2}1$] et (110)[001] sont distinctement visibles. Pour les plus forts taux de déformation, la dispersion autour de (110)[001] vers l'orientation stable (110)[$\bar{1}\bar{1}2$] par une rotation autour de ND, est essentiellement due à un glissement prépondérant sur l'un des systèmes de glissement CP. Cette perte de symétrie est peut être liée à l'apparition de contraintes de frottement au cours de la compression plane imposée bien qu'il soit connu (voir [3]) que le frottement agit surtout sur la face de compression dans la direction d'extension et conduit donc à des rotations autour de DT plutôt qu'autour de DN. Dans ces conditions, l'obtention de cette dernière orientation (110)[$\bar{1}\bar{1}2$] (figure 10 b) suppose donc l'introduction d'un cisaillement ε_{21} , soit, par exemple $\varepsilon_{21} = -\varepsilon_{11}/2$.

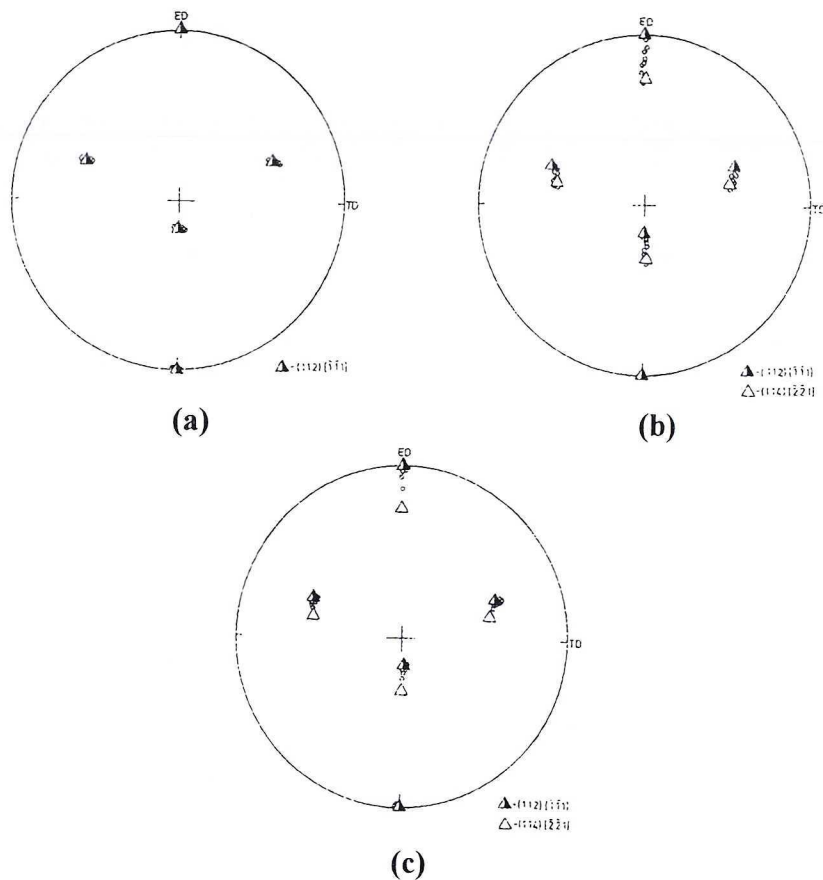


Fig. 9. Simulation de l'évolution (a) de $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ vers $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$, (b) de $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ vers $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ et (c) de $(114)[\bar{2}\bar{2}1]$ vers $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$

Expérimentalement, il a été montré que cette orientation $(110)[1\bar{1}\bar{2}]$ était stable, ce que l'on vérifie à l'aide de la simulation avec $\varepsilon_{31} = \varepsilon_{11}/10$ (et sans composante ε_{21}) (figure 10c). La faible désorientation (par rapport à l'orientation $(110)[1\bar{1}\bar{2}]$) observée sur la figure 10c est due à ε_{31} qui génère de petites variations qui vont s'amplifier au cours de la simulation en s'éloignant de l'orientation stable $(110)[1\bar{1}\bar{2}]$.

4. Conclusion

Cette étude a permis de mettre en évidence plusieurs points importants concernant l'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}3]$ d'un monocristal de cuivre déformé en compression plane imposée:

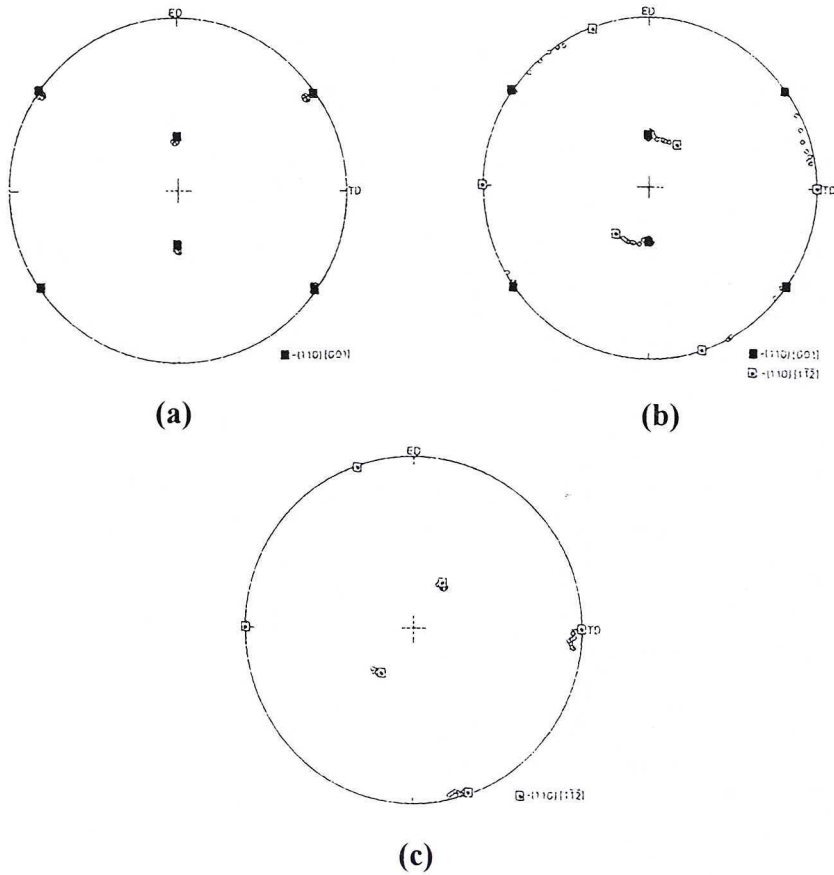


Fig. 10. Simulation de l'évolution (a) de $(110)[001]$ vers $(110)[001]$, (b) de $(110)[001]$ vers $(110)[\bar{1}\bar{2}\bar{2}]$ et (c) de $(110)[\bar{1}\bar{2}\bar{2}]$ vers $(110)[\bar{1}\bar{2}\bar{2}]$

(i) D'un point de vue expérimental, trois techniques ont été utilisées pour caractériser l'évolution de l'orientation $(111)[\bar{1}\bar{2}\bar{3}]$ au cours de la compression: les techniques globales comme la diffraction des rayons X et des neutrons donnent des résultats similaires qui montrent que la texture de surface est représentative de celle mesurée en volume par diffraction des neutrons même si quelques différences sans doute liées à des phénomènes de frottement de la matrice ou du poinçon sur le monocristal ont été détectés.

La technique de diffraction des électrons rétrodiffusés est très intéressante puisqu'elle permet de séparer les orientations de la matrice du cristal considéré de celles des hétérogénéités de déformation comme les bandes de cisaillement macroscopiques (BCM).

(ii) D'un point de vue numérique, la simulation, fondée sur l'utilisation du modèle d'Arminjon, a permis, en déformation homogène, de compléter ou de vérifier un

certain nombre d'observations expérimentales. Ceci est particulièrement vrai pour l'orientation de Goss qui est essentiellement caractérisé par une déformation homogène. Par contre, comme l'orientation (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] favorise la localisation des bandes de cisaillement, l'utilisation d'une telle simulation en déformation homogène devient très vite inutilisable. Des calculs très approximatifs ont cependant permis de mettre en évidence le taux de déformation très important dans les bandes qui a été confirmé qualitativement par le biais de l'observation de la qualité des diagrammes de Kikuchi.

(iii) D'un point de vue métallurgique, l'utilisation de ces différentes techniques de mesure des orientations cristallographiques couplée à une analyse des systèmes de glissement actifs permet de décrire les différentes évolutions de l'orientation initiale du monocristal et la position de ces nouvelles orientations au sein du monocristal dans la matrice et dans les hétérogénéités de déformation.

Ainsi, le résultat le plus important concerne le développement de l'orientation (114)[221] dans les BCM, qui sont initiées préférentiellement dans l'une des parties de la matrice déformée possédant l'orientation (112)[$\bar{1}\bar{1}1$] comme cela a été vérifié par EBSD.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier M. Arminjon qui a accepté de lire et commenter cet article. Ses nombreuses remarques ont sans aucun doute permis d'améliorer notablement la rédaction du présent document.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. J. Dingley, Proc. of the 8th Int. Conf. on Textures of Materials, ed. J. S. Kallend and G. Gottstein, Santa-Fé, USA, Sept. 20—25, 1987, TMS, Warrendale, PA, 189 (1988).
- [2] B. C. Wonsiewicz, G. Y. Chin, Met. Trans. **1**, 2715 (1970).
- [3] B. C. Wonsiewicz, G. Y. Chin, Met. Trans. **1**, 57 (1970).
- [4] Z. Jasiński, A. Piątkowski, Proc. of the 9th Int. Conf. on Strength of Metals and Alloys, Haifa **2**, 1025 (1991).
- [5] M. Arminjon, Acta Metall. **35**, 615 (1987).
- [6] M. Arminjon, C. Donadille, Les Mémoires et Études Scientifiques de la Revue de Métallurgie **87**, N°6, 359 (1990).
- [7] D. Ceccaldi, F. Yala, T. Baudin, R. Penelle, F. Royer, M. Arminjon, Int. J. of Plasticity **10**, N°6, 643 (1994).
- [8] D. Ceccaldi, F. Yala, T. Baudin, R. Penelle, Proc. of the 10th Int. Conf. on Textures of Materials, Clausthal, Allemagne, September 20—24 (1993), Materials Science Forum, Trans Tech Publications **157—162**, Part 2, 1739 (1994).
- [9] J. F. W. Bishop, R. Hill, Phil. Mag. **42**, 414 (1951).
- [10] S. V. Harren, H. E. Deve, R. J. Asaro, Acta Metall. **36**, 2435 (1988).
- [11] R. Dao, R. J. Asaro, Scripta Metall. Mater. **30**, 791 (1994).
- [12] Z. Jasiński, T. Baudin, A. Piątkowski, R. Penelle. Scripta Materialia **35**, 3, 397 (1996).