



Réseaux denses de défauts linéaires interfaciaux et dislocations de Somigliana

Ahlem Boussaid^a, Mustapha Fnaiech^a, Roland Bonnet^{b,*}

^a Laboratoire d'analyses structurales des matériaux, département de physique, faculté des sciences de Monastir, route de Kairouan, 5000 Monastir, Tunisie

^b Institut national Polytechnique de Grenoble, laboratoire de thermodynamique et physico-chimie métallurgiques (unité mixte de recherche associée au CNRS 5614), École nationale supérieure d'électrochimie et d'électrochimie de Grenoble, domaine universitaire, BP 75, 38402 Saint Martin d'Hères, France

Reçu le 24 mai 2004 ; accepté après révision le 30 novembre 2004

Disponible sur Internet le 28 décembre 2004

Présenté par Jacques Villain

Résumé

Une interface cristalline est souvent tapissée par un réseau dense de défauts linéaires dont la géométrie est (pseudo-) bipériodique. Le champ élastique de ce réseau est calculé en imaginant l'interface comme un pavage de dislocations de Somigliana adjacentes. Une analyse d'une portion de ligne zigzag erratique d'un sous-joint de torsion (001)Si, observée en microscopie électronique à transmission à deux ondes, est donnée en exemple. *Pour citer cet article : A. Boussaid et al., C. R. Physique 6 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Dense networks of interfacial linear defects and Somigliana dislocations. A crystalline interface is often covered by a dense network of linear defects with a (pseudo) biperiodic geometry. The elastic field of this network is calculated by thinking the interface as paved by adjacent Somigliana dislocations. The analysis of a portion of an erratic zigzag line of a (001)Si low angle twist boundary, observed in two-beam transmission electron microscopy, is given as an example. *To cite this article: A. Boussaid et al., C. R. Physique 6 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Dislocation ; Champ élastique ; Interface ; Somigliana

Keywords : Dislocation ; Elastic field ; Interface ; Somigliana

1. Introduction

Depuis leur première visualisation expérimentale en microscopie électronique à transmission, il y a une cinquantaine d'années, les singularités linéaires des champs de déformation des cristaux ont fait l'objet d'une étude croissante à l'échelle

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : rbonnet@ltpcm.inpg.fr (R. Bonnet).

submicronique [1]. Après une première période passée à caractériser en détail toute une zoologie de défauts cristallins (identification cristallographique des dislocations de matrice dite « de Volterra », des fautes d'empilement, des précipités, des sources de dislocations, etc.), les études se sont tournées progressivement vers l'identification des structures atomiques des interfaces qui séparent deux cristaux, éventuellement d'orientations ou/et de natures chimiques différentes. La mise en évidence expérimentale, pour une certaine classe d'interfaces dites « semi-cohérentes » [1], de champs élastiques complexes et interactifs, e.g. [2–4], a alors multiplié les études théoriques sur la nature des singularités élastiques et les confrontations avec l'expérience.

Dans les interfaces mettant en jeu des semi-conducteurs, des singularités à caractère linéaire apparaissent souvent en un réseau carré ou hexagonal dont les motifs se reproduisent avec une grande perfection, e.g. [5–7]. Le contrôle de la perfection de ces interfaces a une implication technologique récente en ce qui concerne le silicium [8–10], car elles sont presque atomiquement planes, s'étendent sur une surface de l'ordre du décimètre carré, avec un motif qui peut avoir des dimensions inférieures à quelques dizaines de nanomètres. Placées sous une surface libre, de telles interfaces peuvent servir à fabriquer des substrats à auto-organisation latérale [9] ou à engendrer des motifs nanostructurés par gravage chimique [10].

L'objet de cette Note est d'étudier, en microscopie électronique à transmission, le contraste des singularités linéaires en zigzag qui limitent des régions parfaitement bipériodiques d'un sous-joint de torsion (001) du silicium. Ce contraste est analysé en utilisant la théorie dynamique à deux ondes [1,2] qui incorpore notamment les propriétés élastiques du cristal déformé. L'étude du contraste de chaque petit segment rectiligne d'une ligne zigzag est rendue complexe à cause des interactions élastiques multiples des noeuds triples qui se succèdent le long de la ligne zigzag. En effet, l'approximation habituelle qui assimile le champ élastique de chaque segment à celui d'une dislocation de Volterra [12], infiniment longue, doit être rejetée. De plus, cette approximation n'intègre pas le désaccord angulaire des cristaux qui influe sur le contraste. Pour résoudre ce problème d'élasticité, l'idée est la suivante : chaque court segment d'une ligne zigzag est considéré comme la limite commune à deux défauts plans adjacents, chacun d'eux agissant comme une source plane de déformation. Le champ élastique en un point voisin de la ligne zigzag est alors obtenu en sommant les effets de plusieurs défauts plans adjacents. Le champ élastique attaché à l'un de ces défauts plans est défini ci-dessous à partir de la notion ancienne de dislocation de Somigliana, rappelée par Eshelby en 1956 [13].

2. Définition d'une dislocation de Somigliana hexagonale

La Fig. 1(a) représente les conditions aux limites en déplacement d'une dislocation de Somigliana (notée DS) particulière utile pour la suite. Considérons une surface de coupe interfaciale, limitée par le périmètre hexagonal $UVWRST$. De part et d'autre de cette surface, deux points initialement très voisins sont séparés par un vecteur appelé vecteur de discontinuité \mathbf{d} qui peut varier d'un point à l'autre de la surface. L'application d'une distribution continue de vecteur \mathbf{d} , et le rétablissement des liaisons atomiques après ajout ou soustraction de matière, est la cause d'une déformation élastique du matériau qu'il s'agit d'évaluer. On peut considérer, comme dans la référence [14], qu'à cause du désaccord des cristaux le vecteur \mathbf{d} varie linéairement à partir du centre O de l'hexagone, de sorte qu'après la séparation des deux lèvres de la coupure, la portion de plan $UVWRST$ est transformée en la portion de plan $U'V'W'R'S'T'$. Cette hypothèse a déjà été testée avec succès en MET à haute résolution pour traiter les cas où l'hexagone s'étire dans une direction et se transforme en un ruban infiniment long mais de

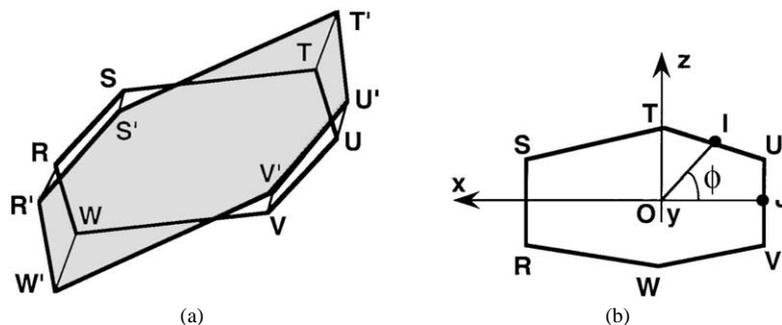


Fig. 1. Conventions et symboles définissant une dislocation de Somigliana hexagonale : (a) la surface de coupe le long de l'interface du bimatérial est $UVWRST$; le vecteur discontinuité transforme la portion de plan $UVWRST$ en $U'V'W'R'S'T'$; (b) repère cartésien $Oxyz$ avec $Oz//VU$ et $Oy//P/N$; I et J sont les milieux des segments UV et TU .

Fig. 1. Conventions and symbols that define a hexagonal Somigliana dislocation (a) the cut surface along the interface of the bimaterial is $UVWRST$; the discontinuity vector transforms the plane portion $UVWRST$ into $U'V'W'R'S'T'$; (b) Cartesian frame $Oxyz$ with $Oz//VU$ and $Oy//P/N$; I and J are the medium points of the segments UV and TU .

largeur finie, i.e., [15]. La distribution de \mathbf{d} le long de la surface de coupure $UVWRST$ (Fig. 1(a)) est connue dès lors que les vecteurs de discontinuité des points milieux I et J des segments UV et TU sont connus, soit respectivement $\mathbf{d}^{UV}/2$ et $\mathbf{d}^{TU}/2$. Pour simplifier un peu la géométrie, le contour de l'hexagone $UVWRST$ de la Fig. 1(a) a été choisi symétrique par rapport à deux directions. En désignant par ϕ l'angle formé par les deux vecteurs OI et OJ (Fig. 1(b)), par $Oxyz$ un repère orthonormé tel que $Oz//OT//VU$ et Oy dirigé vers l'œil du lecteur, et par $(X, 0, Z)$ les coordonnées d'un point courant de la portion de plan $UVWRST$, le vecteur de discontinuité s'écrit [16]

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2} \frac{\mathbf{d}^{UV}}{OJ} \left[-X - \frac{Z}{\operatorname{tg}(\phi)} \right] + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{d}^{TU}}{OI} \frac{Z}{\sin(\phi)}. \quad (1)$$

Pour une hétéro-interface séparant deux milieux élastiques différents, le champ élastique des déplacements \mathbf{u} de cette DS est obtenu en intégrant sur la portion de plan $UVWRST$ la contribution de boucles infinitésimales de dislocations de translation de vecteur de Burgers \mathbf{d} , selon la méthode déjà présentée dans [17] ($j, k = 1, 2, 3$) :

$$u_k[x, y, z] = \iint G_{kj} d_j dX dZ. \quad (2)$$

Dans cette expression, les fonctions G_{kj} sont explicites avec (x, y, z) et la position courante $(X, 0, Z)$ de la boucle de dislocation. Ces fonctions se simplifient si les milieux sont identiques [18]. L'intégrale double (2) est fastidieuse à calculer analytiquement et donne lieu à des développements considérables. Une première intégration en Z est cependant aisée à effectuer entre deux bornes Z_1 et Z_2 , ce qui donne la fonction notée $[U_k]_{Z_1}^{Z_2}$. Cette fonction est malgré tout trop longue pour être explicitée ici. Il faut remarquer que les bornes d'intégration dépendent de X puisqu'elles sont matérialisées par les segments de droites WV , TU , RW et ST . L'expression (2) peut alors s'écrire comme la somme de deux intégrales simples en X , la première de l'abscisse x_U du point U à l'abscisse x_T du point T , et la seconde de l'abscisse x_T à l'abscisse x_S du point S ($k = 1, 2, 3$)

$$u_k[x, y, z] = \int_{x_U}^{x_T} [U_k]_{Z_1}^{Z_2} dX + \int_{x_T}^{x_S} [U_k]_{Z_1}^{Z_2} dX. \quad (3)$$

Si l'hexagone était de forme quelconque, l'expression (3) inclurait plus de deux intégrales. Imaginons maintenant d'autres DS hexagonales, analogues, juxtaposées de façon adjacente autour de $UVWRST$, de façon à paver complètement la surface Oxz , chacune d'elle respectant une relation analogue à (1) par rapport à son propre centre. Ces DS supplémentaires peuvent très bien avoir des périmètres identiques ou différents. Lorsque le pavage est réalisé, chaque segment commun à deux DS est le site linéaire d'une discontinuité en déplacement qui, si elle est constante, peut être interprétée comme le coeur d'une dislocation de désaccord (ou misfit en anglais). Dans ce cas, cette dislocation a un vecteur de Burgers égal à la différence des discontinuités \mathbf{d} de deux points voisins quelconques mais placés de part et d'autre du segment. Le sens du vecteur de Burgers dépend alors des conventions de sens adopté le long du segment commun.

Si un nombre N d'hexagones sont juxtaposés autour de l'hexagone central $UVWRST$, le champ élastique \mathbf{u} local est estimé comme la résultante des champs élastiques de $(N + 1)$ DS.

3. Le calcul du contraste d'une dislocation de Somigliana hexagonale

Dans la suite, l'expression (3) est utilisée pour identifier, par simulation du contraste en microscopie électronique en transmission (MET) à deux ondes, les courts segments de dislocations qui forment une ligne zigzag d'un sous-joint de torsion imparfait du silicium lorsqu'on utilise un vecteur de diffraction de type $\mathbf{g}\{220\}$, Fig. 2(a). Le plan moyen du sous-joint est ici (001)Si, parallèle aux surfaces libres d'une lame mince. En utilisant d'autres vecteurs de diffraction, les régions interfaciales à structure doublement périodique apparaissent, mais la géométrie des lignes zigzag est masquée. Rappelons que cette structure carrée est formée de dislocations rectilignes purement vis, de vecteurs de Burgers $1/2\langle 110 \rangle$ [7].

En MET à deux ondes, il est possible de calculer le contraste d'une image de DS en déterminant la fonction β' correspondant aux équations de Howie–Whelan, voir par exemple [1,11]. Dans la suite, les mêmes conventions et symboles que dans la référence [19] sont utilisées : \mathbf{g} est le vecteur de diffraction ; OX_2 est un axe normé dirigé suivant le vecteur vitesse des électrons incidents ; OX_3 est horizontal, projection orthogonale de l'axe Oz ; $\psi = (OX_3, Oz)$; θ est l'angle de rotation autour de Oz qui amène la direction \mathbf{P} dans le plan de projection OX_2X_3 . Les directions \mathbf{B} , \mathbf{N} et \mathbf{P} désignent respectivement la direction ascendante du faisceau électronique, la normale ascendante au plan moyen de la lame mince et la normale ascendante de l'interface.

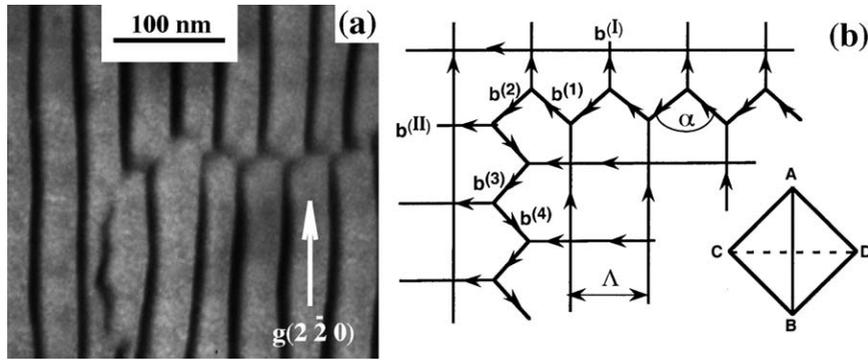


Fig. 2. Géométrie d'une ligne zigzag coudée dans un sous-joint de torsion imparfait (001)Si. (a) micrographie électronique (200 kV) prise en condition deux ondes avec \mathbf{g} . (b) Schéma des défauts linéaires au voisinage d'une ligne zigzag coudée et représentation, en bas et à droite, de l'orientation du tétraèdre de Thompson.

Fig. 2. Geometry of a bent zigzag line in a imperfect (001)Si low angle twist boundary. (a) electron micrograph (200 kV) taken in two-beam condition with \mathbf{g} . (b) Schematic drawing of linear defects in the vicinity of a bent zigzag line and representation, at the bottom right, of the orientation of the Thompson tetrahedron.

Avec ces notations, la fonction β' d'une DS peut être exprimée en chaque point de la lame mince. Il faut pour cela évaluer deux intégrales ($k = 1, 2, 3$) :

$$\beta' = g_k \cdot \left[\int_{X_U}^{X_T} \frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial x} dX + \int_{X_T}^{X_S} \frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial x} dX \right]. \quad (4)$$

Par commodité, les dérivées partielles sont calculées à partir du repère cartésien $Oxyz$ lié au motif hexagonal $UVWRST$. Les expressions à intégrer deviennent alors :

$$\frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial X_2} = \frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial x} \cos(\psi) \sin(\theta) - \frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial y} \cos(\psi) \cos(\theta) - \frac{\partial[U_k]_{Z_1}^{Z_2}}{\partial z} \sin(\psi). \quad (5)$$

Les dérivées du second membre de l'expression (5) peuvent être calculées analytiquement. Leurs expressions sont cependant trop longues pour être mentionnées dans ce travail.

Au total, la fonction β' d'une DS peut être déterminée numériquement en tout point (x, y, z) du bicristal en insérant l'expression (5) dans l'Éq. (4), ce qui conduit au calcul de six intégrales définies.

En tenant compte d'un nombre $(N + 1)$ de DS hexagonales adjacentes et en intégrant les équations de la théorie dynamique à deux ondes, il est alors possible de simuler correctement le contraste de défauts linéaires qui incluent la présence d'un ou plusieurs nœuds triples voisins de la DS centrale.

Le programme calculant l'expression (4) été vérifié numériquement de deux façons :

- en utilisant deux DS très étendues et adjacentes le long d'un même segment ; la valeur de β' au voisinage de ce segment est très proche de celle d'une dislocation de translation de vecteur de Burgers égal à la différence des vecteurs de discontinuités des deux DS. En un point (X_1, X_3) , les deux intensités calculées sont très voisines.
- en utilisant trois DS très étendues, adjacentes le long de ST et TU , et les données fournies par Booker et Brown [20] sur un nœud triple du silicium. Les valeurs des intensités calculées autour du nœud triple T et celles présentées dans la Fig. 1 de ces auteurs sont effectivement proches.

4. Application à l'identification d'une ligne zigzag d'un sous-joint de torsion (001)Si

La Fig. 2(a) est une micrographie électronique en champ clair qui représente une portion de ligne zigzag formant un coude proche de 90° dans un sous-joint de torsion imparfait (001)Si. L'orientation du sous-joint est telle que $\mathbf{P} = \mathbf{N}$. Cette ligne zigzag a une géométrie bien connue, d'abord décrite par Amelinckx pour un sous-joint de torsion (001)NaCl [21]. D'autres coudes qui présentent des contrastes analogues sont visibles dans ce sous-joint. Selon cette géométrie, avec les conventions d'orientation des segments de dislocations de la Fig. 2(b), ce coude implique la présence de quatre vecteurs de Burgers, $\mathbf{b}^{(1)}$ et $\mathbf{b}^{(2)}$ pour la partie horizontale et $\mathbf{b}^{(3)}$ et $\mathbf{b}^{(4)}$ pour la partie verticale. Les deux régions à motif carré, pour lesquelles les dislocations de

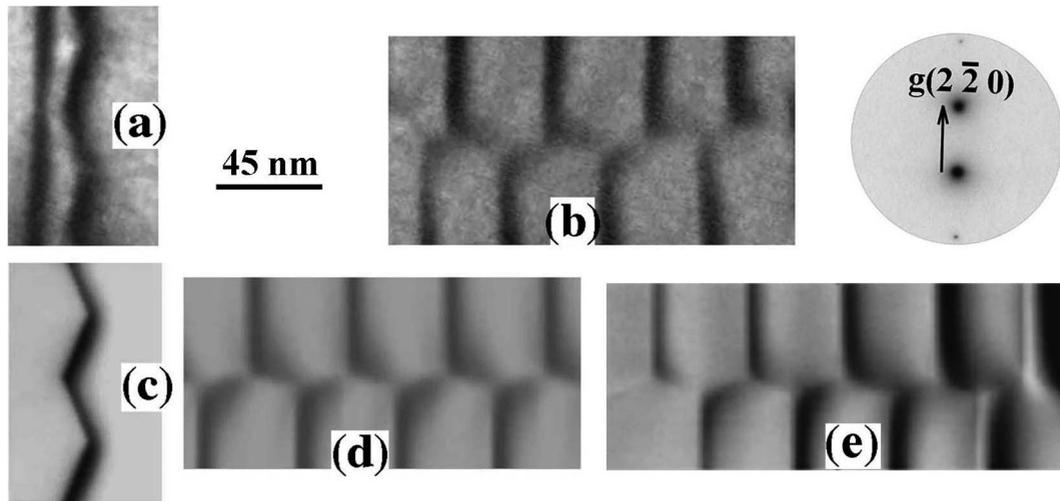


Fig. 3. Les contrastes des images expérimentales (a), (b) et théoriques (resp. (c), (d)) sont en bon accord. Par contre, l'image théorique (e) n'a pas un contraste périodique de gauche à droite. Le diagramme de diffraction atteste la qualité de l'approximation en deux ondes.

Fig. 3. The contrasts of the experimental (a), (b) and theoretical (c), (d) images are in good agreement. Conversely, the theoretical image (e) has no periodic contrast from left to right. The diffraction pattern exhibits the quality of the two-beam approximation.

désaccord ont déjà été identifiées par simulation numérique [7], ont les vecteurs de Burgers $\mathbf{b}^{(I)} = \mathbf{AB}$ et $\mathbf{b}^{(II)} = \mathbf{CD}$ en adoptant les notations de Thompson, voir réf. [12]. L'angle de torsion du sous-joint est égal à $0,48^\circ$.

Avec le vecteur de diffraction utilisé, seuls les défauts linéaires de la famille I (verticale sur la Fig. 2(b)) et les courts segments de dislocations mixtes jouent un rôle dans le contraste de la Fig. 2(a).

Pour la ligne zigzag qui s'étend horizontalement, le schéma de calcul adopté est le suivant : une DS hexagonale semblable à celle de la Fig. 1(b) a été choisie, mais très allongée en hauteur ($UV/SU = 100$), avec R et V symétriques par rapport à TW et un angle α pris égal à 135° , angle moyen estimé à partir d'une image en faisceau faible. Les noeuds sont séparés d'une longueur Λ moyenne prise égale à $45,5$ nm. Une juxtaposition de cinq DS identiques le long des segments verticaux est ensuite réalisée. Un deuxième ensemble de cinq DS est ensuite juxtaposé au-dessus du premier ensemble pour former une portion de ligne zigzag et réaliser ainsi une bonne approximation du champ élastique local au voisinage du centre de cette portion. Au total, la fonction β' en un point voisin du milieu de la ligne zigzag est évaluée avec la contribution de 10 DS. Les données du calcul sont les suivantes : $\mathbf{N} = \mathbf{P} = [001]$, $\mathbf{B} = [\bar{1}\bar{1}8]$; épaisseur estimée de la lame mince = $3\xi_g$; profondeur de l'interface 25 nm; distance d'extinction = $95,98$ nm [1]; déviation à la position de Bragg [1] $w = 2,25$; absorption anormale = $0,09$; coefficient de Poisson du silicium = $0,218$ [12]. Le paramètre cristallin du silicium est $0,54282$ nm [22].

Pour la ligne zigzag qui a une orientation globale verticale, la démarche est semblable. La géométrie des segments des DS est la même, excepté qu'elle est, cette fois-ci, très allongée suivant l'horizontale.

En essayant tous les vecteurs de Burgers de type $1/2\langle 110 \rangle$ compatibles avec la géométrie du réseau coudé et les réactions nécessaires aux noeuds triples, un seul ensemble de vecteurs de Burgers donne des images simulées compatibles avec l'image expérimentale de la Fig. 2(a) : $\mathbf{b}^{(1)} = \mathbf{CB}$, $\mathbf{b}^{(2)} = \mathbf{b}^{(3)} = \mathbf{CA}$ et $\mathbf{b}^{(4)} = \mathbf{DA}$. Les contrastes expérimentaux des parties verticale et horizontale (Fig. 3(a), (b)) s'avèrent être en bon accord avec les images théoriques (resp. Fig. 3(c), (d)). Pour cette comparaison, le contraste du fond continu de chaque image calculée a été ajusté approximativement à celui de l'image expérimentale correspondante. La Fig. 3(e) est une image calculée avec les mêmes données que pour la Fig. 3(d) excepté que de simples segments de dislocations de Volterra ont été placés le long des hexagones. Il est manifeste que cette hypothèse conduit à une représentation en désaccord complet avec l'image expérimentale 3(b), du fait de l'absence de périodicité du contraste des noeuds triples.

Dans les calculs présentés ci-dessus, la relaxation élastique des dislocations de Somigliana avec la surface libre du cristal supérieur est plausible puisque ce cristal a une épaisseur de 25 nm seulement. Elle a été négligée pour aborder le problème le plus rapidement possible du point de vue numérique, ce qui est satisfaisant compte tenu des comparaisons observation/théorie. En fait, cette relaxation pourrait être prise en compte en adoptant l'approximation d'un milieu semi-infini limité par le haut et les fonctions G_{kj} (Éq. (2)) correspondant au champ élastique de boucles infinitésimales de dislocations proches d'une surface libre [23]. Ce travail d'affinement sera fait dans le futur.

5. Conclusion

Cette solution au calcul du champ élastique d'une interface, le long de laquelle se trouvent une succession de noeuds triples interactifs, est basée sur le pavage de l'interface par des DS contiguës. Elle retrouve comme cas particuliers les résultats obtenus par les méthodes traditionnelles qui considèrent les défauts rectilignes isolés comme des dislocations de translation. Elle permet dorénavant une étude quantitative en théorie dynamique à deux ou N ondes des interfaces comportant de fortes densités de défauts. Remarquons toutefois que l'expression (2) du champ des déplacements, qui résulte de la sommation de boucles de dislocations, implique que le pavage de l'interface par des DS n'engendre pas de contraintes à longue distance. Cette solution ne s'applique donc qu'à des interfaces relaxées élastiquement, conditions qui s'appliquent à de nombreux matériaux restaurés, au moins localement. Ceci est apparemment le cas pour la portion d'interface du sous-joint de torsion étudié. Enfin, soulignons que la méthode proposée a l'avantage de pouvoir tenir compte éventuellement de l'hétérogénéité élastique du matériau et même d'une surface libre pour les joints de grains.

Références

- [1] P. Hirsch, A. Howie, R.B. Nicholson, D.W. Pashley, M.J. Whelan, in: R.E. Krieger (Ed.), *Electron Microscopy of Thin Crystals*, 2ème édition, Malabar, FL, USA, 1977, p. 248.
- [2] C.T. Forwood, L.M. Clarebrough, *Electron Microscopy of Interfaces in Metals and Alloys*, Adam Hilger, Bristol, 1991.
- [3] G. Patriarche, F. Jeannès, J.-L. Oudar, F. Glas, Structure of the GaAs/InP interface obtained by direct wafer bonding optimised for surface emitting optical devices, *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 4892–4903.
- [4] R. Bonnet, M. Loubradou, HRPACK: a software describing the elastic fields near dislocations and interfaces at atomic scale, *Ultramicroscopy* 69 (1997) 241–257.
- [5] H. Föll, D. Ast, TEM observations on grain boundaries in sintered silicon, *Philos. Mag.* A 40 (1979) 589–610.
- [6] J.G. Zhu, C.B. Carter, 60° dislocations in (001) GaAs/Si interfaces, *Philos. Mag.* A 62 (1990) 319–328.
- [7] R. Bonnet, K. Rousseau, F. Fournel, Analyse du contraste d'un sous-joint de torsion (001) dans le silicium en MET à deux ondes, *C. R. Physique* 3 (2002) 657–663.
- [8] J.L. Rouvière, K. Rousseau, F. Fournel, H. Moriceau, Huge differences between low- and high-angle twist grain boundaries: the case of ultrathin (001) films bonded to (001) Si wafers, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 1135–1137.
- [9] H. Moriceau, F. Fournel, O. Rayssac, A.M. Cartier, C. Morales, S. Pocas, M. Zussy, E. Jalaguier, B. Biasse, B. Bataillou, A.M. Papon, C. Lagahe, B. Aspar, C. Maleville, F. Letertre, B. Ghyselen, T. Barge, Overview on some recent advances in wafer bonding technologies, in: H. Baumgart, C.E. Hunt (Eds.), *Semiconductor Wafer Bonding Science: Technology and Applications VI*, Electrochemical Society Proceedings, 2001, pp. 1–16.
- [10] S. Sas, M. Hines, Etching of dislocations permits fabrication of 100 atom wide nanostructures on silicon, *Materials Today*, mai–juin 2001, p. 5.
- [11] A.K. Head, P. Humble, L.M. Clarebrough, A.J. Morton, C.T. Forwood, *Computed Electron Micrographs and Defect Identification*, North-Holland, Amsterdam, 1973.
- [12] J.P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations*, 2ème édition, Wiley, New York, 1982, pp. 76 and 837.
- [13] J.D. Eshelby, The continuum theory of lattice defects, *Solid State Phys.* 31 (1956) 79–144.
- [14] R. Bonnet, M. Loubradou, Atomic positions around misfit dislocations on a planar heterointerface, *Phys. Rev. B* 49 (1994) 14397–14402.
- [15] R. Bonnet, G. Marcon, A. Ati, On the use of Somigliana dislocations to describe some interfacial defects, *Philos. Mag.* A 51 (1985) 429–448.
- [16] R. Bonnet, Evaluation of surface strain due to the reconstruction of atomically close-packed crystalline surfaces, *Phys. Rev. B* 61 (2000) 14059–14065.
- [17] R. Bonnet, The elastic field of a Volterra dislocation in a planar phase boundary, *Philos. Mag.* A 47 (1988) 529–536.
- [18] J.D. Eshelby, The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* 241 (1957) 376–396.
- [19] R. Bonnet, A.J. Morton, Contraste en MET à deux ondes d'une dislocation rectiligne parallèle à la surface libre d'un cristal anisotrope, *Philos. Mag.* A 56 (1987) 815–830.
- [20] G.R. Booker, L.M. Brown, Observations on dislocation nodes in silicon, *Philos. Mag.* 11 (1965) 1315–1319.
- [21] S. Amelinckx, The direct observation of dislocation nets in rock salt single crystals, *Philos. Mag.* 1 (1956) 269–290.
- [22] B.D. Cullity, *Elements of X-Ray Diffraction*, 3ème impression, Addison-Wesley, Reading, USA, 1967, p. 484.
- [23] P.P. Groves, D.J. Bacon, The dislocation loop near a free surface, *Philos. Mag.* 22 (1970) 83–91.