

Champs élastiques et forces configurationnelles dans des tri-cristaux anisotropes: application aux empilements de dislocations aux joints de grains

S. Berbenni^a, X. Chen^{a,b}, T. Richeton^a, C. Motz^b

a. Université de Lorraine, CNRS, Arts et Métiers ParisTech, LEM3, F-57000 Metz, France

email : stephane.berbenni; xiaolei.chen; thiebaud.richeton@univ-lorraine.fr

b. Department of Materials Science and Methods, Université de la Sarre, Allemagne

email : motz@matsci.uni-sb.de

Résumé :

Les progrès dans la modélisation du comportement mécanique des polycristaux métalliques se jouent actuellement par une meilleure prise en compte des interactions entre les dislocations et les interfaces cristallines comme les joints de grains. Les mécanismes d'empilements de dislocations aux joints de grains ne sont pas encore bien pris en compte dans les modèles micromécaniques en plasticité cristalline du fait du caractère discret de ces mécanismes. Le rôle de l'anisotropie élastique cristalline sur ces mécanismes est très peu étudié. Ici, à partir du formalisme de Lekhnitskii-Eshelby-Stroh (LES) pour l'élasticité anisotrope bi-dimensionnelle, les champs élastiques de dislocations rectilignes dans les bi-matériaux (ou bi-cristaux) sont calculés théoriquement en utilisant la solution du problème homogène et une "perturbation" dont la solution provient d'une méthode standard de continuation analytique. De plus, dans le cas des tri-matériaux (ou matériaux tri-cristallins) où le joint de grains peut être considéré comme une interphase d'une certaine épaisseur et d'une certaine rigidité, une technique appropriée utilisant alternativement la solution du bi-matériau est utilisée conduisant à une solution formelle sous forme de série. La méthode permet en élasticité anisotrope de calculer les forces configurationnelles exercées par le joint de grains sur les dislocations (ou "forces images") en fonction de la désorientation inter-granulaire et de la rigidité du joint de grains. De plus, leurs effets sur les longueurs d'empilements discrets de dislocations et les concentrations de contraintes (cissions résolues) dans le grain adjacent sont discutés.

Abstract :

Progress in the modeling of the mechanical behavior of metallic polycrystals depends on a better consideration of the interactions between dislocations and crystalline interfaces like grain boundaries. Dislocation pile up mechanisms at grain boundaries are often not well taken into account in crystal plasticity-based micromechanical models due to the discreteness of such mechanisms. The role of crystalline elastic anisotropy on this mechanism is not frequently studied. Here, from the

Lekhnitskii-Eshelby-Stroh (LES) formalism for two-dimensional elastic anisotropy, elastic fields of straight dislocations in bi-materials (bi-crystals) are theoretically calculated using the solution in a homogeneous medium and a “perturbation” for which the solution is derived from the standard analytic continuation method. Besides, in the case of tri-materials (or tri-crystals) where the grain boundary can be considered as an interphase with a certain thickness and stiffness, an alternating technique using the bi-material solution is applied leading to a formal solution in the form of series. The method allows to compute the configurational forces due to the grain boundary on the dislocations (“image forces”) as functions of the inter-granular misorientation and the grain boundary elastic stiffness. Furthermore, their effects on discrete dislocation pile-up lengths and stress concentrations in the adjacent grain of pile-up are discussed.

Mots clefs : Bi-cristal ; Tri-matériau ; joint de grains ; élasticité anisotrope ; empilement de dislocations ; force configurationnelle

1. Introduction

Les propriétés mécaniques des polycristaux dépendent des interactions mécaniques entre dislocations et joints de grains (i.e. empilements de dislocations au joint, transfert du glissement au joint etc). La connaissance des champs mécaniques de dislocations en présence de joints de grains est fondamentale pour étudier les forces motrices responsables du mouvement de celles-ci (i.e. la force de Peach-Koehler). Dans les matériaux hétérogènes et anisotropes (polycristaux, composites...) contenant des grains de différentes orientations cristallographiques, les forces images (ou forces configurationnelles [1,2]) dues aux dislocations doivent satisfaire les conditions de continuité aux interfaces. Ces forces images peuvent attirer les dislocations en direction du joint de grains ou inversement les repousser. Les empilements de dislocations au joint de grains forment un mécanisme de plasticité cristalline important dans les matériaux polycristallins qui a été observé par Microscopie Électronique en Transmission (MET) [3] ou plus récemment en utilisant un essai de fissuration sur micro-éprouvette de fatigue [4]. L'effet de la taille de grains du polycristal, connu comme la relation de Hall-Petch, peut être expliqué par les contraintes internes causées par l'empilement de dislocations au joint de grains [5]. Dans le cas d'empilement de dislocations, ces forces images peuvent influencer les positions des dislocations à l'équilibre dans l'empilement ainsi que le champ de contraintes induit dans le grain adjacent alors responsable de l'activité plastique dans celui-ci. Les joints de grains peuvent être considérés d'épaisseur finie et les propriétés élastiques spécifiques du joint constituent une source additionnelle de forces images. Les concentrations de contraintes créées à la tête de l'empilement des dislocations représentent aussi la force motrice pour le transfert du glissement dans le grain voisin qui reste encore mal décrit dans les modèles de plasticité cristalline. L'élasticité anisotrope bi-dimensionnelle est ici considérée au travers du formalisme de Lekhnitskii-Eshelby-Stroh (LES) [6-8] pour calculer les champs élastiques des dislocations droites infinies parallèles entre elles glissant dans le même plan de glissement et interagissant avec le joint de grains. Dans cette

contribution, on utilise une méthode numérique de calculs des champs élastiques basée sur le formalisme LES et une configuration hétérogène anisotrope de type tri-matériau qui peut être traitée par la technique alternante de Choi et al. [9] dans lequel le joint est modélisé par une interphase. Dans la section 2, le formalisme LES est rappelé et est appliqué au cas de la solution d'une dislocation coin dans une configuration de tri-matériau avec deux interfaces parfaites (ou parfaitement liées) et planes. Dans la section 3, cette modélisation est utilisée pour analyser l'effet des propriétés élastiques du joint de grains et de la désorientation inter-granulaire sur les forces configurationnelles pour une dislocation coin individuelle. La section 4 est dédiée au cas de l'étude d'empilements de dislocations coins rectilignes au joint, où ce dernier est considéré comme une interphase d'épaisseur finie ayant sa propre rigidité qui est paramétrée par un facteur λ .

2. Formalisme LES et application aux dislocations coins rectilignes dans un tri-matériau à interfaces parfaites et planes

On suppose que le vecteur champs de déplacement u_k dépend seulement des coordonnées planes (x_1, x_2) . L'équation d'équilibre des contraintes en l'absence de force de volume et en élasticité linéaire anisotrope s'écrit alors:

$$C_{i1k1}u_{k,11} + (C_{i1k2} + C_{i2k1})u_{k,12} + C_{i2k2}u_{k,22} = 0 \quad (1)$$

où $i=1,2,3$; k : indice répété de sommation de 1 à 3. La solution de l'Eq. (1) s'exprime alors [6-8]:

$$u_k = a_k f(z) \text{ avec } z = x_1 + px_2 \text{ et } k=1,2,3 \quad (2)$$

où f est une fonction arbitraire de z et a_k, p sont des constantes à déterminer. Ainsi l'équation à résoudre pour p est obtenue:

$$(C_{i1k1} + p(C_{i1k2} + C_{i2k1}) + p^2 C_{i2k2})a_k = 0 \quad (3)$$

où $C_{i1k1}, C_{i1k2}, C_{i2k1}, C_{i2k2}$ sont des matrices réelles 3×3 . Les 6 solutions complexes de cette équation sont conjuguées deux à deux:

$$\text{Im}(p_\alpha) > 0, p_\alpha = \overline{p_{\alpha+3}}, a_{k\alpha} = \overline{a_{k(\alpha+3)}} \text{ avec } \alpha = 1,2,3 \quad (4)$$

En considérant que chaque p_α est différent, le vecteur déplacement est obtenu par superposition des 6 solutions comme suit:

$$u_i = 2\text{Re}[A_{ij}f_j(z_j)] \quad (5)$$

où \mathbf{A} est une matrice 3×3 contenant les composants des vecteurs propres $a_{k\alpha}$ ($\alpha = 1,2,3$) et $z_j = x_1 + p_j x_2$. Les composantes des contraintes peuvent être déterminées à partir d'un vecteur fonction de contraintes ϕ_i comme suit:

$$\phi_i = 2\text{Re}[B_{ij}f_j(z_j)] \quad (6)$$

où \mathbf{B} est une matrice 3×3 définie par :

$$B_{ij} = (C_{i2k1} + p_j C_{i2k2}) A_{kj} \quad (7)$$

telles que les contraintes indépendantes de \mathbf{e}_3 sont:

$$\sigma_{i1} = -\partial\phi_i/\partial x_2, \quad \sigma_{i2} = \partial\phi_i/\partial x_1 \quad (8)$$

Les quantités p_α , \mathbf{A} et \mathbf{B} sont des quantités complexes, qui dépendent du tenseur des modules élastiques anisotropes \mathbf{C} . Les matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} sont non singulières quand les six racines complexes p_α sont toutes distinctes. Les propriétés des matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} (normalisation, orthogonalité) ont été discutées par Stroh [8].

Dans la configuration du tri-matériau à interfaces parfaites et planes contenant une seule dislocation (Fig. 1(a)), deux interfaces sont prises en compte et la difficulté est de satisfaire la continuité des déplacements et des forces pour ces deux interfaces en même temps. Pour résoudre ce problème, une méthode d'“alternance” a été développée par Choi and Earmme [9] qui consiste à satisfaire alternativement les conditions de continuité au travers de chaque interface jusqu'à convergence de la série. Cela signifie que les deux matériaux qui sont du même côté de l'interface considérée sont vus comme un matériau homogène pour un pas donné. A chaque pas noté β , la fonction servant comme solution homogène est réactualisée.

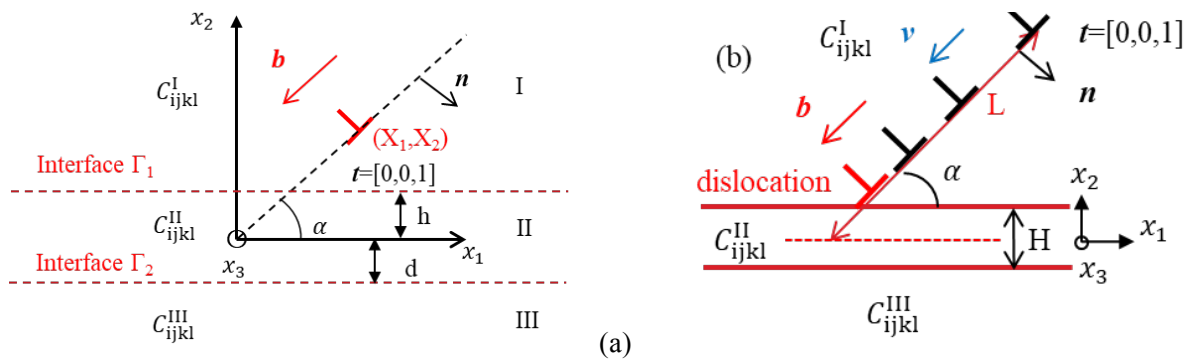


Figure 1. (a) Une dislocation coin rectiligne de vecteur de Burgers \mathbf{b} , de vecteur ligne \mathbf{t} dans un plan de glissement de vecteur normal unitaire \mathbf{n} incliné d'angle α dans un tri-matériau hétérogène anisotrope avec 3 différents tenseurs de modules élastiques anisotropes pour les matériaux I, II, III et deux interfaces planes et parfaites. Le joint de grain est supposé être l'“interphase” d'épaisseur H , i.e. le matériau II. (b) Empilement de N dislocations coins rectilignes de même vecteur de Burgers \mathbf{b} et vecteur ligne \mathbf{t} dans un plan de glissement de vecteur normal unitaire \mathbf{n} dans le tri-matériau hétérogène.

En considérant le cas d'une dislocation coin rectiligne présente dans le cristal I à la position notée

(X_1, X_2) (cf. Fig. 1(a)) et en utilisant la méthode de [9], la fonction f s'écrit:

$$f_i(z_i) = \begin{cases} f_i^0(z_i) + f_i^{I0}(z_i) + \sum_{\beta=1}^{\infty} f_i^{I\beta}(z_i) & \text{si } z_i \in \text{I} \\ \sum_{\beta=1}^{\infty} f_i^{\beta}(z_i) + \sum_{\beta=1}^{\infty} f_i^{II\beta}(z_i) & \text{si } z_i \in \text{II} \\ \sum_{\beta=1}^{\infty} f_i^{III\beta}(z_i) & \text{si } z_i \in \text{III} \end{cases} \quad (9)$$

Dans l'Eq. (9), le terme $f_i^0(z_i)$ s'écrit $f_i^0(z_i) = q_i^0 \ln(z_i - s_i)$ avec $q^0 = -\frac{1}{2\pi} i(\mathbf{B}^T \mathbf{b})$ (vecteur complexe). Il est associé au milieu I et est dû à une dislocation coin rectiligne à la position (X_1, X_2) dans un milieu homogène telle que $s_i = s_i^I = X_1 + p_i^I X_2$. Les solutions obtenues sous forme de séries $f_i^{I\beta}(z_i)$, $f_i^{II\beta}(z_i)$ et $f_i^{III\beta}(z_i)$ sont toutes exprimées comme des fonctions de $f_i^0(z_i)$. Celles-ci sont elles-mêmes déterminées par une formule de récurrence basée sur $f_i^0(z_i)$. Les détails de cette procédure numérique ont été reportés dans [9,10] en utilisant la méthode standard de continuité analytique aux interfaces [9,10]. La convergence de la série obtenue dans l'Eq. (9) a été discutée en détail par Chen et al. [10].

3. Exemple d'analyse des forces configurationnelles pour une dislocation coin individuelle dans un tri-matériau

Comme première application, on considère une dislocation coin rectiligne dans un bi-cristal de Ni où le matériau II est considéré comme le joint de grains. On considère le joint de grains comme interphase d'épaisseur finie $H=5|b|$ (fig. 1(a)), i.e. de l'ordre du nanomètre, ce qui réaliste par rapport aux données issues de simulations à l'échelle atomique. Les matériaux I et III forment un bi-cristal avec une certaine désorientation inter-granulaire. Les modules élastiques anisotropes du Ni sont $C_{11}=246.5$ GPa, $C_{12}=147.3$ GPa, $C_{44}=124.7$ GPa, le module du vecteur de Burgers \mathbf{b} est $|b|=0.25$ nm, l'angle d'inclinaison est $\alpha = 45^\circ$. Pour le calcul, le plan est discrétisé comme suit $L_x \times L_y = 50 \times 50(|b|^2)$ en 100×100 points. Le vecteur de Burgers est donné par $\mathbf{m} = \mathbf{b}/|b| = [-\cos \alpha, -\sin \alpha, 0]$ dans le repère global $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$. La normale au plan de glissement est donnée par $\mathbf{n} = \mathbf{t} \times \mathbf{m}$ où $\mathbf{t} = [0, 0, 1]$. Le système de glissement est supposé être l'un des 12 systèmes de la structure C.F.C. qui est activé dans le cristal I en appliquant la loi de Schmid, par exemple $\mathbf{m}^0 = 1/\sqrt{2} [1, 1, 0]$ et $\mathbf{n}^0 = 1/\sqrt{3} [-1, 1, -1]$ dans le repère du cristal $(\mathbf{e}_1^0, \mathbf{e}_2^0, \mathbf{e}_3^0)$. L'orientation cristallographique du cristal I est fixée par le choix de l'angle α et est définie par la matrice de transformation \mathbf{T} telle que $[\mathbf{m}, \mathbf{n}, \mathbf{t}]^T = \mathbf{T} [\mathbf{m}^0, \mathbf{n}^0, \mathbf{t}^0]^T$, où $\mathbf{t}^0 = \mathbf{m}^0 \times \mathbf{n}^0$. Les modules élastiques dans le repère global sont donnés par $C_{ijkl} = T_{ig} T_{jh} C_{ghmn}^0 T_{km} T_{ln}$ où \mathbf{C}^0 est le tenseur des modules élastiques dans le repère du cristal. Dans le cristal III, aucune dislocation n'est présente et le

choix de l'orientation cristallographique est arbitraire. Deux orientations sont choisies (A^{Ori} et B^{Ori}): A^{Ori} avec $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_1^0$, $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_2^0$, $\mathbf{e}_3 = \mathbf{e}_3^0$ et B^{Ori} avec $\mathbf{e}_1 = -\frac{1}{2}\mathbf{e}_1^0 + \frac{\sqrt{2}}{2}\mathbf{e}_2^0 + \frac{1}{2}\mathbf{e}_3^0$, $\mathbf{e}_2 = -\frac{1}{2}\mathbf{e}_1^0 - \frac{\sqrt{2}}{2}\mathbf{e}_2^0 + \frac{1}{2}\mathbf{e}_3^0$, $\mathbf{e}_3 = \frac{\sqrt{2}}{2}\mathbf{e}_1^0 + \frac{\sqrt{2}}{2}\mathbf{e}_3^0$. La rigidité du joint de grains C_{ijkl}^{II} est ici paramétrée de manière très simple en première approximation par un seul scalaire λ tel que $C_{ijkl}^{II} = \frac{\lambda}{2}(C_{ijkl}^I + C_{ijkl}^{III})$. Le comportement élastique réel du joint est évidemment beaucoup plus compliqué du fait de sa structure interne. Dans ce matériau hétérogène, une force image (ou force configurationnelle) est exercée par le joint de grains sur la dislocation. En l'absence de forces appliquées, la projection de la force de Peach-Koehler selon la direction $\mathbf{v} = \mathbf{b}/|\mathbf{b}|$ (cf. fig. 1(a)) s'écrit:

$$F_{im} = [(\boldsymbol{\sigma}_{int} \cdot \mathbf{b}) \times \mathbf{t}] \cdot \mathbf{v} \quad (10)$$

où $\boldsymbol{\sigma}_{int}$ est le champ de contraintes internes. Le fait que $F_{im} > 0$ signifie que la dislocation est attirée par le joint alors que $F_{im} < 0$ signifie que la dislocation est repoussée par le joint. Les résultats de la Fig. 2 considèrent une configuration avec épaisseur de joint $H = 5|\mathbf{b}|$. Le cas d'une élasticité isotrope est également considérée (module de cisaillement : $\mu=94.7$ GPa, module de compressibilité : $k=179.8$ GPa pour Ni). Dans ce cas, il est constaté que F_{im} est toujours négative pour un joint assez rigide ($\lambda = 2$) et positive pour un joint plus souple ($\lambda = 0.5$). De manière intéressante, dans le cas de l'anisotropie élastique, F_{im} décrit un changement de signe et des points extrémaux dus à l'effet couplé de forces images provenant du cristal III et du joint de grains (matériau II). Par exemple, dans le cas de $\lambda = 2$ et de l'orientation A^{Ori} pour le cristal III, F_{im} est négative proche du joint et devient positive au delà de $41|\mathbf{b}|$ à partir du centre du joint (Fig. 2). L'effet de répulsion de la dislocation proche du joint est dû à la rigidité du joint de grains ($\lambda = 2$) alors que l'effet attractif qui devient prédominant à longue distance est dû à l'orientation A^{Ori} du cristal III (orientation attractive). Pour cette configuration, une position d'équilibre apparaît lorsque $F_{im} = 0$. De la même manière, une position d'équilibre en l'absence de contraintes appliquées est trouvée pour $\lambda = 0.5$ (joint de grains plus souple) avec l'orientation B^{Ori} qui est répulsive pour le cristal III. Ces effets complexes portant sur les forces configurationnelles dépendent donc à la fois de la rigidité propre du joint et de la désorientation inter-granulaire.

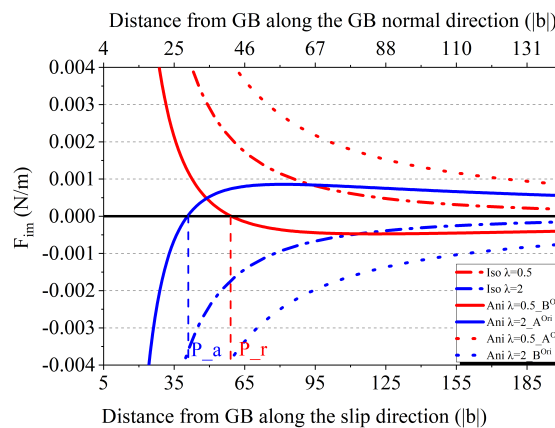


Figure 2. Force configurationnelle F_{im} en fonction de la distance depuis le joint de grains pour différentes configurations de tri-matériau avec $H=5|b|$. Elasticité anisotrope vs. Isotrope.

4. Exemple d'application pour les empilements de dislocations discrètes

On considère dans cette section un empilement de N dislocations coins rectilignes au joint de grains (Fig. 1(b)) qui sont toutes parallèles à l'axe x_3 , ont le même vecteur de Burgers \mathbf{b} et glissent dans le plan de glissement représenté sur la Fig. 1(b). Les positions d'équilibre des N dislocations sont déterminées en rendant nulle la composante de la force de Peach-Koehler selon la direction de glissement pour chaque dislocation en suivant la même procédure que [5]. Dans le cas de forces images répulsives dues au joint de grains et au grain adjacent pour un tri-matériau élastiquement hétérogène, les forces images sur chaque dislocation peuvent équilibrer les contraintes appliquées et celles provenant des autres dislocations. Il n'est donc pas nécessaire dans ce cas de fixer la position de la première dislocation qui vient de s'empiler au joint. Les positions de toutes les dislocations peuvent être connues par un schéma itératif de relaxation à partir d'une configuration initiale.

Pour une configuration tri-cristalline avec $H=5|b|$ (cf. section 3), la force image à longue distance dépend donc principalement de l'orientation du cristal III par rapport au cristal I (désorientation) alors qu'à courte distance un effet couplé entre rigidité du joint de grains (matériau II) et orientation du cristal III a été observé. Pour étudier l'influence de la rigidité élastique du joint de grains sur les positions des dislocations dans l'empilement et la longueur d'empilement, l'orientation B^{ori} (répulsive) est choisie pour le cristal III. De plus, concernant la rigidité du joint de grains, le paramètre λ varie de $\lambda = 0.925$ à $\lambda = 2$. La valeur minimale de λ choisie ici ($\lambda = 0.925$) permet d'assurer la « stabilité » de l'empilement (c'est-à-dire les positions d'équilibre peuvent être bien déterminées). Si λ est trop petit, la force image proche du joint de grains sera très grande (effet attractif) et par conséquent

l'empilement ne peut plus être équilibré. Pour les simulations, la seule composante de contrainte appliquée choisie non nulle est $\sigma_{22}^{ext} = 50$ MPa. Les autres paramètres sont les mêmes que dans la section 3. La Fig. 3 représente la longueur d'empilement $L(N) - L(1)$ et $L(N)$ pour différentes rigidités de joints de grains, où $L(N)$ est la position de la dernière dislocation N et $L(1)$ est la position de la première dislocation. Pour un nombre N fixe de dislocations ($N = 10$ et 20), les Figs. 3(a) ($N = 10$) et 3(b) ($N = 20$) montrent que la position de chaque dislocation dans l'empilement est de plus en plus loin du joint lorsque λ est grand. De plus, la longueur d'empilement $L(N) - L(1)$ varie presque linéairement avec λ . Lubarda [2] trouva récemment une augmentation de la longueur d'empilement dans le cas d'un grain adjacent plus rigide que celui où a lieu l'empilement pour des bi-matériaux isotropes hétérogènes. Ici, un effet similaire est obtenu dans le contexte d'un tri-matériau anisotrope. En conclusion, plus le nombre de dislocations est important dans l'empilement, plus la longueur d'empilement est grande et croît avec λ .

La Fig. 4 montre l'évolution de la cisssion résolue totale : $\tau = \tau_0 + \tau_{int}$ où τ_0 est la cisssion résolue appliquée et τ_{int} est la cisssion résolue interne dus à l'ensemble des dislocations dans l'empilement de N dislocations ($N = 5, 10, 20$) dans le grain voisin de l'empilement à une distance $|\mathbf{b}|$ de la seconde interface Γ_2 (cf. Fig. 1) le long de la direction de glissement pour différentes rigidités de joints de grains ($\lambda = 0.925$ to $\lambda = 2$). Il est observé sur cette figure que pour un même nombre N de dislocations, τ décroît quand λ augmente ce qui est dû à l'effet des forces images répulsives de l'interface pour les dislocations de l'empilement. Pour $N = 5, 10$ et 20 , la diminution observée pour la contrainte résolue totale lorsque λ décroît de $\lambda = 0.925$ à $\lambda = 2$ est 1446.3 MPa, 1301.6 MPa et 1058.4 MPa, respectivement. Pour un même λ , la cisssion résolue est plus importante quand N est grand ($N=20$). Pour $\lambda = 0.9 \sim 1.1$, la Fig. 4 montre que la cisssion résolue décroît plus rapidement que pour $\lambda > 1.1$. Pour $\lambda = 0.925$, l'effet de N sur τ est moins important que pour $\lambda = 2$.

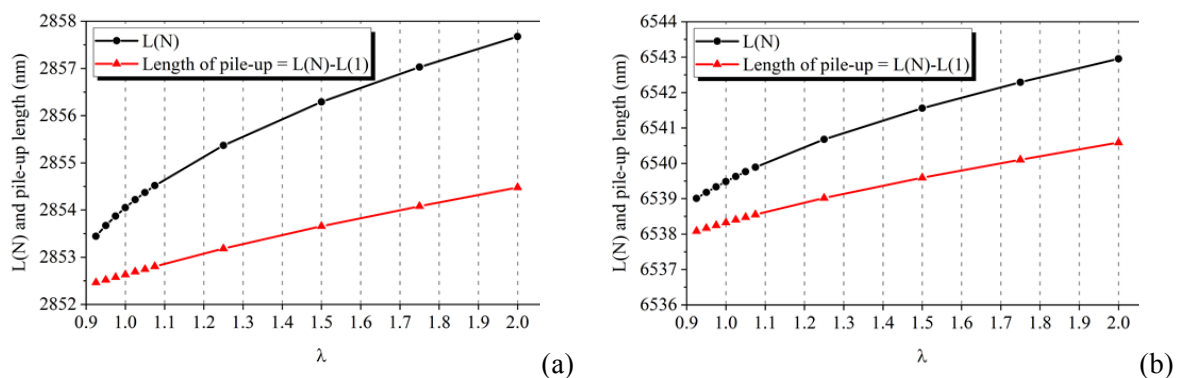


Figure 3. Longueurs d'empilement de dislocations $L(N) - L(1)$ et position de la dernière dislocation $L(N)$ dans l'empilement pour $N=10$ (a) et $N=20$ (b) pour des rigidités de joints: $\lambda = 0.925$ à 2 .

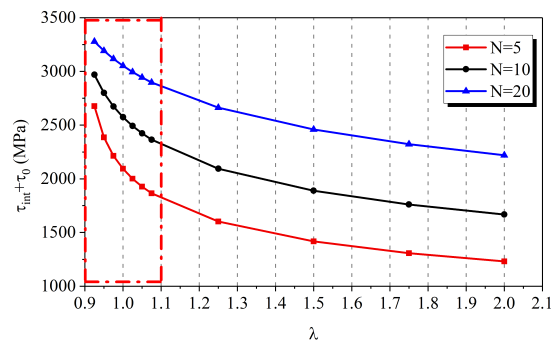


Figure 4. Cission résolue totale dans le grain voisin (cristal III) de l'empilement à une distance $|b|$ de la seconde interface le long de la direction de glissement en fonction de la rigidité du joint de grains ($\lambda = 0.925$ à 2) et pour un nombre de dislocations dans l'empilement $N=5$ à 20 .

5. Conclusions

Ce papier a considéré le formalisme de Lekhnitskii-Eshelby-Stroh (LES) dans le contexte de l'élasticité anisotrope bi-dimensionnelle pour calculer les champs élastiques et les forces images (ou forces configurationnelles [1,2]) sur les dislocations et les empilements de dislocations dans un tri-matériau élastiquement hétérogène et anisotrope. Cette configuration se prête bien à l'étude des effets d'un joint de grain dans des bi-cristaux de Ni où le joint considéré comme une interphase d'épaisseur finie et de rigidité propre au travers du paramètre λ sur les forces configurationnelles agissant sur les dislocations individuelles ou sur des empilements de dislocations (ensemble discrets de dislocations). On démontre ainsi une augmentation des longueurs d'empilement dans le cas où celui-ci peut s'équilibrer sous l'effet des forces configurationnelles lorsque le nombre de dislocations N et la rigidité du joint λ augmentent. De plus, la contrainte résolue après l'empilement dans le grain voisin diminue lorsque la rigidité du joint λ augmente mais croît lorsque le nombre de dislocations N est plus important pour une même rigidité de joint. Ces calculs peuvent être utilisés pour améliorer la description actuelle des interactions joints de grains / dislocations dans les codes de DDD (dynamique des dislocations discrètes) dans le contexte de l'élasticité hétérogène et cristalline (anisotrope).

Références

- [1] G.A. Maugin, Configurational forces: thermomechanics, physics, mathematics and numerics. CRC Press, Modern Mechanics and Mathematics, Taylor and Francis, 2011.
- [2] V.A. Lubarda, An analysis of edge dislocation pileups against a circular inhomogeneity or a bimetallic interface. Int. J. Solids Struct. 129 (2017), 146-155.
- [3] T.C. Lee, I.M. Robertson, H.K. Birnbaum, An in situ Transmission Electron Microscope deformation study of the slip transfer mechanisms in metals. Metall. Trans. 21A (1990), 2437-2447.

- [4] F. Schäfer, L. Weiter, M. Marx, C. Motz, Quantifying the grain boundary resistance against slip transfer by experimental combination of geometric and stress approach using stage-I-fatigue cracks. *Philos. Mag.* 96 (2016), 3524-3551.
- [5] J.D. Eshelby, F.C. Frank, F.R.N. Nabarro, The equilibrium of linear arrays of dislocations. *Philos. Mag.* 42 (1951), 351-364.
- [6] S.G. Lekhnitskii, *Theory of Elasticity of an Anisotropic Elastic Body*. Holden-Day, 1963.
- [7] J.D. Eshelby, W.T. Read, W. Shockley, Anisotropic elasticity with applications to dislocation theory. *Acta Metall.* 1 (1953), 251-259.
- [8] A.N. Stroh, Dislocations and Cracks in Anisotropic Elasticity. *Philos. Mag.* 3 (1958), 625–646.
- [9] S.T. Choi, Y.Y. Earmme, Elastic study on singularities interacting with interfaces using alternating technique. *Int. J. Solids Struct.* 39 (2002), 943-957.
- [10] X. Chen, T. Richeton, C. Motz, S. Berbenni, Elastic fields due to dislocations in anisotropic bi- and tri-materials: Applications to discrete dislocation pile-ups at grain boundaries. *Int. J. Solids Struct.* 164 (2019) 141-156.