

Activation des systèmes de glissement dans un monocristal en plasticité confinée

J.L. DEQUIEDT^a

a. CEA, DAM, DIF 91297 Arpajon France, jean-lin.dequiedt@cea.fr

Résumé :

Dans la plupart des structures cristallines, les systèmes de glissements sont plus que le nombre juste nécessaire pour assurer une déformation imposée quelconque. En conséquence, il s'opère une sélection en fonction de l'orientation du chargement et des coefficients d'écrouissage qui peuvent pénaliser la coexistence de certains systèmes. Lorsque l'on tient compte de surcroît d'effets de gradient et que l'on impose des conditions de bord empêchant le glissement, la sélection des systèmes se trouve modifiée d'une manière qui limite l'accumulation de dislocations géométriquement nécessaires (GND).

Abstract :

In most of the crystalline structures, the number of slip systems is more the one necessary to accommodate any prescribed deformation. As a consequence, a selection takes place depending on the loading orientation and the hardening moduli which may penalize the coexistence of some of them. Moreover, when we integrate gradient effects and impose boundary conditions of null plastic slip, the selection of systems changes in a way limiting the storage of geometrically necessary dislocations (GND).

Mots clefs : plasticité cristalline, monocristaux, systèmes de glissement, écrouissage latent, modèle non-local

1 Introduction

En plasticité cristalline, la déformation d'un monocristal est assurée par une combinaison de glissements sur les différents systèmes de la structure cristalline associée. Le nombre de ces systèmes étant presque toujours supérieur au nombre nécessaire pour accommoder toute déformation, celle-ci s'organise d'une manière qui minimise le travail plastique et, par voie de conséquence, évite la coexistence de paires de systèmes dont l'interaction est forte (coefficient d'écrouissage latent élevé). La désactivation de systèmes redondants a ainsi été mise en évidence expérimentalement (Franciosi et al. [1]) et par calcul de dynamique des dislocations (DD) (Madec et al. [2]) dans des cas de chargement favorables au glissement multiple, *i.e.* selon des axes de symétrie de la maille cristalline ; elle est confirmée par des simulations de plasticité cristalline sur monocristaux en déformation imposée utilisant les coefficients d'interaction entre systèmes issus de la DD (Dequiedt [3]). Toutefois,

la combinaison d'effets non-locaux, liés à l'accumulation de dislocations géométriquement nécessaires (GND), avec des conditions de bord dites « microscopiquement rigides », c'est-à-dire empêchant les flux de dislocations en surface (cf. Gurtin et Needleman [4]), modifie le problème précédent. Elle tend à confiner la déformation plastique à cœur de la matière et pénaliser la coexistence de forts gradients pour certaines combinaisons de systèmes au voisinage des interfaces.

Cette question est analysée dans la présente étude à partir du cas d'école unidimensionnel d'une bande de matière en cisaillement simple et en déformation plane. La répartition des glissements sur trois systèmes potentiellement actifs est mise en évidence pour différentes valeurs des coefficients d'écroutissage. Les effets non-locaux dérivant d'une énergie libre fonction des densités de dislocations, une approche variationnelle telle que développée par Petryk et Kurşa [5] est mise en œuvre.

2 Modèle non-local et formulation du problème.

Lorsque l'on écrit le comportement d'un monocristal en petites déformations, le gradient de déplacement est la somme d'une transformation plastique se décomposant sur les systèmes de glissement α de la structure cristalline et d'une transformation élastique englobant les rotations $\boldsymbol{\omega}^e$ et déformations $\boldsymbol{\varepsilon}^e$ du réseau cristallin :

$$\mathbf{U} = \mathbf{grad}(\mathbf{u}) = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\omega}^e + \mathbf{U}^p \quad \text{tel que :} \quad \mathbf{U}^p = \sum_{\alpha} \gamma^{\alpha} \mathbf{m}^{\alpha} \otimes \mathbf{n}^{\alpha} \quad (1)$$

La non-compatibilité des déformations plastiques conduit à l'accumulation de dislocations de même signe qui induisent des contraintes locales (microforces) gênant le glissement. Une mesure de cette non-compatibilité est le tenseur densité de dislocations défini par la relation suivante :

$$\mathbf{G} = \mathbf{rot}(\mathbf{U}^p) = \sum_{\alpha} \mathbf{m}^{\alpha} \otimes (\mathbf{grad}(\gamma^{\alpha}) \times \mathbf{n}^{\alpha}) \quad (2)$$

L'hypothèse de conditions de bords « microscopiquement rigides » à la frontière $\partial\Omega$ d'un volume de matière Ω monocristallin est équivalente à celle d'un flux de dislocations nul ; elle s'écrit :

$$\mathbf{U}^p \times \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega, \text{ de normale sortante } \mathbf{n} \quad (3)$$

On suppose par ailleurs que les cissions critiques sont reliées linéairement aux glissements au moyen d'une matrice d'interaction symétrique ($\tau_c^{\alpha} = H_{\alpha\beta} \gamma^{\beta}$ telle que $H_{\alpha\beta} = H_{\beta\alpha}$) et que les microforces dérivent d'une énergie libre $\Psi(\mathbf{G})$. Dans ce cas, on peut définir, pour tout problème aux limites en déplacement sur Ω , une énergie potentielle E :

$$E(\mathbf{u}, \gamma^{\alpha}) = \int_{\Omega} \left(\frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon}^e : \mathbb{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e + \sum_{\alpha, \beta} \frac{1}{2} \gamma^{\alpha} H_{\alpha\beta} \gamma^{\beta} + \Psi(\mathbf{G}) \right) d\Omega \quad (4)$$

La solution $(\mathbf{v}, \dot{\gamma}^{\alpha})$ au problème d'évolution minimise, parmi tous les champs \mathbf{v} cinématiquement admissibles et vitesses de glissement $\dot{\gamma}^{\alpha} > 0$ compatibles avec les conditions de bord (3), le pseudo-potentiel quadratique [5] :

$$J(\mathbf{v}, \dot{\gamma}^{\alpha}) = \frac{1}{2} \mathbf{v} E_{,\mathbf{uu}} \mathbf{v} + \sum_{\alpha} \mathbf{v} E_{,\mathbf{u}\gamma^{\alpha}} \dot{\gamma}^{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} \dot{\gamma}^{\alpha} E_{,\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}} \dot{\gamma}^{\beta} \quad (5)$$

3 Répartition des systèmes de glissement dans une bande

On s'intéresse au problème de la déformation plane d'une bande de matière à laquelle on impose un cisaillement simple (figure 1). On cherche des solutions unidimensionnelles, c'est-à-dire telles que toutes les grandeurs sont fonctions de la seule coordonnée y dans la direction de l'épaisseur. On suppose que le matériau est incompressible de module de cisaillement μ et que trois systèmes de glissement d'orientations respectives θ_1 , θ_2 et θ_3 par rapport à l'axe x sont potentiellement actifs. On suppose en outre que les coefficients diagonaux de la matrice d'écrouissage sont tous égaux ($H_{\alpha\alpha} = H$) et que les coefficients d'écrouissage latent sont définis par $H_{\alpha\beta} = q_{\alpha\beta}H$. L'énergie Ψ est prise quadratique en \mathbf{G} (L est une longueur caractéristique du comportement) : $\Psi(\mathbf{G}) = \mu L^2 \mathbf{G} : \mathbf{G}$.

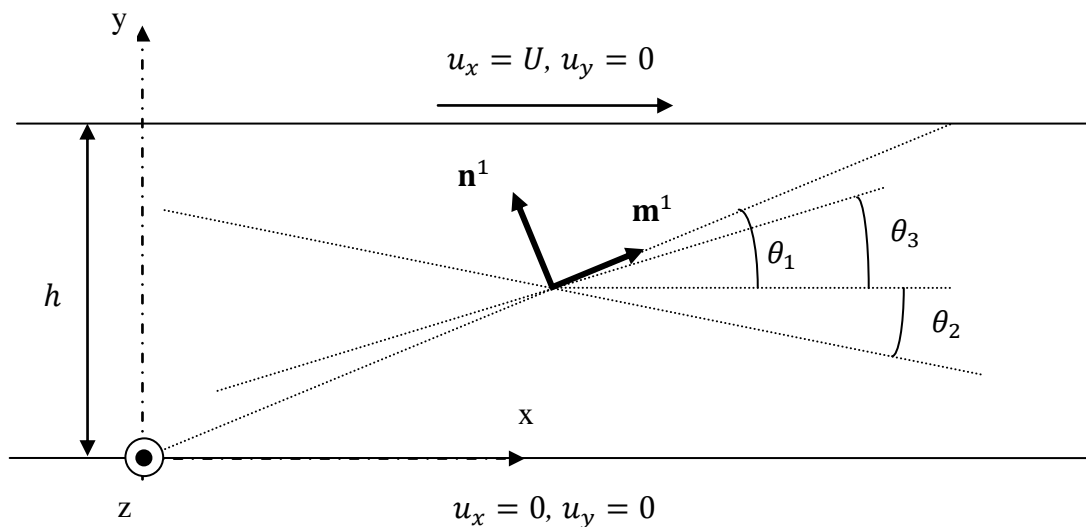


Fig. 1. Bande monocristalline en cisaillement simple avec trois systèmes de glissement.

On suppose tout d'abord que tous les coefficients d'écrouissage latent sont inférieurs à l'écrouissage propre ($q_{12} = q_{23} = q_{31} = 0,5$). Dans ce cas, bien que deux systèmes suffisent à accommoder la déformation, la formulation locale du modèle mettrait en évidence une activation homogène des trois systèmes avec une intensité fonction de leur orientation plus ou moins favorable par rapport au cisaillement imposé ($\dot{\gamma}^2 > \dot{\gamma}^3 > \dot{\gamma}^1$, cf. figure 2). La prise en compte d'effets de gradient et de conditions de bords rigides conduit d'une part à des profils de vitesses de glissement hétérogènes s'annulant aux bords et, d'autre part, à la désactivation du système 1 dans une couche limite dont on pourrait montrer que la largeur augmente avec le paramètre L .

Si on suppose maintenant que l'écrouissage latent des systèmes 2 et 3 est supérieur à l'écrouissage propre ($q_{23} = 1,2$), la formulation locale met en évidence l'activation des systèmes 2 et 1 seuls, bien que ce dernier soit moins favorablement orienté que le système 3 (figure 3). L'introduction d'effets de gradient réactive le système 3 dans la couche limite près des bords : on pourrait montrer que celui-ci, dont le plan de glissement a une plus faible incidence avec l'interface est moins pénalisé que le système 1 dans les zones de forts gradients.

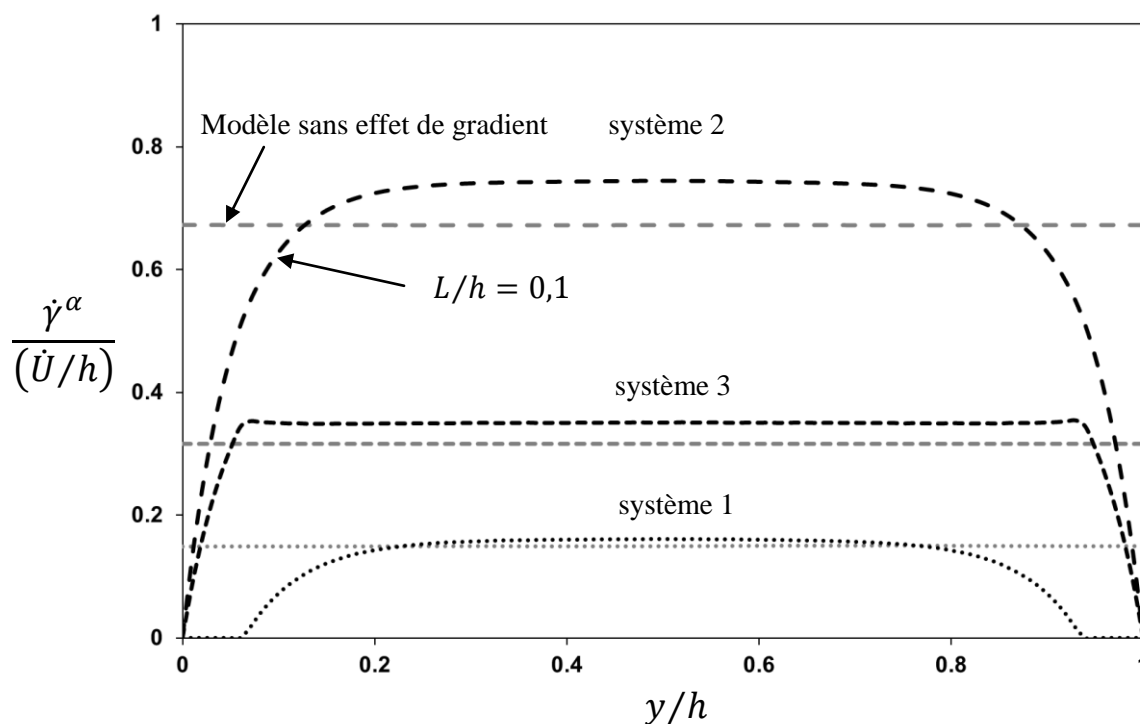


Fig. 2. Activation des trois systèmes dans la bande pour des écrouissages latents faibles ($q_{12} = q_{23} = q_{31} = 0,5$), avec et sans effet de gradient.

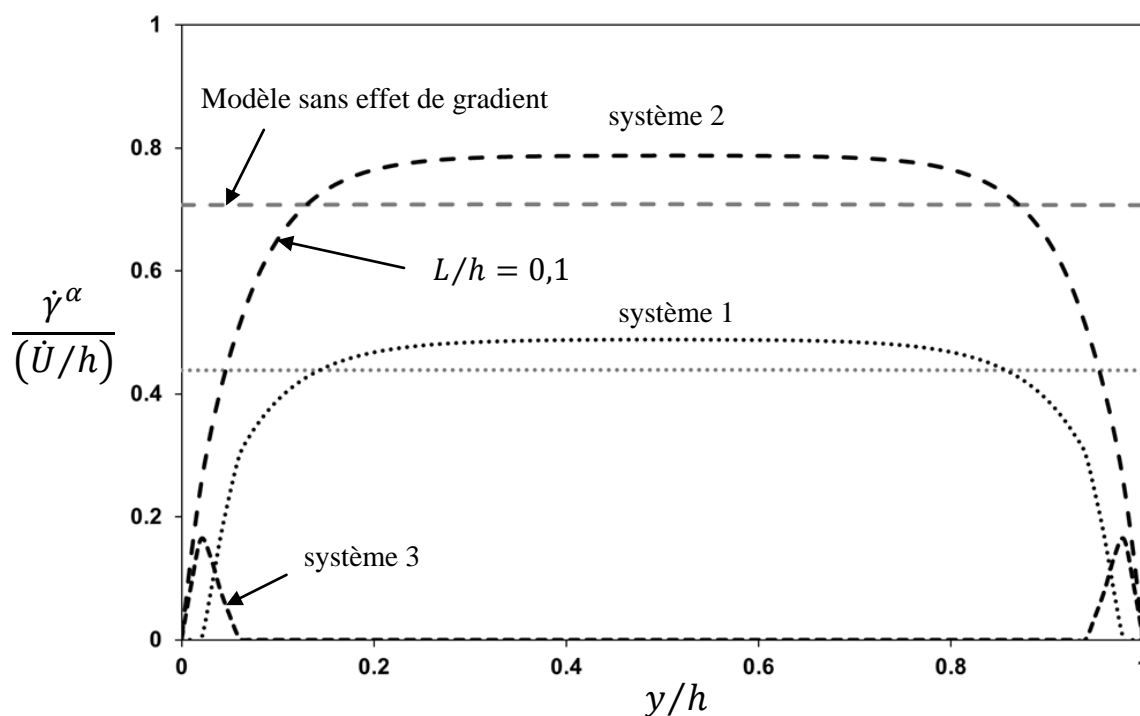


Fig. 3. Activation des trois systèmes dans la bande pour un écrouissage latent fort entre les systèmes 2 et 3 ($q_{12} = q_{31} = 0,5$ et $q_{23} = 1,2$), avec et sans effet de gradient.

4. Conclusion

L'introduction de conditions de bords microscopiquement rigides aux interfaces est une manière de simuler l'effet des joints de grains sur le glissement. Ceux-ci constituent, au moins en première approximation, des barrières infranchissables par les dislocations mobiles. Il en résulte des empilements de dislocations de même signe qui génèrent des contraintes locales. Il est montré dans cette étude que ces contraintes, non seulement conduisent à la concentration des déformations plastiques au cœur des grains mais peuvent également affecter la sélection des systèmes actifs.

Références

- [1] Franciosi, P., Zaoui, A., Multislip tests on copper crystals: a junctions hardening effect. *Acta Metall.* 30 (1982), 2141-2151.
- [2] Madec, R., Devincere, B., Kubin, L., Hoc, T., Rodney, D., The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening. *Science* 301 (2003), 1879-1882.
- [3] Dequiedt, J.L., The incidence of slip system interactions on the deformation of FCC single crystals: system selection and segregation for local and non-local constitutive behavior, *Int. J. Sol. Struct.* 141-142 (2018), 1-14.
- [4] Gurtin, M.E., Needleman, A., Boundary conditions in small-deformation, single-crystal plasticity that account for the Burgers vector. *J. Mech. Phys. Solids* 53 (2005), 1-31.
- [5] Petryk, H., Kurska, M., Incremental work minimization algorithm for rate-independent plasticity of single crystals. *Int. J. Num. Methods in Eng.* 104 (2015), 157-184