



HAL
open science

BANDES DE CISAILLEMENT STATIONNAIRES DANS UN ACIER

M. Buisson, A. Molinari

► **To cite this version:**

M. Buisson, A. Molinari. BANDES DE CISAILLEMENT STATIONNAIRES DANS UN ACIER. Journal de Physique Colloques, 1988, 49 (C3), pp.C3-167-C3-174. 10.1051/jphyscol:1988325 . jpa-00227748

HAL Id: jpa-00227748

<https://hal.science/jpa-00227748>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

BANDES DE CISAILLEMENT STATIONNAIRES DANS UN ACIER

M.V. BUISSON et A. MOLINARI

*Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux,
CNRS-UA 1215, Université de Metz, Ile du Saulcy,
F-57045 Metz Cedex 1, France*

Résumé - Les résultats numériques significatifs issus d'une équation intégrale implicite élucident la question de l'existence d'une solution stationnaire stable lors du cisaillement d'un métal. La torsion dynamique d'aciers peut mener à la formation de microbandes stables, mais la température maximale n'excède pas 322K.

Abstract - Stability of steady shearing solutions is founded as numerical results deduced from an analytical method of quadratures. Adiabatic micro shear bands for steels can be obtained from dynamical torsionnal tests but the temperature rise will not be greater than 322K.

1 - INTRODUCTION⁽¹⁾

Le cisaillement adiabatique est un processus de déformation qui mène fréquemment à la rupture du matériau. Zener et Hollomon /1/ ont caractérisé ce phénomène comme un exemple particulier d'instabilité plastique qui se manifeste dans les matériaux thermoadouçissants. Si on choisit par exemple une loi de comportement du type :

$$\tau^* = \tau_0 \gamma^{n^*} \dot{\gamma}^{m^*} T^{\nu^*} \quad (1)$$

l'adouçissement thermique est modélisé par un coefficient ν négatif. La première analyse, donnée qualitativement par Zener et Al /1/ se base sur un critère de contrainte de cisaillement τ^* maximale pour traduire que l'instabilité apparaît dès que l'effet déstabilisant de l'adouçissement thermique vient contrer l'effet stabilisant de l'érouissage (coefficient n).

Des études plus récentes /2/, /3/, /4/, ont montré l'influence de la sensibilité à la vitesse m , des effets d'inertie, de la conduction thermique... Notre propos s'intéresse à une méthode d'analyse différente formulée par Von Turkovich /5/. On se base sur une configuration de cisaillement simple identique à celle exposée dans /3/. L'équation de conservation de l'énergie (où seule intervient la conduction thermique)

$$\rho^* c^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = k^* \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^2} + \beta \tau^* \dot{\gamma}^* \quad (\beta = 90\%)$$

(1) N.B. : Seules les lettres surmontées d'un * ou indicées sont dimensionnées (cf annexe).

exprime que 90% du travail de déformation plastique ($\tau\dot{\gamma}$, on néglige la déformation élastique) est converti en chaleur. Von Turkovich perçoit dans cette équation la rivalité de deux processus :

- le premier correspond à l'échauffement adiabatique du matériau. Il engendre une localisation catastrophique de la température ;
- le second est lié à la conduction thermique contribuant à évacuer une partie de la chaleur issue du travail de déformation plastique. Cette contribution tend à l'établissement du profil de température stationnaire régi par (cf annexe) :

$$\frac{k d^2 T}{dy^2} + \tau\dot{\gamma} = 0 \quad (2)$$

Les conclusions de Von Turkovich, dans le cas des métaux, basées sur une comparaison de ces deux processus montrent que le chauffage adiabatique est dominant dans la plupart des cas ce qui réduit ainsi la possibilité d'obtenir un régime thermique stationnaire. Wright /6/ estime cependant qu'un régime prolongé de la déformation peut devenir stationnaire. Il montre tout d'abord qu'un tel régime peut se produire à condition que, par phénomène de saturation, l'écroutissage disparaisse ($n=0$). Des exemples de régimes stationnaires qui pourraient se produire dans des aciers typiques sont envisagés /6/ ; ils sont dotés d'une température de 400K à 500K et d'une vitesse de déformation de $10^3 s^{-1}$ à $5.10^4 s^{-1}$ au point milieu de la bande.

Il convient ici d'indiquer l'étude de D.D. Joseph /7/ qui le premier (dans le cas de fluides dont la viscosité dépend de la température) a considéré l'équation stationnaire de la chaleur comme un problème de stabilité. Les conclusions fondamentales de Joseph /7/ sont utilisées dans notre travail, pour lequel, à titre d'illustration concrète, nous donnons des résultats pour un acier typique laminé à froid (acier CRS 1018) dont les caractéristiques sont définies dans /8/ et déduites d'expériences de torsion dynamique d'éprouvettes tubulaires. On se pose la question de savoir s'il est possible, pour le cas du cisaillement prolongé d'une couche de cet acier, d'obtenir un profil stationnaire stable. Un point original est que l'analyse de stabilité qui est menée dans cet article convient pour une éprouvette présentant un défaut géométrique ; on confirme les prévisions de Von Turkovich, à savoir l'impossibilité d'obtenir des bandes stationnaires d'une température centrale de 400K à 500K pour une vitesse de déformation de l'ordre de $10^3 s^{-1}$ à $10^4 s^{-1}$.

Cette analyse peut également être menée pour d'autres aciers /9/ ou d'autres types de lois de comportement convenant à d'autres métaux. L'existence des solutions stables, donc expérimentalement réalisables, reste fondamentalement attachée à la construction des courbes de stabilité définies ci-après.

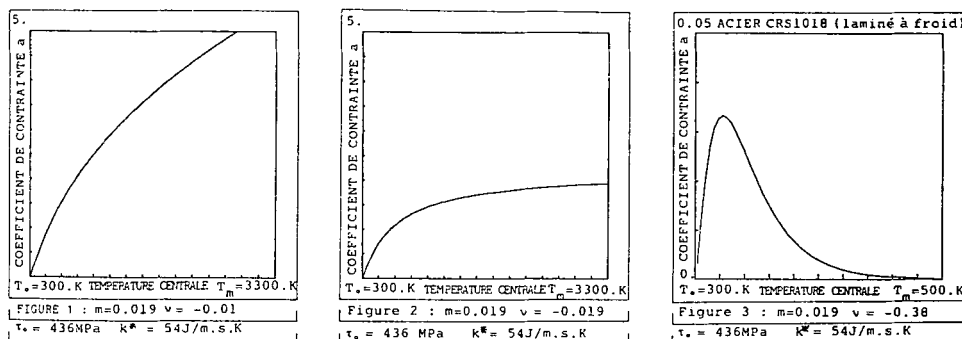
2 - PROBLEME DE STABILITE

Atteindre un régime stationnaire, c'est, par exemple, solliciter une éprouvette pendant un temps assez long par une contrainte de cisaillement indépendante du temps (ou bien par une vitesse macroscopique de cisaillement) et atteindre finalement des profils de températures et de vitesses de déformation permanents. Le problème du régime permanent est parfaitement défini par l'écriture de la loi de comportement, de l'équation stationnaire de la chaleur et en prenant l'hypothèse de quasistatisme (inerties négligées) : si on se donne un niveau de contrainte (ou bien si on s'impose une vitesse) aux bords de l'éprouvette, alors on peut parfaitement connaître le profil des vitesses et des températures et, notamment, déduire la température atteinte au centre de la bande. Inversement, si on s'impose une température centrale, alors on déduit la contrainte (ou la vitesse

moyenne) de sollicitation. Nous adoptons, par commodité pour les calculs, le cas de figure où la température centrale est imposée. Pour la loi de comportement (1), dans laquelle on prend $n=0$, l'équation (2) s'écrit en éliminant la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$

$$\frac{d^2 \theta}{dy^2} + a (1 + \theta)^{-v/m} = 0 \quad (3)$$

où θ est la température adimensionnelle $\theta = (T^* - T_0)/T_0$, $T_0 = 300\text{K}$ et a le paramètre adimensionnel de contrainte $a = k^{-1} \tau_0^{(m+1)/m}$. Utilisant la même technique de quadrature directe /7/, nous avons construit la courbe de stabilité donnant le paramètre de contrainte a en fonction de la température maximale atteinte au milieu de la bande T_m . Trois figures caractéristiques peuvent être obtenues suivant le matériau étudié. Sur la figure n° 1 ($v + m > 0$), il existe une solution stationnaire stable pour un niveau de contrainte quelconque. Sur la figure n° 2 ($v + m = 0$), la courbe présente une asymptote horizontale représentant le niveau de contrainte maximale au-dessus duquel aucune solution stationnaire n'est possible. En dessous de ce niveau, il existe une solution stable. Sur la figure n° 3 ($v + m < 0$), la courbe présente un maximum de contrainte à ne pas dépasser si on désire obtenir un régime stationnaire. En dessous de cette limite, deux solutions sont possibles ; à gauche du maximum la solution est stable, à droite elle est instable. On a constaté dans le cas $v + m < 0$ et pour m fixé que la zone des températures stables augmente lorsque $|v|$ diminue ou lorsque la température de la matrice environnant la bande cisailée est élevée.



3 - RESULTAT DE STABILITE POUR L'ACIER ETUDIE

La figure n° 3 correspond au cas de l'acier CRS 1018. Trois courbes coïncident exactement, elles sont obtenues pour différentes valeurs du coefficient adimensionnel de conduction thermique k apparaissant dans (2) ($\dot{\gamma}_0 = 10^3\text{s}^{-1}$, vitesse de cisaillement nominale)

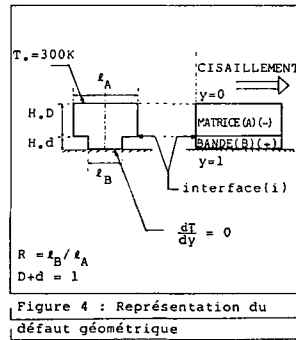
$$k = k^* T_0 / (\beta H_0^2 \tau_0 \dot{\gamma}_0)$$

On peut ainsi constater d'une part que la courbe de stabilité ne dépend pas du coefficient de conduction thermique k^* et de l'épaisseur $2H_0$ de la couche homogène (sans présence de défaut géométrique) cisailée. D'autre part, la position du maximum se situe pour une température T_m atteinte au milieu de la bande approximativement égale à 322°K : nous montrons ainsi qu'un régime stationnaire stable peut être atteint si la température centrale ne dépasse pas 322°K ! Au-

delà de cette limite, l'existence d'un profil stationnaire est expérimentalement peu probable car on se placerait sur la branche d'instabilité. L'épaisseur H_0 (ou bien la conductivité thermique) exerce cependant une influence sur le profil de la vitesse de déformation. Abaisser H_0 (ou augmenter k^*) revient à relever le niveau des vitesses de déformation. Pour les dimensions d'éprouvettes habituelles /10/ ($H_0 = 1,25$ mm), les vitesses de cisaillement obtenues sont très faibles (de l'ordre de 5 s^{-1}) nous indiquant qu'il est exclu d'obtenir des bandes stationnaires pour ce type d'expériences dynamiques. Cela reste vrai lorsque ces éprouvettes sont dotées d'un défaut d'usinage habituellement modélisé par un défaut géométrique / 8 / où s'initie la localisation catastrophique de la déformation.

4 - EPROUVETTE PRESENTANT UN DEFAUT GEOMETRIQUE (figure 4)

Un point original du travail réside dans l'adaptation de la méthode de quadrature pour le cas d'un défaut géométrique. Ce défaut est caractérisé par deux paramètres adimensionnels R , lié à la profondeur d'usinage, et D , lié à la largeur de la zone A (matrice).



On accède tout d'abord à la température θ_i de l'interface par les équations adimensionnelles suivantes :

$$\int_{\theta_i}^{\theta_m} \frac{dx}{\sqrt{(1+\theta_m)^{N+1} - (1+x)^{N+1}}} = \sqrt{r} \frac{1-D}{D} \quad (4)$$

$$\int_0^{\theta_i} \frac{dx}{\sqrt{rR^2 (1+\theta_m)^{N+1} + (1-rR^2)(1+\theta_i)^{N+1} - (1+x)^{N+1}}}$$

il faut indiquer ici les conditions de passage /11/

$$\theta_i^- = \theta_i^+ = \theta_i^+ \quad \tau_A l_A = \tau_B l_B \quad l_A \frac{d\theta^-}{dy}(i) = l_B \frac{d\theta^+}{dy}(i) \quad (5)$$

les profils de température dans la zone A (signe -) et B (signe +) sont alors donnés par :

$$\int_0^{\theta_A(y)} \frac{d\theta}{\sqrt{2C_A - \frac{2a}{N+1} (1+\theta)^{N+1}}} = y \quad \text{et} \quad \int_{\theta_i}^{\theta_B(y)} \frac{d\theta}{\sqrt{2C_B - \frac{2b}{N+1} (1+\theta)^{N+1}}} = y-D$$

avec

$$C_B = b(1+\theta_m)^{N+1}/(N+1)$$

$$C_A = [C_B - b(1+\theta_1)^{N+1}/(N+1)]\eta^2 + a(1+\theta_1)^{N+1}/(N+1)$$

$$b = ar \quad r = R^{-(m+1)/m} \quad R = \ell_B/\ell_A$$

Résultat : Les courbes de stabilités obtenues en faisant varier D (Figures 5) ou R (figures 6) sont de même type que dans le cas d'une éprouvette homogène. La température centrale délimitant la branche stable et instable reste voisine de 322°K. L'influence des paramètres D et R et la distinction entre la matrice et la bande sont très nettes sur les profils de températures (figure 6c pour R) ou des vitesses (figure 5b pour D) ; on reste cependant dans un domaine de faibles vitesses de déformation pour une hauteur d'éprouvette $H_0 = 1.25$ mm.

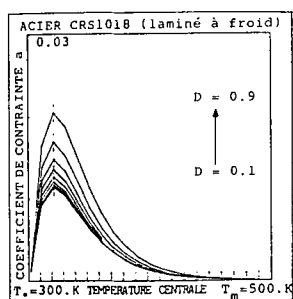


Figure 5a : $H_0 = 1.25$ mm/
D=0.1 0.3 0.5 0.7 0.9/R=0.98

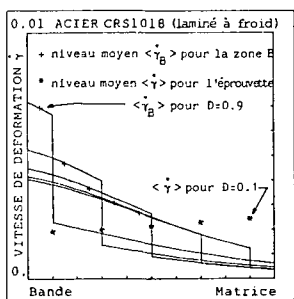


Figure 5b: Profil de la vitesse de déformation (rapportée à $10^3 s^{-1}$)

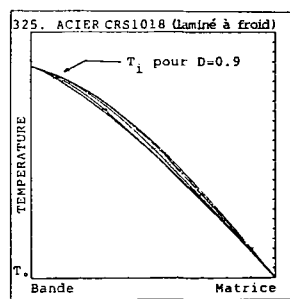


Figure 5c : Profil de la température

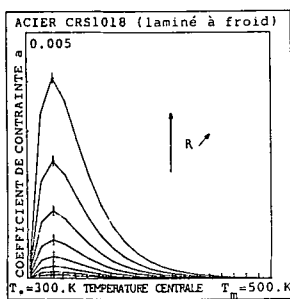


Figure 6a : $H_0 = 1.25$ mm/D=0.5/
R=0.1 0.3 0.5 0.7 0.9

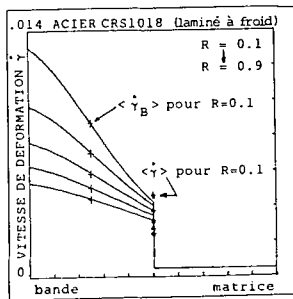


Figure 6b: Profil de la vitesse de déformation ($\times 10^3 s^{-1} = \dot{\gamma}$.)

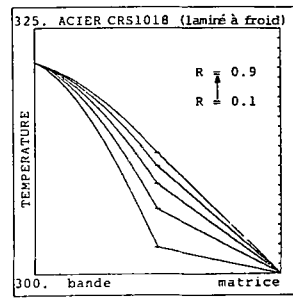
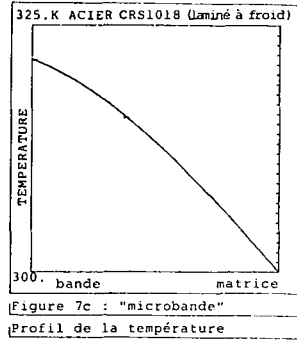
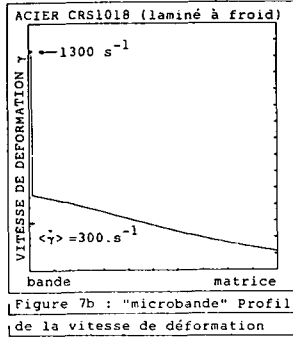
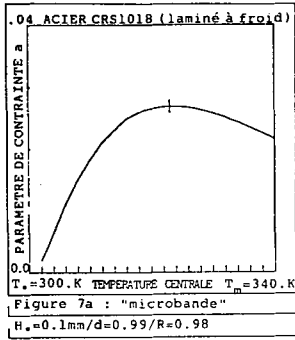


Figure 6c : Profil de la température

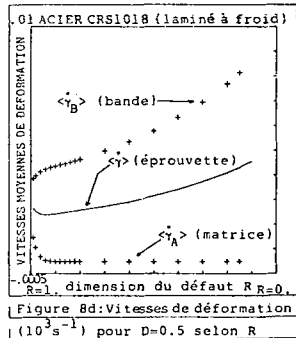
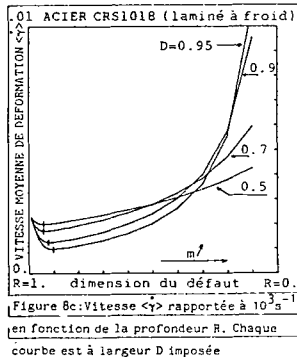
Cas d'une microbande : il est néanmoins possible d'obtenir un régime stationnaire dans le domaine des grandes vitesses de déformation. Un tel exemple est représenté figure (7) : il s'agit d'une éprouvette très petite ($H_0 = 0.1$ mm) présentant un défaut d'une largeur de $1 \mu m$ ($d = 0.01$) et d'une profondeur définie par $R = 0.98$. L'éprouvette est déformée à une vitesse moyenne de cisaillement de $300 s^{-1}$, la vitesse et la température au centre de la bande sont de $1300 s^{-1}$ et $322^\circ K$.



Cette microbande a pu être obtenue dans le domaine des grandes vitesses macroscopiques en abaissant la hauteur H_0 de l'éprouvette. Dans la suite, nous maintenons fixe la hauteur ($H_0 = 1.25$ mm) et nous faisons varier les dimensions D et R du défaut.

5 - EXISTENCE D'UN DÉFAUT PARTICULIER

On se propose de noter la vitesse moyenne $\langle \dot{\gamma} \rangle$ nécessaire pour atteindre la température maximale de 322K (limite supérieure de la branche stable). Chaque courbe de la figure (8c) est tracée pour un paramètre D imposé et représente en ordonnée $\langle \dot{\gamma} \rangle$ et en abscisse la profondeur du défaut R .



Il apparaît nettement l'existence d'un défaut qualifié de particulier en ce sens que la vitesse nécessaire macroscopique (solicitation de l'éprouvette) pour atteindre la consigne de 322°K au centre de la bande est minimale (1). La position du défaut critique dépend principalement de la sensibilité à la vitesse m . Si on augmente la sensibilité à la vitesse, ce qui contribue à uniformiser le profil de la vitesse de déformation, il est nécessaire d'augmenter la profondeur du défaut pour atteindre la température centrale T_m ($T_m = 322K$) :

(1) N.B. : Un résultat similaire nous est également fourni par une approximation analytique basée sur l'approximation du profil de température dans la matrice et dans la bande par deux paraboles d'axe vertical raccordées à l'interface suivant les conditions de passage (5).

cela se traduit par un déplacement vers la droite sur la figure (8c) de la position du défaut critique. Un effet identique serait produit par la diminution de $|v|$ mais de façon moins marquée puisque, la fenêtre de température $[T_0, T_m]$ étant étroite, la température adimensionnelle T (rapportée à T_m) apparaissant dans la loi de comportement (1) est proche de l'unité.

6 - CONCLUSION

L'originalité de ce travail, par rapport à l'étude fondamentale de D.D. Joseph, intervient dans l'introduction d'une éprouvette présentant une couche à deux zones type matrice-bande et dans l'adaptation de la méthode de quadrature qui donne, sous forme d'équations intégrales implicites, les profils des vitesses de déformation, de températures et de contraintes. Cette approche semi-analytique nous permet d'obtenir des résultats numériques significatifs.

On a montré que les expériences de cisaillement dynamique actuelles /10/ sur un acier typique ne peuvent aboutir à des régimes stationnaires stables. On a par contre calculé qu'une éprouvette 10 fois plus petite que celles des expériences de Duffy et Al / 8 / sollicitée

à une vitesse moyenne de 300 s^{-1} fournirait une microbande stationnaire stable d'une largeur de $1 \mu\text{m}$ dotée d'une température de 322°K et d'une vitesse de cisaillement de 1300 s^{-1} . On a constaté dans la fenêtre des températures de 300K à 322K l'existence d'un défaut particulier pour lequel la vitesse globale de cisaillement est minimale ; les dimensions de ce défaut sont beaucoup plus fortement conditionnées par la sensibilité à la vitesse que par l'adoucissement thermique du matériau. Le coefficient adimensionnel de conduction thermique k agit surtout sur la grandeur de la vitesse moyenne de sollicitation $\langle \dot{\gamma} \rangle$ que sur les dimensions du défaut caractéristique.

Cette étude marque, certes, une limite restreignant énormément le domaine des températures stationnaires stables pour des aciers, elle n'en demeure pas moins une méthode analytique intéressante et applicable à d'autres types de matériaux.

REFERENCES

- /1/ Zener, C. and Hollomon, J.H., Trans. Amer. Soc. Metals, vol. 32 (1944) 111-120.
- /2/ Fressengeas, C., Thèse d'Etat, Université de METZ, Juin 1986. "Instabilités thermo-viscoplastiques aux grandes vitesses de déformation".
- /3/ Molinari, A., Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, Vol. 4, n° 5 (1985) 659-684.
- /4/ Buisson, M., Rapport Bibliographique - Cisaillement Adiabatique, ETCA 86 R 085 - n° 1104, Arcueil 8 sept. (1986).
- /5/ Von Turkovich, XXII General Assembly of CIRP, Stockholm - Aug. 26-30 (1972).
- /6/ Wright, T.W., Journal of Mechanics Physics of Solids, Vol. 35, n° 3 (1987) 269-282.
- /7/ Joseph, D.D., Physics of Fluids, Vol. 8, n° 12 (1965).
- /8/ Costin, Crisman, Hawley, Duffy, Inst. Phys. Conf. Ser. n° 47, chap 1, p. 90, The Institute of Physics, London, J. Harding Ed (1979).
- /9/ Buisson, Motz, Rondelli, "Contribution à l'étude de la fragilisation des aciers à haute limite d'élasticité par cisaillement adiabatique", 15 Sep 1987, Fac. Sciences Metz/ETCA-Arcueil, à paraître.
- /10/ Shawki, Clifton, Majda, Army Research Office Report, n° DAAG 29-81-K-0121/3, Brown University - 1983 - Providence - USA.
- /11/ Shawki, T.G., Thesis - May 1986, Brown University - Providence - USA.

ANNEXE : Equations Sans Dimensions

La loi de comportement se présente sous la forme

$$\tau^* = \tau_0 \dot{\gamma}^n \left(\frac{\dot{\gamma}^*}{\dot{\gamma}_0}\right)^m \left(\frac{T^*}{T_0}\right)^\nu$$

où T_0 est le niveau de contrainte obtenu à vitesse de cisaillement constante $\dot{\gamma}_0$ ($\dot{\gamma}_0 = 10^3 \text{s}^{-1}$) et à température constante T_0 ($T_0 = 300\text{K}$). Pour l'acier CRS1018,

$$\begin{aligned} \tau_0 &= 436 \text{ MPa} \\ m &= 0.019 \text{ (sensibilité à la vitesse)} \\ \nu &= -0.38 \text{ (adoucissement thermique)} \\ n &= 0.015 \text{ (écrouissage)}. \end{aligned}$$

Nous travaillons ici avec $n = 0$ afin de respecter la condition de saturation nécessaire à l'existence du régime stationnaire /6/.

La forme sans dimensions de la loi de comportement s'écrit alors :

$$\tau = \dot{\gamma}^m T^\nu$$

avec les changements d'échelles :

$$\dot{\gamma}^* = \dot{\gamma}_0 \dot{\gamma} \quad T^* = T_0 T \quad \tau^* = \tau_0 \tau$$

La loi de conservation de l'énergie en régime stationnaire se présente suivant :

$$0 = k^* \frac{d^2 T^*}{dy^{*2}} + \beta \tau^* \dot{\gamma}^*$$

où, pour l'acier étudié, le coefficient de conduction thermique k^* vaut $54 \text{Wm}^{-1} \text{°C}^{-1}$. Le coefficient de conversion du travail de déformation plastique en chaleur est évalué à $\beta = 0.9$. La forme sans dimensions devient :

$$0 = k \frac{d^2 T}{dy^2} + \tau \dot{\gamma}$$

avec les changements de variables :

$$y^* = H_0 y \quad (H_0, \text{ demi épaisseur de la couche cisailée})$$

$$k^* = \frac{H_0^2 \beta \tau_0 \dot{\gamma}_0}{T_0} k$$

En notant a le paramètre de contrainte défini par

$$a = \frac{1}{k} \frac{m+1}{m} \tau_0$$

l'équation de conservation de la chaleur devient en tenant compte de la loi de comportement :

$$0 = \frac{d^2 \theta}{dy^2} + a (1+\theta)^{-\nu/m}$$

avec $T = 1 + \theta$.