

0017-9310(95)00395-9

Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants

N. LARAQI

 Université Paris VI, Laboratoire de Mécanique Physique, URA CNRS 879, BP 160, 4-Place Jussieu,
 75252 Paris Cedex 05, France

(Reçu 6 juin 1995 et sous forme finale 17 octobre 1995)

Résumé—Cet article présente une étude sur le phénomène de constriction thermique dans le cas de deux solides en frottement sec. L'aire de contact est assimilée à un carré. On évalue la résistance thermique de constriction à partir de la théorie des sources mobiles en considérant une aspérité unique. On montre, à partir d'une étude des ordres de grandeurs, que dans l'hypothèse de grandes vitesses réduites ($V^* \gg 1$), il est possible de prédire l'allure de l'évolution de la résistance de constriction en fonction de la vitesse relative. Le modèle approché, résultant de cette configuration, permet d'estimer, de façon aisée, la résistance de constriction tant pour des chargements uniformes que non uniformes. On propose également une corrélation qui permet de calculer la résistance de constriction quel que soit la valeur de la vitesse. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.

1. INTRODUCTION

La stylisation des transferts thermiques à l'interface de deux milieux en frottement sec [1, 2], introduit deux paramètres macroscopiques. Le premier, appelé résistance de contact glissante (R_{cg}), joue le même rôle que la résistance thermique de contact dans le cas statique. Le second, baptisé facteur de génération de flux (α) pour éviter toute confusion avec le coefficient de partage de flux, caractérise la localisation du flux généré par frottement de part et d'autre de la zone perturbée du contact. Les valeurs de ces deux paramètres sont étroitement liées à celles des résistances de constriction. Rappelons que ces dernières constituent une part importante (environ 90%) de la résistance thermique de contact entre deux solides. On conçoit donc tout l'intérêt d'une bonne connaissance de leurs valeurs.

Dans le cas des solides immobiles, la résistance de constriction a fait l'objet, au cours de ces dernières décennies, de nombreux développements tant sur le plan expérimental que théorique. On peut citer, à ce titre, les travaux de Bardou [3, 4], de Degiovanni *et al.* [5, 6], de Yovanovich [7, 8]. La constriction en contact glissant varie en fonction de la vitesse relative des solides. Des études expérimentales [9, 10] ont permis de mettre en évidence ce phénomène. L'étude développée dans cet article constitue une contribution à l'évaluation analytique de la résistance de constriction et de son évolution en fonction de la vitesse de glissement.

2. POSITION DU PROBLÈME

La Fig. 1 présente deux solides en contact glissant. Le solide (1), muni d'une aspérité carrée, est fixe. Le

solide (2), supposé lisse, est animé d'une vitesse V . Les températures, de part et d'autre de la zone perturbée, sont notées respectivement T_{c1} et T_{c2} . L'interface est le siège d'une génération de flux par frottement sec. On notera Φ_g ce flux. Dans l'hypothèse où la résistance thermique du fluide interstitiel est très élevée devant celles des solides, on montre que les transferts de chaleur à l'interface sont régis par les relations :

$$\Phi_2 = \alpha \Phi_g + \frac{T_{c1} - T_{c2}}{R_{cg}} \quad (1)$$

$$\Phi_1 = \Phi_g - \Phi_2. \quad (2)$$

Φ_1 et Φ_2 sont les flux entrant respectivement dans les solides (1) et (2). Les deux paramètres macroscopiques α et R_{cg} sont exprimés par les relations :

$$R_{cg} = R_{cs}^1 + R_a^1 + R_{cs}^2 \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{R_{cs}^1 + R_a^1}{R_{cs}^1 + R_a^1 + R_{cs}^2}. \quad (4)$$

Les valeurs de ces deux paramètres sont étroitement liées à celles des résistances de constriction. En particulier, le solide (2) étant mobile, la valeur de R_{cs}^2 sera déterminante dans la modélisation des transferts à l'interface glissante. L'étude effectuée dans cet article est consacrée à l'évaluation de R_{cs}^2 en fonction de la vitesse de glissement.

Dans l'hypothèse d'une distribution de flux uniforme Q sur l'aire de contact, la résistance de constriction est définie par la relation :

$$R_{cs} = \frac{\Delta \bar{T}}{Q} \quad (5)$$

où $\Delta \bar{T}$ représente l'écart entre la température moyenne de l'aire de contact et la température au loin.

NOMENCLATURE			
a	diffusivité thermique [$m^2 s^{-1}$]	V	vitesse de déplacement du milieu par rapport à la source [$m s^{-1}$]
Ar	aire réelle de contact [m^2]	V^*	vitesse réduite
l	dimension caractéristique de l'aire de contact [m]	x, y, z	variables d'espace [m]
f^*	fonction de distribution de flux	x^*, y^*, z^*	variables d'espace réduites
q	densité de flux [$W m^{-2}$]	x_m^*	position réduite du maximum de température surfacique.
Q	flux [W]		
R_a	résistance thermique de l'aspérité [$K W^{-1}$]		
R_{cg}	résistance de contact glissant [$K W^{-1}$]	Symbols grecs	
R_{cs}	résistance thermique de constriction [$K W^{-1}$]	α	facteur de génération de flux
t	temps [s]	δ	dimension caractéristique dans la direction z [m]
T	température [K]	$\Delta \bar{T}$	écart de température moyen [K]
T^*	température réduite	Φ_g	flux généré par frottement [W]
\bar{T}^*	température moyenne réduite	λ	conductivité thermique [$W m^{-1} K^{-1}$]
T_m^*	température surfacique maximale réduite	τ	temps [s]
		ψ_c	paramètre de constriction.

Le paramètre de constriction ψ_c , s'exprime sous la forme adimensionnelle :

$$\psi_c = R_{cs} \lambda \sqrt{Ar}. \tag{6}$$

S'agissant d'une source carrée de côté l , géométrie retenue dans cette étude, la combinaison des relations (5) et (6) conduit à la nouvelle expression de ψ_c :

$$\psi_c = \Delta \bar{T}_i (ql/\lambda). \tag{7}$$

Le paramètre de constriction apparaît comme l'écart réduit entre la température moyenne de l'aire de contact et la température au loin.

3. MODÈLE PHYSIQUE

On considère une source de chaleur de forme carrée, de côté l , placée sur la surface d'un milieu semi-infini initialement à température nulle. La source, mobile par rapport au solide suivant la direction opposée à

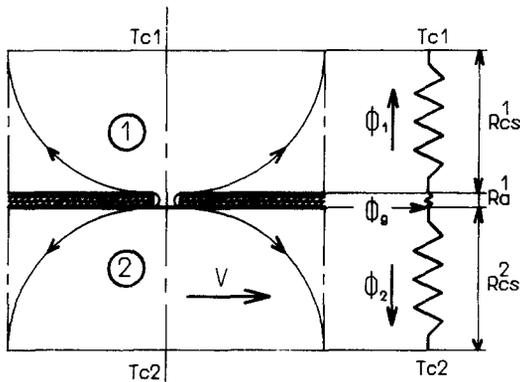


Fig. 1. Configuration de deux solides en frottement sec.

x , dissipe un flux de densité uniforme q (Fig. 2). La température au loin est considérée nulle. La surface $z = 0$ est supposée isolée.

Dans un référentiel lié à la source, le champ thermique dans le milieu considéré est traduit par le système :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{V}{a} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \tag{8}$$

$$T = 0 \quad (t = 0) \tag{9}$$

$$T = 0 \begin{cases} x \rightarrow \pm \infty \\ y \rightarrow \pm \infty \\ z \rightarrow + \infty \end{cases} \tag{10}$$

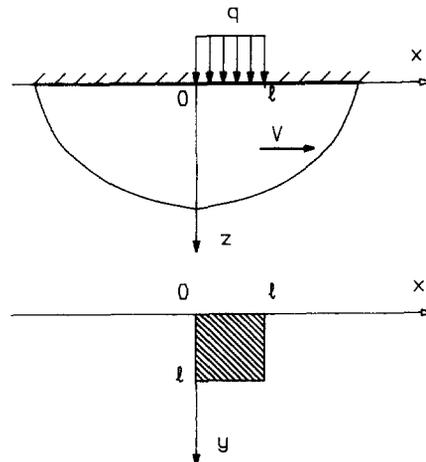


Fig. 2. Modèle physique.

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \equiv \begin{cases} q & (0 \leq x \leq l, 0 \leq y \leq l) \\ 0 & (\text{ailleurs}) \end{cases} \quad (z = 0). \quad (11)$$

La solution de ce système est classique [11] :

$$T = \frac{qa}{4\lambda(\pi a)^{3/2}} \int_0^t \frac{d\tau}{(t-\tau)^{3/2}} \int_0^l dx' \int_0^l dy' \exp \left(-\frac{((x-x')-V(t-\tau))^2 + (y-y')^2 + z^2}{4a(t-\tau)} \right). \quad (12)$$

En procédant au changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{l} & y^* &= \frac{y}{l} & z^* &= \frac{z}{l} & x'^* &= \frac{x'}{l} & y'^* &= \frac{y'}{l} \\ t^* &= \frac{tl^2}{a} & \tau^* &= \frac{\tau l^2}{a} & u &= t^* - \tau^* \\ V^* &= \frac{Vl}{a} & T^* &= T/(ql/\lambda) \end{aligned} \quad (13)$$

et en effectuant les deux intégrations portant les variables d'espace x' et y' de l'équation (12), on obtient l'expression :

$$T^* = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^{t^*} \frac{e^{-(z^*)^2/4u}}{\sqrt{u}} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{y^*}{2\sqrt{u}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{y^*-1}{2\sqrt{u}}\right) \right) \times \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x^*-V^*u}{2\sqrt{u}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x^*-V^*u-1}{2\sqrt{u}}\right) \right) du. \quad (14)$$

La température réduite de l'aire de contact ($z^* = 0$), en régime stationnaire ($t^* = \infty$), se déduit par intégration sur x^* et y^* de l'équation (14). Compte tenu de la relation (7), cette température réduite est également le paramètre de constriction. Il vient :

$$\begin{aligned} \psi_c &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sqrt{u} F\left(\frac{1}{2\sqrt{u}}\right) \left(F\left(\frac{1+V^*u}{2\sqrt{u}}\right) \right. \\ &\quad \left. + F\left(\frac{1-V^*u}{2\sqrt{u}}\right) - 2F\left(\frac{V^*\sqrt{u}}{2}\right) \right) du \end{aligned} \quad (15)$$

où

$$F(X) = \int_0^X \operatorname{erf}(\xi) d\xi = X \operatorname{erf}(X) + \frac{e^{-X^2} - 1}{\sqrt{\pi}}. \quad (16)$$

L'évolution de ψ_c en fonction de V^* (Fig. 3) est déterminée par intégration numérique de (15). On retrouve la valeur -connue- en contact statique ($\psi_c = 0,4732$). La résistance de constriction décroît rapidement aux basses vitesses (atténuation de 50% pour V^* voisine de 8) puis lentement aux grandes vitesses.

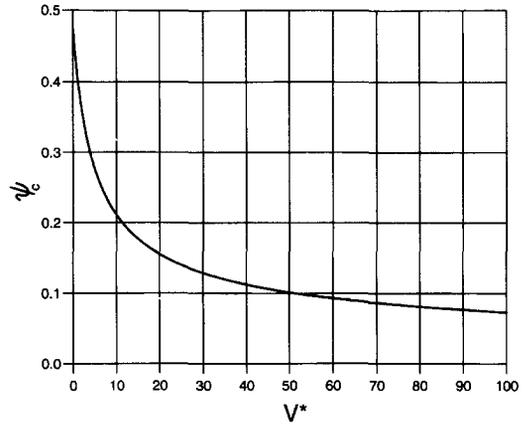


Fig. 3. Evolution de ψ_c en fonction de V^* à partir de l'équation (15).

4. MODÈLE APPROCHÉ ADAPTÉ AUX GRANDES VITESSES RÉDUITES

4.1. Étude des ordres de grandeurs

Nous procédons, dans cette partie du travail, à une analyse des ordres de grandeurs dans le but de définir des hypothèses simplificatrices adaptées au cas des grandes vitesses relatives. Cette étude est conduite en régime stationnaire.

En adoptant comme longueurs de référence (l, l et δ) pour les gradients thermiques au voisinage du contact suivant les directions respectives (x, y et z), puis comme écart de température de référence commun $\Delta\bar{T}$, les ordres de grandeurs des différents termes de l'équation (8) s'écrivent :

$$\frac{\Delta\bar{T}}{l^2}, \frac{\Delta\bar{T}}{l^2}, \frac{\Delta\bar{T}}{\delta^2}, \frac{V\Delta\bar{T}}{a/l} \quad (17)$$

soit :

$$1, 1, \frac{l^2}{\delta^2}, \frac{Vl}{a}. \quad (18)$$

Dans l'hypothèse où $Vl/a \gg 1$, les deux premiers termes peuvent être négligés devant les deux derniers. Ceci se traduit par la suppression des dérivées secondes portant sur les deux variables x et y dans l'équation (8). Il vient :

$$\delta \sim l \sqrt{\left(\frac{a}{Vl}\right)}. \quad (19)$$

En appliquant le même principe de calcul que précédemment à l'équation (11), on obtient :

$$\lambda \frac{\Delta\bar{T}}{\delta} \sim q \quad (20)$$

soit :

$$\Delta \bar{T} \sim \frac{ql}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{a}{Vl}\right)} \tag{21}$$

En substituant (21) à (7), on déduit :

$$\psi_c \sim \sqrt{\left(\frac{a}{Vl}\right)} \tag{22}$$

Cette relation montre que, pour les grandes valeurs de la vitesse réduite, le paramètre de constriction est inversement proportionnel à $\sqrt{V^*}$.

4.2. Evaluation du paramètre de constriction

L'étude des ordres de grandeurs nous permet de simplifier le modèle précédent. Celui-ci s'écrit (en variables réduites) :

$$\frac{\partial^2 T^*}{\partial z^{*2}} - V^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = 0 \tag{23}$$

$$T^* = 0 \quad (x^* \leq 0) \tag{24}$$

$$T^* = 0 \quad (z^* \rightarrow +\infty) \tag{25}$$

$$-\frac{\partial T^*}{\partial z^*} = \begin{cases} 1 & (0 \leq x^* \leq 1) \\ 0 & (\text{ailleurs}) \end{cases} \quad (z^* = 0). \tag{26}$$

L'équation (24) résulte de l'hypothèse de grande vitesse réduite. En effet, la surface située en amont de l'abscisse ($x = 0$) se trouve à température nulle.

L'abscisse ($x = 0$) correspond à l'entrée dans le contact. La dimension l est très faible (l'ordre du micron). Compte tenu de la vitesse de glissement, le temps de passage de la source est très court. Le système précédent est donc équivalent à celui d'un milieu semi-infini soumis à un échelon de flux entre les abscisses ($x = 0$) et ($x = l$). Sa solution est obtenue à l'aide de la transformation de Laplace portant sur la variable x .

$$T^*(x^*, z^*) = \frac{2}{\sqrt{V^*}} \left(\sqrt{x^*} i \operatorname{erfc} \frac{z^*}{2\sqrt{(x^*/V^*)}} - \sqrt{(x^*-1)} i \operatorname{erfc} \frac{z^*}{2\sqrt{(x^*-1)/V^*}} \right) \tag{27}$$

où

$$i \operatorname{erfc}(X) = \frac{e^{-X^2}}{\sqrt{\pi}} - X \operatorname{erfc}(X). \tag{28}$$

Dans l'équation (27), le premier terme de droite correspond à la réponse thermique dans le domaine d'espace $x^* \in [0,1]$. L'ensemble des deux termes donne la solution pour les abscisses x^* situées au-delà de ce domaine.

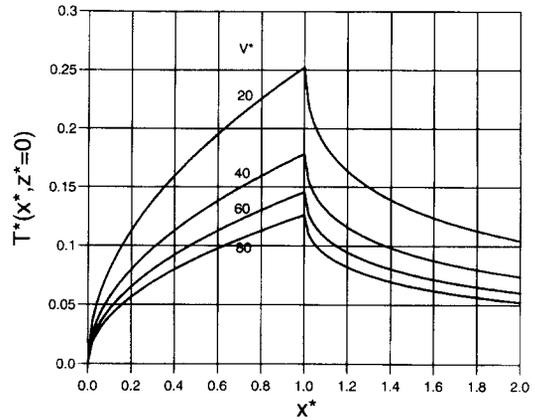


Fig. 4. Température surfacique réduite pour $V^* = 20, 40, 60, 80$.

La Fig. 4 présente les variations de la température surfacique réduite pour différentes valeurs de V^* . On retrouve les allures -classiques- des problèmes de sources mobiles. Les maxima des températures, dites 'Températures éclair' [12], se situent au voisinage de la sortie du contact. Ils baissent avec l'augmentation de la vitesse. Le champ des isothermes au voisinage de l'aire de contact (Fig. 5) s'aplatit avec l'augmentation de la vitesse, traduisant l'atténuation du phénomène de constriction.

La température réduite de l'aire de contact s'écrit :

$$T^*(x^*, z^* = 0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\left(\frac{x^*}{V^*}\right)} \tag{29}$$

Sa valeur moyenne, compte tenu de l'équation (7), conduit à l'expression de ψ_c :

$$\psi_c = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\left(\frac{1}{V^*}\right)} = 0.7523 \sqrt{\left(\frac{1}{V^*}\right)} \tag{30}$$

On retrouve l'allure prédite par l'étude des ordres de grandeurs. La Fig. 6 compare les évolutions de ψ_c , estimées à partir des équations (15) et (30), en fonction de la vitesse réduite. Au vu de cette figure, le modèle approché (30) peut être adopté, en première approximation, à partir de V^* égale à 20. Comme nous le verrons plus loin (Tableau 3), l'erreur relative est inférieure à 8,5%.

5. EXPRESSION GÉNÉRALE DU PARAMÈTRE DE CONSTRICTION EN FONCTION DE V^*

Nous avons montré que l'évolution du paramètre de constriction en fonction de V^* s'exprime analytiquement sous la forme intégrale (15). En revanche, à grande valeur de V^* l'expression est explicite (30). Nous avons recherché une corrélation -simple- qui permet de calculer le paramètre de constriction quelque soit la valeur de V^* :

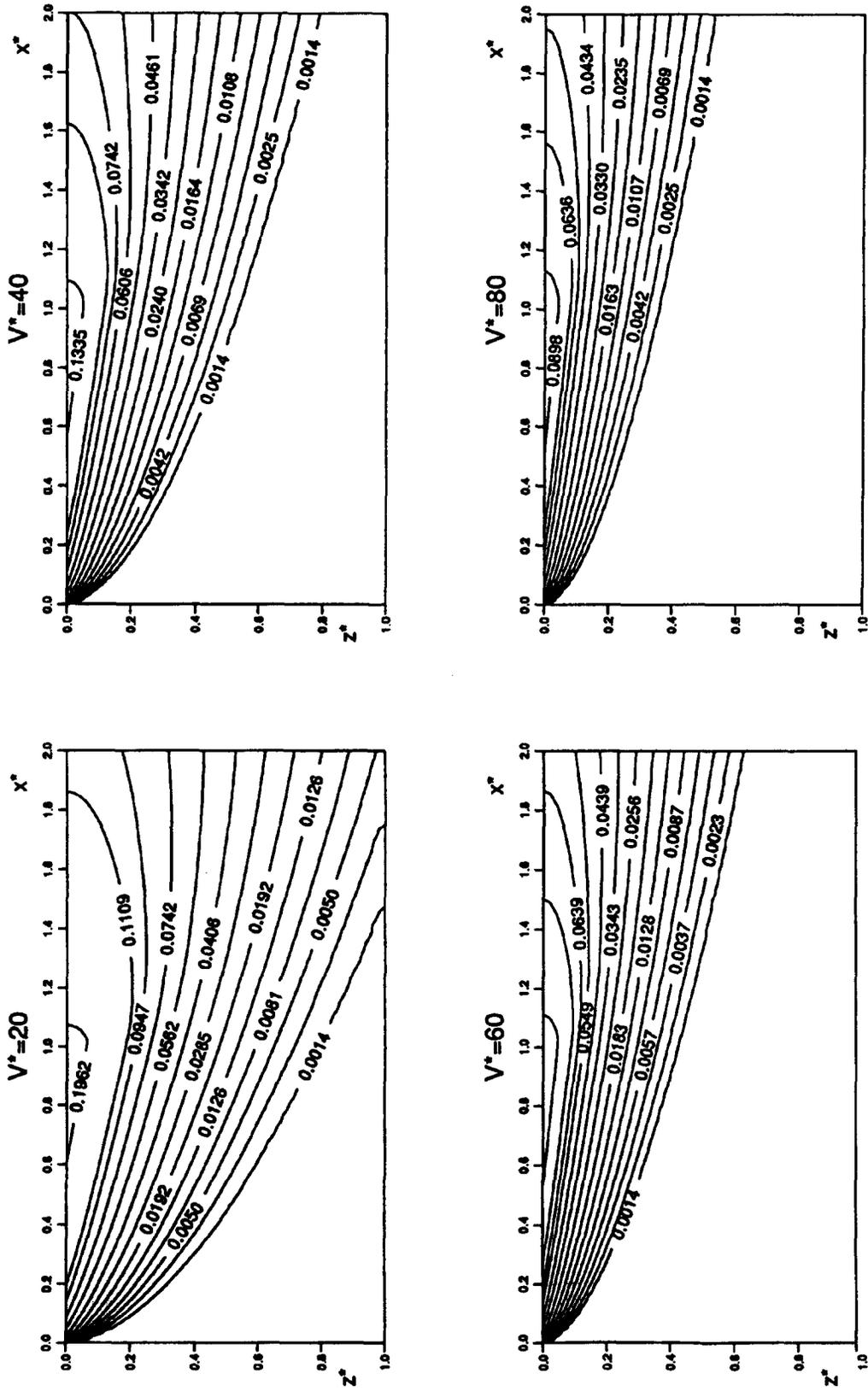


Fig. 5. Champs des isothermes pour $V^* = 20, 40, 60, 80$.

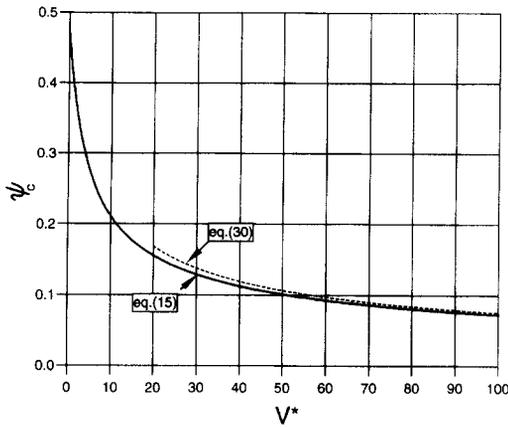


Fig. 6. Comparaison des évolutions de ψ_c estimées à partir des équations (15) et (31).

$$\psi_c = \frac{0,4732(1 - e^{-c})}{c} [1 + 0,6777(1 - e^{-c}) - 0,7257(1 - e^{-c})^2] \quad (31)$$

où

$$c = \frac{0,4732}{0,7523} \sqrt{V^*} = 0,629 \sqrt{V^*} \quad (32)$$

Cette corrélation permet d'estimer le paramètre de constriction avec une erreur relative inférieure à 2%.

La Fig. 7 compare les évolutions de ψ_c évaluées à partir de (15) et de la corrélation (31).

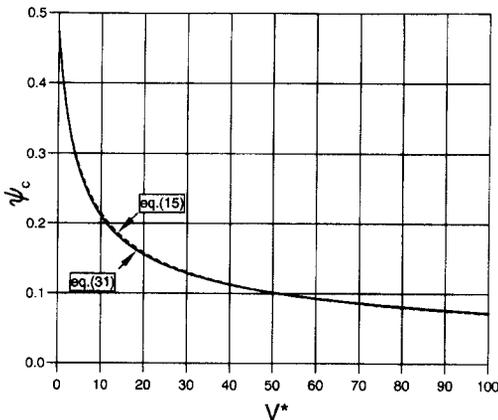
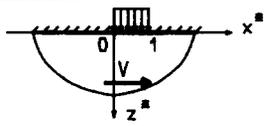
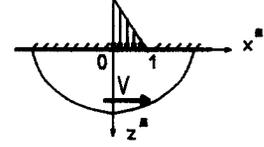
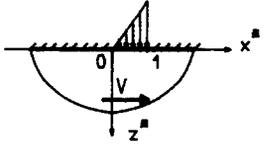
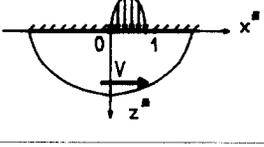


Fig. 7. Comparaison des évolutions de ψ_c estimées à partir des équations (15) et (30).

Tableau 1. Description des chargements étudiés

Cas	$f^*(x^*)$
(I) 	1
(II) 	$2(1-x^*)$
(III) 	$2x^*$
(IV) 	$6(x^* - x^{*2})$

$$T = \frac{a}{4\lambda(\pi a)^{3/2}} \int_0^t \frac{d\tau}{(t-\tau)^{3/2}} \int_0^1 dx' \int_0^1 dy' q(x', y') \times \exp \left\{ - \frac{[(x-x') - V(t-\tau)]^2 + (y-y')^2 + z^2}{4a(t-\tau)} \right\} \quad (33)$$

Pour pouvoir procéder aux comparaisons des résultats avec ceux fournis par le modèle adapté aux grandes vitesses, nous supposons que la distribution de flux n'est pas uniforme dans la direction x uniquement.

Les distributions de flux étudiées sont de type polynômial. Le Tableau 1 fournit les différents chargements retenus. Le flux moyen est conservé d'un cas à l'autre. La double intégration sur les variables x' et y' de l'équation (33) ne pose aucune difficulté particulière. Il restera l'intégration sur le temps entre zéro et l'infini, que l'on effectuera par voie numérique.

L'évolution du paramètre de constriction à grande vitesse réduite et à chargement non uniforme est régie par le système (23)–(25) et :

$$-\frac{\partial T^*}{\partial z^*} \equiv \begin{cases} f^*(x^*) (0 \leq x^* \leq 1) \\ 0 (\text{ailleurs}) \end{cases} \quad (z^* = 0). \quad (34)$$

Les solutions correspondantes sont récapitulées dans le Tableau 2. Elles sont calculées à partir des transformées de Laplace appliquées à la variable x^* . La deuxième colonne donne l'expression de la température surfacique réduite de l'aire de contact, pondérée par $\sqrt{V^*}$. Les troisième et quatrième colonnes fournissent respectivement la position du maximum

Tableau 2. Récapitulatif des solutions approchées obtenues pour les chargements étudiés

Cas	$V^{*1/2}T^*(x^*, z^* = 0)$ ($0 \leq x^* \leq 1$)	x_m^*	$V^{*1/2}T_m^*$	$V^{*1/2}\psi_c$
I	$2i \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{1/2}$	1	$2i \operatorname{erfc}(0)$ $\approx 1,1284$	$\frac{4}{3}i \operatorname{erfc}(0)$ $\approx 0,7523$
II	$\{4i \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{1/2} -$ $16i^3 \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{3/2}\}$	0.5	$2^{1/2}[2i \operatorname{erfc}(0) -$ $4i^3 \operatorname{erfc}(0)]$ $\approx 1,0638$	$[\frac{8}{5}i \operatorname{erfc}(0) -$ $\frac{32}{5}i^3 \operatorname{erfc}(0)]$ $\approx 0,9027$
III	$16i^3 \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{3/2}$	1	$16i^3 \operatorname{erfc}(0)$ $\approx 1,5045$	$\frac{32}{5}i^3 \operatorname{erfc}(0)$ $\approx 0,6018$
IV	$\{48i^3 \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{3/2} -$ $384i^5 \operatorname{erfc}(0)[x^*]^{5/2}\}$	0.75	$3^{1/2}[18i^3 \operatorname{erfc}(0) -$ $108i^5 \operatorname{erfc}(0)]$ $\approx 1,1733$	$[\frac{96}{5}i^3 \operatorname{erfc}(0) -$ $\frac{768}{7}i^5 \operatorname{erfc}(0)]$ $\approx 0,7741$

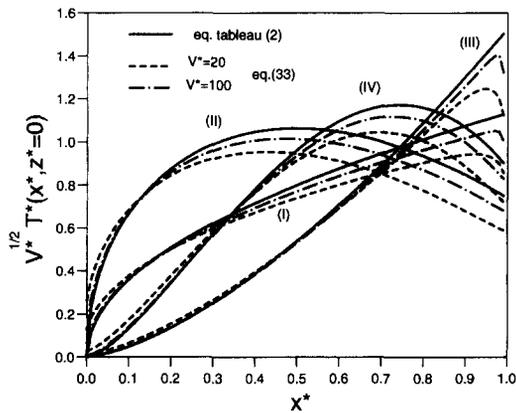


Fig. 8. Températures surfaciques dans l'aire de contact pour différents types de chargements.

de la température et la valeur de cette dernière. Le paramètre de constriction est reporté dans la dernière colonne. On notera que toutes les grandeurs calculées sont inversement proportionnelles à $\sqrt{V^*}$. Par ailleurs, le chargement (III), correspondant à une croissance progressive du flux au fur et à mesure qu'un point du solide évolue dans le contact, semble fournir le minimum de constriction. Néanmoins, son maximum de température est le plus élevé. La Fig. 8 compare les évolutions des températures surfaciques pour les quatre cas étudiés entre le modèle exact (pour $V^* = 20$

et 100) et le modèle approché. Les tendances sont traduites, de façon correcte, par le modèle approché, ce d'autant plus que la vitesse est grande. Pour les chargements (I) et (III) le maximum de température se situe au voisinage de la sortie du contact. En revanche, les chargements (II) et (IV) présentent des maximums à l'intérieur de l'aire de contact, respectivement au voisinage du milieu et des trois quarts de celle-ci. Le Tableau 3 fournit une comparaison entre les paramètres de constriction issus des modèles exact (ψ_c^{ex}) et approché (ψ_c^{ap}) pour les deux vitesses étudiées. Ces résultats montrent que dans l'hypothèse des grandes vitesses réduites, on peut obtenir une bonne approximation de ψ_c à partir du modèle approché proposé.

7. CONCLUSIONS

Nous avons montré, à l'aide d'un modèle analytique basé sur une aspérité unique de forme carrée, que la résistance de constriction décroît rapidement aux basses vitesses (50% d'atténuation pour V^* voisine de 8) puis lentement aux grandes vitesses. Un modèle approché, établi à partir d'une étude des ordres de grandeurs, a permis de déterminer une loi simple d'évolution du paramètre de constriction pour les grandes valeurs de la vitesse. Il ressort de ce modèle que la résistance de constriction est inversement proportionnelle à $\sqrt{V^*}$. Une corrélation est proposée

Tableau 3. Comparaison des valeurs de ψ_c entre le modèle exact et le modèle approché pour les chargements étudiés

V^*	Cas	I	II	III	IV
20	ψ_c^{ap}	0,168	0,202	0,135	0,173
	ψ_c^{ex}	0,155	0,181	0,129	0,160
	$(\psi_c^{\text{ap}} - \psi_c^{\text{ex}})/\psi_c^{\text{ex}}$	8,4%	11,6%	4,7%	8%
100	ψ_c^{ap}	0,0752	0,0903	0,0602	0,0774
	ψ_c^{ex}	0,0724	0,0862	0,0587	0,0746
	$(\psi_c^{\text{ap}} - \psi_c^{\text{ex}})/\psi_c^{\text{ex}}$	3,9%	4,7%	2,5%	3,8%

pour estimer la résistance de constriction glissante avec une erreur relative inférieure à 2%. Par ailleurs, nous avons montré que la résistance de constriction peut, également, être estimée analytiquement pour des chargements non uniformes.

RÉFÉRENCES

1. J. P. Bardon, Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif, *Revue Gén. Thermique Fr.* **386**, 86–91 (1994).
2. N. Laraqi, Température de contact et coefficient de partage de flux généré par frottement sec entre deux solides. Approche nouvelle de la génération de flux, *Int. J. Heat Mass Transfer* **35**, 3131–3139 (1992).
3. J. P. Bardon, Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact, *Revue Gén. Thermique Fr.* **125**, 429–447 (1972).
4. J. P. Bardon, Heat Transfer at solid–solid interface: basic phenomenon, recent works, *Proceedings of Eurotherm. 4*, Nancy, 40–74, Juin (1988).
5. A. Degiovanni, G. Sinicki, A. Gery et M. Laurent, Un modèle de résistance thermique de contact en régime permanent, *Revue Gén. Thermique Fr.* **267**, 161–175 (1984).
6. A. Degiovanni et C. Moyne, Résistance thermique de contact en régime permanent. Influence de la géométrie du contact, *Revue Gén. Thermique Fr.* **334**, 557–563 (1989).
7. M. M. Yovanovich, General expression for circular constriction resistances for arbitrary flux distribution, *Proceedings of AIAA 13th Aerospace Sciences Meeting*, Pasadena, California, 381–395, January (1976).
8. M. M. Yovanovich, Recent developments in thermal contact, gap and joint conductance theories and experiments, *Proceedings Eighth International Heat Transfer Conference*, Vol. 1, pp. 35–45. Hemisphere, Washington (1986).
9. L. Mazo, B. Cassagne, D. Badie-Levet et J. P. Bardon, Etude des conditions de liaison thermique dans le cas du frottement sec métal–plastique, *Revue Gén. Thermique Fr.* **204**, 919–933 (1978).
10. J. J. Vullierme, J. J. Lagarde et H. Cordier, Etude de la résistance de contact entre deux matériaux. Influence de la vitesse relative de glissement, *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 1209–1219 (1979).
11. J. C. Jeager, Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts, *Proc. R. Soc. N.S.W.* **56**, 203–223 (1942).
12. H. Blok, The flash temperature concept, *Wear* **6**, 483–494 (1963).

THERMAL CONSTRICTION PHENOMENON IN SLIDING CONTACTS

Abstract—This paper presents a study of the thermal constriction phenomenon, arising from dry friction between two solids. The contact area is assimilated to a square shaped surface. The thermal constriction resistance is evaluated using moving sources theory while considering a single asperity model. The analysis of the heat transfer equation terms has shown the possibility of predicting the evolution of this resistance for high reduced velocities ($V^* \gg 1$). The approached model resulting from this configuration allows to estimate easily the constriction resistance for both uniform and non uniform loadings. A correlation is proposed to calculate the constriction resistance for all velocities. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.