

# Températures de contact et coefficient de partage de flux généré par frottement sec entre deux solides. Approche nouvelle de la génération de flux†

N. LARAQI

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)-URA. CNRS. 879-LTAMT-Transferts,  
Thermiques-T66-BP.160-4, Place Jussieu-75252 Paris 05, France

(Reçu le 7 mars 1991 et sous forme finale le 9 septembre 1991)

**Résumé**—La modélisation énergétique fine du problème de frottement entre deux solides est délicate en raison de l'incertitude sur l'écriture des conditions de contact. Cette difficulté est essentiellement liée à l'estimation de la résistance de contact glissant et surtout à la localisation de la génération du flux par frottement entre les différentes aspérités. Une telle modélisation doit permettre d'évaluer les niveaux des températures de contact et le coefficient de partage de flux généré entre les solides. Pour atteindre cet objectif, cet article présente une approche nouvelle de la définition des zones de génération de flux. En outre, il met en évidence l'influence des échanges de chaleur entre les solides et le milieu environnant sur les températures de contact et le coefficient de partage de flux. Une solution analytique simple est également présentée pour résoudre ce problème dans le cas d'un frottement uniforme.

## 1. INTRODUCTION

LE FROTTEMENT associe plusieurs disciplines dont la mécanique, la thermique et la métallurgie. Bien que très ancien, ce phénomène reste, sur le plan scientifique et à l'échelle microscopique, difficile à maîtriser. La tâche du thermicien est d'évaluer les niveaux de température atteints par les surfaces frottantes (pour des raisons de tenue des matériaux) et le partage de flux généré par frottement (pour guider le choix des matériaux et l'orientation du refroidissement approprié).

L'approche expérimentale de ces grandeurs est délicate en raison de la difficulté d'effectuer des mesures thermiques fiables au niveau des surfaces frottantes. Par ailleurs, les mesures de température au sein des pièces mobiles nécessitent un appareillage coûteux et souvent peu précis.

La modélisation numérique de type "direct" ou "inverse" associée à des mesures de températures dans la pièce fixe (si possible) reste une voie susceptible d'évaluer ces grandeurs.

Le premier problème auquel se heurte la modélisation numérique est la difficulté d'évaluer la densité de flux généré par frottement, qui s'exprime par le produit  $PfV$ , du fait de l'imprécision sur les valeurs de  $P$  et  $f$ .

Indépendamment de ce premier problème, des modèles analytiques [1–4], basés sur la théorie des sources mobiles [5, 6], ont été utilisés pour estimer la température de surface et le coefficient de partage de flux généré entre les deux solides en contact. Les auteurs ont établi, selon leur modèle physique, des

expressions permettant d'exprimer le coefficient de partage essentiellement en fonction des caractéristiques thermophysiques des matériaux mis en jeu. Dans tous ces modèles, le contact était supposé parfait.

Ling et Simkins [7] ont mis en évidence, à partir de mesures expérimentales associées à un modèle analytique, l'existence d'un écart de température de surface notable entre les deux solides. Les travaux de Mazo *et al.* [8] ont confirmé ce résultat en s'appuyant sur des expériences réalisées sur deux couronnes en frottement. Dans cette même référence, les auteurs proposent une approche qui consiste à supposer qu'une fraction  $\alpha$  du flux généré l'est au niveau de la surface de contact de l'un des deux solides et le complément  $(1 - \alpha)$  sur la surface de contact de l'autre solide. Cette notion a été utilisée dans les travaux de Badie-Levet [9] pour la modélisation du frottement dans un palier lisse. Bardon [10] a mis en évidence les paramètres intrinsèques qui conditionnent la valeur du coefficient  $\alpha$ .

Cet article propose une stylisation de la relation phénoménologique interfaciale faisant appel à une loi de probabilité de localisation des zones où le flux est généré. Il vise à présenter les résultats obtenus, par cette approche, concernant les températures de contact et le coefficient de partage de flux. Ce dernier est défini comme étant la fraction du flux généré transférée par l'un ou l'autre des deux solides. Ce coefficient de partage peut être directement identifié à partir de résultats expérimentaux.

Nous présentons également une solution analytique approchée, de mise en oeuvre simple, adaptée aux cas où la pression et la résistance de contact entre les solides sont sensiblement uniformes le long de la zone de frottement.

† An English translation of this paper can be obtained by writing to the Laboratory address.

## NOMENCLATURE

$a$	diffusivité thermique [ $m^2 s^{-1}$ ]	$\Phi$	flux linéique [ $W m^{-1}$ ]
$f$	coefficient de frottement dynamique	$\omega$	vitesse angulaire de rotation [ $s^{-1}$ ].
$h$	coefficient d'échange par convection [ $W m^{-2} K^{-1}$ ]		
$p$	coefficient de partage de flux	Indices	
$P$	pression de contact [ $N m^{-2}$ ]	e1	extérieur du solide (1)
$Pe$	nombre de Peclet	e2	extérieur du solide (2)
$r$	rayon [m]	éq1	équivalent côté solide (1)
$R$	résistance thermique surfacique [ $m^2 K W^{-1}$ ]	g	généré par frottement
$\bar{R}$	résistance thermique linéique [ $m K W^{-1}$ ]	i	intérieur du solide (1)
$T$	température [K].	j	noeud de la résistance de contact
		m	moyen
		M	maximum
		s	constriction
Symboles grecs		t, T	total (voir texte)
$\theta$	position angulaire	1	solide (1)
$\lambda$	conductivité thermique [ $W m^{-1} K^{-1}$ ]	2	solide (2)
$\xi$	angle de contact	$\sigma$	écart type.
$\varphi$	flux surfacique [ $W m^{-2}$ ]		

## 2. DESCRIPTION DU MODELE

## 2.1. Choix du modèle physique

La présente étude est basée sur un modèle physique schématisé par la Fig. 1. Il consiste en la mise en contact d'un patin (2) avec un cylindre tournant (1). Le patin est isolé latéralement et l'ensemble est placé dans des environnements maintenus à températures constantes ( $T_i$ ,  $T_{e1}$ ,  $T_{e2}$ ). Les transferts de chaleur sont supposés bidimensionnels ( $r, \theta$ ). Ce montage a été utilisé, entre autre, par Ling *et al.* [7, 11]. Il peut simuler un frein à sabot, un rouleau cylindrique en appui sur la bague intérieure d'un roulement, ou le frottement dans un palier lisse [9]. Nous montrerons

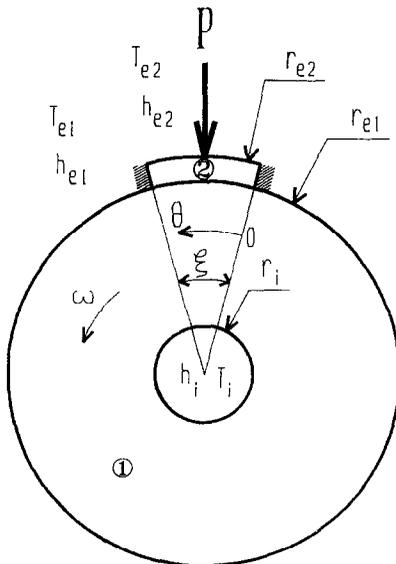


Fig. 1. Schéma du modèle physique.

plus loin comment ce modèle peut être facilement adaptable à ce dernier cas de frottement.

## 2.2. Equations physiques du modèle

On se place dans le cas du régime stationnaire en supposant que les caractéristiques thermophysiques des matériaux ne varient pas en fonction de la température.

Compte-tenu de ces hypothèses, l'équation de conservation de l'énergie dans le solide (1) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_1}{\partial \theta^2} - \frac{\omega}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial \theta} = 0$$

$$r_i \leq r \leq r_{e1}, \quad 0 \leq \theta < 2\pi \quad (1)$$

où  $\omega/a_1 \partial T_1/\partial \theta$  représente le terme de transport.

Les conditions aux limites relatives à ce solide s'écrivent de la façon suivante :

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = h_i (T_1 - T_1(r_i, \theta))$$

$$r = r_i, \quad 0 \leq \theta < 2\pi \quad (2)$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = h_{e1} (T_1(r_{e1}, \theta) - T_{e1})$$

$$r = r_{e1}, \quad \xi < \theta < 2\pi \quad (3)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \varphi_1(\theta) \quad r = r_{e1}, \quad 0 \leq \theta \leq \xi. \quad (4)$$

Les équations qui régissent les transferts de chaleurs dans le solide (2) sont :

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_2}{\partial \theta^2} = 0$$

$$r_{e1} \leq r \leq r_{e2}, \quad 0 \leq \theta \leq \xi \quad (5)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \varphi_2(\theta) \quad r = r_{e1}, \quad 0 \leq \theta \leq \xi \quad (6)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = h_{e2}(T_2(r_{e2}, \theta) - T_{e2})$$

$$r = r_{e2}, \quad 0 \leq \theta \leq \xi \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial \theta} = 0 \quad r_{e1} \leq r \leq r_{e2}, \quad \theta = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial \theta} = 0 \quad r_{e1} \leq r \leq r_{e2}, \quad \theta = \xi. \quad (9)$$

Pour définir complètement le problème, il faut écrire des conditions de liaison entre les deux solides. L'examen à l'échelle microscopique d'une portion  $r_{e1} d\theta$  du périmètre de contact entre les solides (1) et (2) (Fig. 2) révèle l'existence d'une infinité d'aspérités dont les lieux de contact sont répartis de façon aléatoire le long de la zone de frottement. Chaque contact entre deux aspérités est le siège d'une génération de flux de chaleur. Notons  $R_a(\theta)$  la résistance thermique de la portion d'interface limitée par les enveloppes des aspérités dans chacun des deux solides. Le principe de base de la stylisation proposée consiste à supposer que, pour une position angulaire  $\theta$  donnée, cette génération de flux est répartie sur  $R_a(\theta)$  suivant une loi de type Gaussienne (Fig. 3). Le maximum de cette Gaussienne—repéré par  $R_m$ —correspond à la zone de forte concentration des points de contact entre les aspérités des deux solides. La position du maximum constitue un paramètre ajustable en fonction des hauteurs des aspérités et des duretés respectives de chacun des matériaux. Chaque position conduit à une valeur déterminée du coefficient de partage de flux  $p_1$  (défini par l'équation (20)). Il convient, pour cerner ce dernier, de faire varier la position du maximum de la Gaussienne le long de  $R_a(\theta)$ . D'autre part, par analogie avec la formulation généralement adoptée pour les contacts statiques, on introduit de part et d'autre de  $R_a(\theta)$  les deux résistances thermiques de constriction  $R_{1s}(\theta)$  et  $R_{2s}(\theta)$  [12, 13]. La résistance de constriction du solide mobile—ici le solide (1)—s'atténue de façon exponentielle, et peut pratiquement disparaître aux grandes vitesses [10]. Le paramètre qui contrôle ce

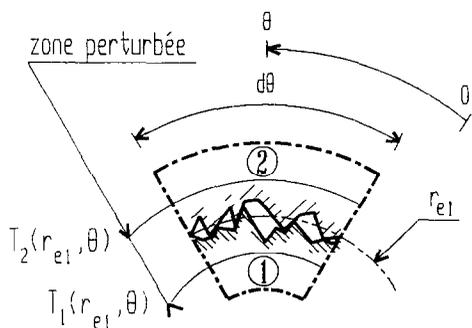


FIG. 2. Distribution des aspérités dans un élément  $d\theta$  de la zone de contact.

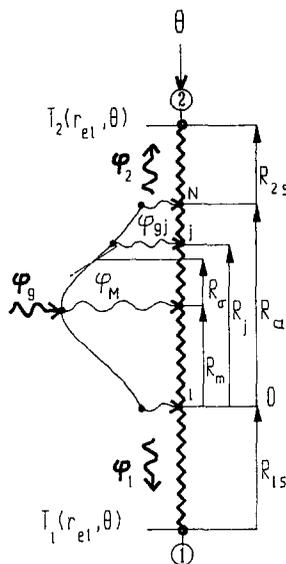


FIG. 3. Distribution Gaussienne du flux généré.

phénomène est un nombre de Peclet calculé sur la longueur caractéristique de l'aspérité (le rayon pour une aspérité circulaire ou le côté pour une aspérité de surface carrée). On parle, dans ce cas, de résistance de contact glissant, dont la valeur est inférieure à celle du contact statique.

Pour illustrer l'approche proposée, il est commode d'écrire les relations à l'interface sous forme discrète. On considère pour cela, dans la résistance  $R_a(\theta)$ ,  $N$  noeuds régulièrement espacés, repérés par un indice  $j$  (Fig. 4). Chacun de ces noeuds reçoit un flux de densité  $\varphi_{g,j}(\theta)$  qui, compte-tenu de la schématisation adoptée, s'exprime sous la forme :

$$\varphi_{g,j}(\theta) = \varphi_M(\theta) \exp - \frac{(R_j(\theta) - R_m(\theta))^2}{2R_c^2(\theta)} \quad (10)$$

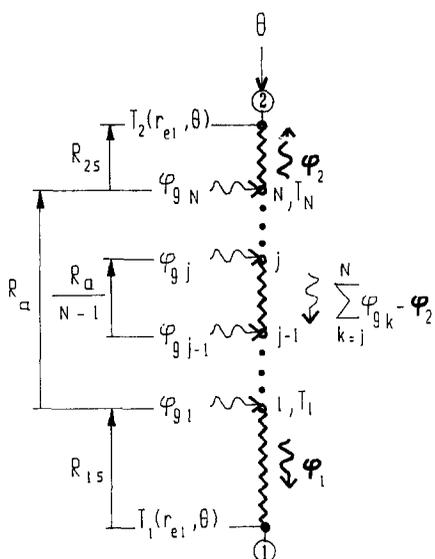


FIG. 4. Discrétisation de la résistance de contact.

où  $R_\sigma(\theta)$  est l'équivalent de l'écart type pour la Gaussienne.

Sachant par ailleurs que la densité de flux généré  $\varphi_g(\theta)$  est la somme arithmétique des éléments de densité de flux  $\varphi_{g,j}(\theta)$  :

$$\varphi_g(\theta) = \sum_{j=1}^N \varphi_{g,j}(\theta) \quad (11)$$

on déduit la valeur de  $\varphi_M(\theta)$  :

$$\varphi_M(\theta) = \frac{\varphi_g(\theta)}{\sum_{j=1}^N \exp\left[-\frac{(R_j(\theta) - R_m(\theta))^2}{2R_\sigma^2(\theta)}\right]} \quad (12)$$

La représentation analogique de la Fig. 4 permet d'établir les relations suivantes :

$$T_N - T_2(r_{c1}, \theta) = R_{2s}(\theta)\varphi_2(\theta) \quad (13)$$

$$T_N - T_1 = \frac{R_a(\theta)}{N-1} \sum_{k=2}^N \sum_{j=k}^N \varphi_{g,j}(\theta) - R_a(\theta)\varphi_2(\theta) \quad (14)$$

$$T_1 - T_1(r_{c1}, \theta) = R_{1s}(\theta)\varphi_1(\theta) \quad (15)$$

avec :

$$\varphi_2(\theta) = \varphi_g(\theta) - \varphi_1(\theta). \quad (16)$$

En combinant les équations (13) à (16), on détermine les expressions des densités de flux  $\varphi_1(\theta)$  et  $\varphi_2(\theta)$  :

$$\varphi_1(\theta) = \frac{T_2(r_{c1}, \theta) - T_1(r_{c1}, \theta)}{R_1(\theta)} + \varphi_g(\theta) \frac{R_{2s}(\theta) + R_a(\theta)}{R_1(\theta)} - \frac{R_a(\theta)}{R_1(\theta)(N-1)} \sum_{k=2}^N \sum_{j=k}^N \varphi_{g,j}(\theta) \quad (17)$$

$$\varphi_2(\theta) = \frac{T_1(r_{c1}, \theta) - T_2(r_{c1}, \theta)}{R_1(\theta)} + \varphi_g(\theta) \frac{R_{1s}(\theta)}{R_1(\theta)} + \frac{R_a(\theta)}{R_1(\theta)(N-1)} \sum_{k=2}^N \sum_{j=k}^N \varphi_{g,j}(\theta) \quad (18)$$

où :

$$R_1(\theta) = R_{1s}(\theta) + R_{2s}(\theta) + R_a(\theta). \quad (19)$$

On définit le coefficient de partage  $p_1$  comme étant la fraction du flux généré transférée par le solide (1), soit :

$$p_1 = \frac{\varphi_1(\theta)}{\varphi_g(\theta)}. \quad (20)$$

Les équations (1) à (19) sont discrétisées selon un schéma aux différences finies. Le système matriciel linéaire ainsi obtenu est ensuite résolu par la méthode d'élimination de Gauss.

### 2.3. Solution analytique approchée pour le frottement uniforme

Nous avons constaté que lorsque la répartition de la pression et de la résistance de contact est quasi-uniforme, les températures au sein des solides (1) et (2) ne dépendent plus de la position angulaire  $\theta$ . Ceci est dû à la forte valeur du nombre de Peclet

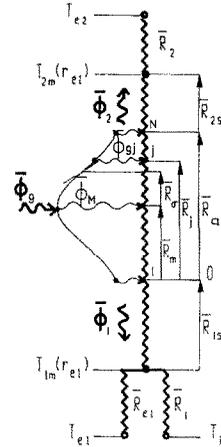


FIG. 5. Schéma analogique du modèle analytique (frottement uniforme).

( $Pe = \omega r_{c1}^2 / 2a_1$ ) qui est de l'ordre de quelques  $10^4$ . On substitue donc aux équations précédentes une solution très simple à mettre en oeuvre. Elle se résume au schéma analogique de la Fig. 5. Les solides (1) et (2) sont modélisés par des résistances thermiques. La détermination des valeurs moyennes des températures de contact et du coefficient de partage ne pose aucune difficulté particulière.

On déduit aisément la température de contact moyenne du solide (1) :

$$T_{1m}(r_{c1}) = \frac{T_{e2} - \frac{\bar{R}_a}{N-1} \sum_{k=2}^N \sum_{j=k}^N \bar{\varphi}_{g,j} + (\bar{R}_2 + \bar{R}_1) \left( \frac{T_1}{\bar{R}_1} + \frac{T_{c1}}{\bar{R}_{c1}} \right) + \bar{\varphi}_g (\bar{R}_2 + \bar{R}_{2s} + \bar{R}_a)}{\bar{R}_T} \quad (21)$$

avec :

$$\bar{R}_a = R_a \xi r_{c1}, \quad \bar{\varphi}_{g,j} = \varphi_{g,j} \xi r_{c1},$$

$$\bar{R}_2 = \frac{1}{\xi \lambda_2} \log\left(\frac{r_{c2}}{r_{c1}}\right) + \frac{1}{\xi r_{c2} h_{c2}},$$

$$\bar{R}_1 = \frac{1}{2\pi \lambda_1} \log\left(\frac{r_{c1}}{r_1}\right) + \frac{1}{2\pi r_1 h_1},$$

$$\bar{R}_{c1} = \frac{1}{(2\pi - \xi) h_{c1} r_{c1}},$$

$$\bar{\varphi}_g = \varphi_g \xi r_{c1}, \quad \bar{R}_{1s} = R_{1s} \xi r_{c1},$$

$$\bar{R}_{2s} = R_{2s} \xi r_{c1}, \quad \bar{R}_1 = \bar{R}_{1s} + \bar{R}_a + \bar{R}_{2s},$$

$$\frac{1}{\bar{R}_{eq1}} = \frac{1}{\bar{R}_{c1}} + \frac{1}{\bar{R}_1}, \quad \bar{R}_T = \bar{R}_{eq1} + \bar{R}_1 + \bar{R}_2 \quad (22)$$

qui permet de calculer ensuite le coefficient de partage  $p_1$ .

On montre que, si  $T_{c1} = T_{c2} = T_i$  et  $\bar{R}_1 = 0$ , on

retrouve l'expression évidente du coefficient de partage  $p_1$  :

$$p_1 = \frac{\bar{R}_2}{\bar{R}_T} \quad (23)$$

Ce modèle simple traduit de façon excellente les transferts de chaleur entre deux solides en frottement quasi-uniforme. Nous avons constaté qu'il permettait également de déterminer avec une très bonne approximation les valeurs moyennes des températures de surface et du coefficient de partage dans le cas du frottement non uniforme.

Il permet également d'effectuer rapidement une étude paramétrique du phénomène de frottement.

### 3. CHOIX DE CAS TEST

Les paramètres physiques sélectionnés dans les cas testés ne relèvent pas directement d'application pratique particulière. Ils ont été choisis de telle façon à faciliter la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu dans des situations où ces derniers peuvent être clairement mis en évidence. Notons néanmoins que des essais effectués sur le modèle avec des paramètres variant dans une gamme très étendue, en particulier pour  $Pe$ , n'ont fait apparaître aucun problème numérique.

On considère pour cela deux solides en acier pour lesquels les dimensions et les coefficients d'échanges ont été calculés de façon à obtenir un montage thermiquement symétrique de part et d'autre de la zone de frottement (résistances thermiques identiques). Par ailleurs, les températures des environnements sont prises identiques afin d'éviter la présence d'un flux de chaleur résiduel se superposant aux phénomènes de base de partage de flux généré par frottement. Ces choix permettent d'obtenir—si le flux généré par frottement est également symétriquement réparti entre les deux solides—un coefficient de partage égal à 0.5 et des températures de contact identiques. Ce cas de figure servira de référence pour les résultats présentés. On étudiera ensuite l'effet de la variation du coefficient d'échange  $h_{e2}$  sur la valeur du coefficient de partage et des températures de contact.

Les données numériques servant de référence sont les suivantes :

$$\begin{aligned} r_i &= 0.01 \text{ m}, & r_{e1} &= 0.4 \text{ m}, & r_{e2} &= 0.045 \text{ m}, \\ \lambda_1 &= 51 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}, & \lambda_2 &= 51 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}, \\ a_1 &= 1.45 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, & P &= 5 \times 10^5 \text{ N m}^{-2}, \\ f &= 0.2, & \omega &= 314 \text{ s}^{-1}, & \xi &= \frac{\pi}{6}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_i &= 100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}, & h_{e1} &= 100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}, \\ h_{e2} &= 1400 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}, & R_t &= 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1}, \\ T_{e1} &= T_{e2} = T_i = 15^\circ \text{C}. \end{aligned} \quad (24)$$

La part des résistances de constriction sur la résis-

tance totale de contact  $R_t$  dépend des conductivités des matériaux en présence, des dimensions des aspérités et de la nature du fluide interstitiel. Des modèles élaborés ont été développés à ce sujet, notamment par Bardou [12] et Degiovanni *et al.* [13]. L'utilisation de ces modèles nous a conduit à évaluer à 90% la part de la constriction sur la résistance totale de contact.

Dans la réalité, le frottement entre deux solides n'est pas uniforme (aspérités irrégulières, pression de contact non uniforme...). Nous avons donc envisagé deux cas différents. Le premier, idéalise, consiste à considérer que le frottement est uniforme sur l'étendue de la surface de contact entre les deux solides. Dans le second cas, on admet, selon l'usage courant, que la pression est répartie de façon sinusoïdale en étant maximale au centre et nulle sur les bords. Pour ce qui concerne la résistance de contact, on adopte, selon la formulation de Badie-Levet [9], une distribution sinusoïdale selon  $\theta$  avec ici un minimum au centre et un maximum aux extrémités. Les valeurs moyennes de la pression et de la résistance de contact sur l'étendue de la surface de frottement sont égales à celles utilisées pour le cas de frottement uniforme.

#### 3.1. Cas de flux généré et résistance de contact uniformes

Dans ce cas, compte-tenu de la valeur relativement élevée du nombre de Peclet (17333), le champ de température dans les deux solides est quasiment indépendant de la position angulaire  $\theta$  (les variations n'excèdent pas le centième de degré). Les valeurs des températures présentées sont les moyennes obtenues sur les surfaces frottantes des deux solides.

On se propose d'évaluer les bornes des valeurs du coefficient de partage et des températures de contact. A cet effet, on représente ces grandeurs en fonction de la position du maximum de la Gaussienne (Fig. 3).

La Fig. 6 illustre les résultats obtenus pour le cas

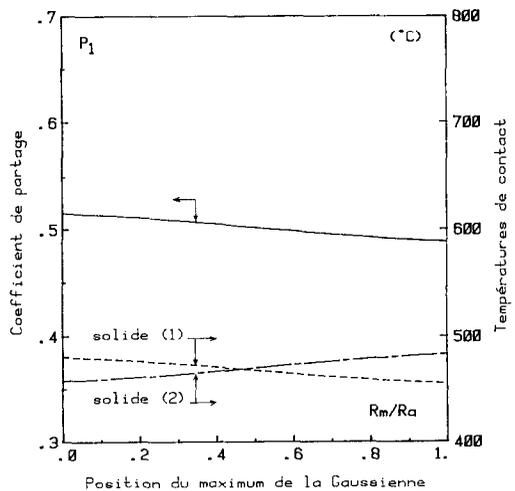


FIG. 6. Evolution des température de contact et du coefficient de partage en fonction de la position de la Gaussienne (frottement uniforme).

test de référence utilisant les données (24). On note la valeur logique du coefficient de partage  $p_1$  égale à 0.5 lorsque la Gaussienne est centrée au milieu de la résistance de contact. Ce coefficient est ici peu sensible à la position du maximum de la Gaussienne (4%). Les températures de contact varient d'une trentaine de degrés entre les positions extrêmes. Ces variations peuvent être plus importantes si la résistance de contact est plus élevée (cas des grandes rugosités et faibles pressions de contact).

La Fig. 7 correspond aux résultats obtenus en réduisant de 50% la valeur du coefficient d'échange  $h_{c2}$ . Le coefficient de partage  $p_1$  s'est accru de 20% par rapport au cas précédent. L'augmentation de la température de contact du solide (2) est quasiment double par rapport à celle du solide (1). Ces résultats montrent à quel point le coefficient de partage  $p_1$  et les températures de contact sont dépendants des conditions d'échange à l'extérieur des solides.

3.2. Cas de flux généré et résistance de contact non uniformes

Bien que plus proche de la réalité, il se posera toujours dans ce cas le problème de définition de la distribution de la pression et de la résistance de contact.

Les lois de variation angulaire de  $\varphi_g$  et  $R_a$  sont les suivantes :

$$\varphi_g(\theta) = \frac{\pi}{2} \varphi_{gm} \sin(\pi\theta/\xi) \tag{25}$$

$$R_a(\theta) = R_{a\max} - (R_{a\max} - R_{a\min}) \sin(\pi\theta/\xi) \tag{26}$$

avec :

$$R_{a\min} = 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1} \text{ et} \\ R_{a\max} = 1.876 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1}. \tag{27}$$

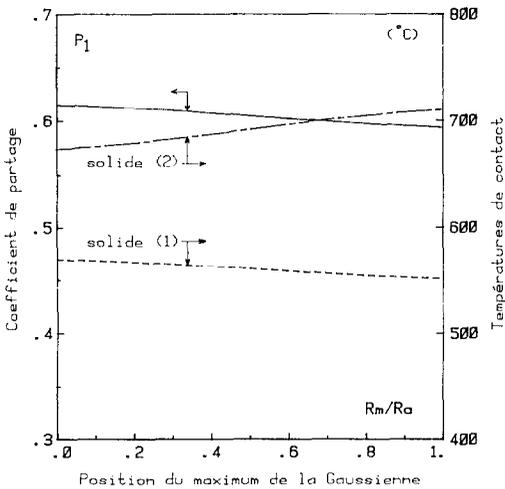


FIG. 7. Evolution des température de contact et du coefficient de partage en fonction de la position de la Gaussienne-influence des échanges convectifs (frottement uniforme).

Les autres données numériques sont identiques à celles utilisées dans le cas précédent.

Dans cet exemple, le champ de température au sein du solide (1) reste indépendant de la position angulaire. En revanche, les températures dans le solide (2) varient de façon sensible en fonction de  $\theta$ . Ceci a pour conséquence une variation angulaire du coefficient de partage qui s'avère néanmoins très faible (1%). Sa valeur moyenne, intégrée sur l'étendue de la zone de frottement, est égale à celle calculée dans le cas du frottement uniforme. Nous n'avons donc pas présenté son évolution en fonction de  $\theta$ . Nous avons choisi, pour des raisons de commodité, de représenter les variations des températures de contact obtenues en fonction de la position angulaire  $\theta$ , et ce pour une position médiane de la Gaussienne ( $R_m/R_a = 0.5$ ).

La Fig. 8 représente ces variations. La température de surface du solide (2) présente une allure sensiblement sinusoïdale. Elle est maximale au centre compte-tenu des distributions adoptées pour la pression et la résistance de contact.

La Fig. 9 présente les mêmes grandeurs lorsqu'on réduit de 50% la valeur du coefficient d'échange  $h_{c2}$ . On note le même comportement des températures de contact que dans le cas du frottement uniforme.

L'amplitude des variations de la température de surface du solide (2) pourrait être plus importante pour d'autres conditions de contact entre les deux solides.

Il nous a semblé intéressant d'adapter le modèle physique présenté dans cet article au problème de frottement dans un palier lisse étudié par Badie-Levet [9]. L'auteur considérait le frottement entre une couronne en matière plastique et un arbre creux en acier (Fig. 10). Le frottement était supposé localisé sur la moitié de la circonférence de contact et les distributions de pression et de résistance de contact suivent des lois analogues aux précédentes. L'ad-

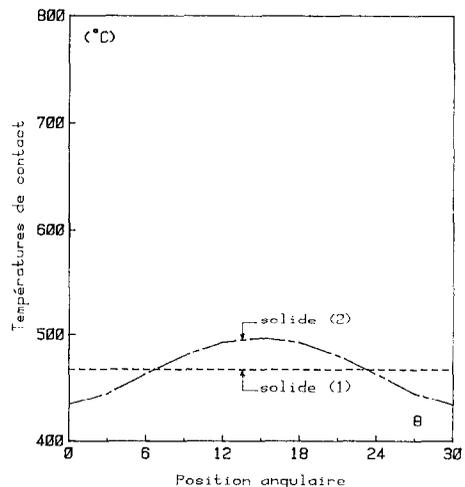


FIG. 8. Evolution des températures de contact en fonction de la position angulaire (frottement non uniforme).

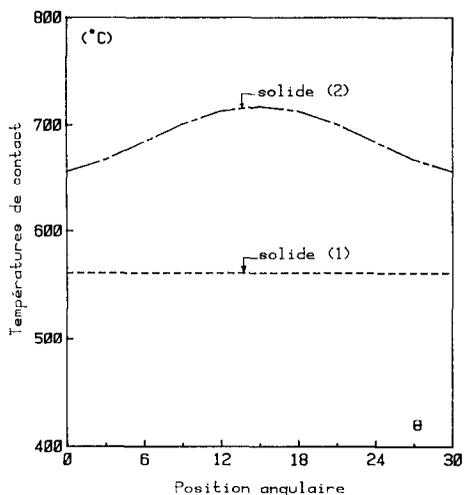


FIG. 9. Evolution des températures de contact en fonction de la position angulaire—influence des échanges convectifs (frottement non uniforme).

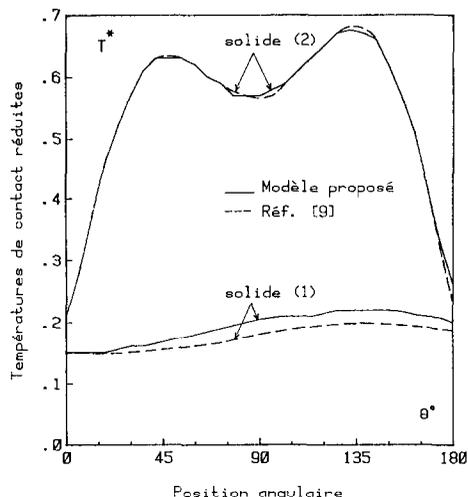


FIG. 11. Comparaison des évolutions des températures de contact réduites du palier lisse (modèle proposé—Réf. [9]).

aptation consiste simplement à modifier la valeur de  $\xi$  ( $\xi = 180^\circ$ ) et à calculer un coefficient d'échange  $h_{e1}$  équivalent à la conductance de l'autre moitié de la couronne non concernée par le frottement.

Cette adaptation permet de réduire de moitié le maillage de la couronne en plastique, entraînant de ce fait un gain de 28% sur le nombre de températures à calculer.

Les résultats obtenus par le modèle sont en parfaite concordance avec ceux obtenus par l'auteur. Les températures de contacts des deux solides sont représentées sur la Fig. 11. La température de surface du solide (1) est sensiblement constante. En revanche celle du solide (2) présente une allure particulière. La température est plus élevée au voisinage des extrémités que dans le plan médian de frottement. Ce phénomène s'explique par le fait qu'il y a un antagonisme entre le flux généré et la résistance de contact. En effet, au centre, la résistance de contact étant plus faible, le solide (1) refroidit davantage le solide (2) (mauvais

conducteur de la chaleur). Par contre au voisinage des bords les effets sont inversés.

Ce même phénomène apparaît également dans les résultats expérimentaux de Ling et Simkins [7]. Il est particulièrement intéressant, car il montre qu'il faut systématiquement faire une étude thermique préalable, soit par des mesures ou par modélisation avant de juger du choix de l'orientation du refroidissement.

#### 4. CONCLUSION

Dans cet article, nous avons présenté une stylisation originale des zones de génération de flux par frottement entre deux solides, basée sur une répartition Gaussienne. Cette approche répond à l'un des problèmes qui se pose lors de la modélisation des transferts de chaleur entre deux éléments en mouvement relatif. Outre la prise en compte des classiques résistances de constriction, cette schématisation fait apparaître deux paramètres, la résistance de contact, et la position du maximum de la Gaussienne. Il est envisageable d'accéder aux valeurs de ces paramètres par des méthodes d'identification, minimisant un critère quadratique entre des mesures de température expérimentales et des estimations fournies par ce modèle.

Nous avons également élaboré un modèle analytique simple, adapté aux cas de frottement uniforme. Cette solution approchée présente l'avantage de ne nécessiter aucun calcul matriciel. Elle fournit des résultats très satisfaisants pour ce qui concerne l'évaluation du coefficient de partage et des températures moyennes de contact.

Nous avons pu mettre en évidence l'influence notable des conditions d'échanges extérieurs entre les solides et l'environnement sur la valeur du coefficient de partage. Ceci montre bien qu'il n'est pas opportun d'utiliser ce coefficient, qui n'est pas une propriété intrinsèque du contact, pour découpler l'étude des transferts de chaleur entre les 2 éléments.

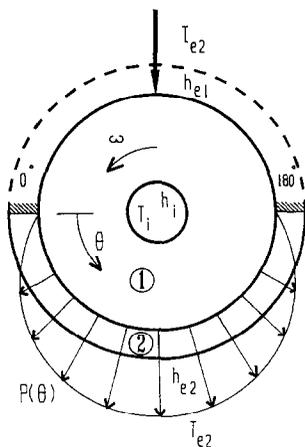


FIG. 10. Schéma du modèle physique du palier lisse.

Pour ce qui concerne les cas de frottement non uniforme, nous avons noté qu'il existe, dans le solide fixe, des zones localisées à haut niveau de température qui peuvent être le siège de déformations, puis d'usure. Leur position est fonction des conditions de contact entre solides. Pour remédier à ces problèmes, il convient d'éviter les défauts de forme de surface (appelés aussi défauts du premier ordre) et de répartir la pression de façon aussi uniforme que possible.

Les exemples présentés montrent que, de toute évidence, chaque configuration de frottement est un cas particulier, qui nécessite une étude propre. La schématisation des relations phénoménologiques à l'interface, proposée ici, constitue un outil adaptable à chaque cas. Un montage expérimental est en cours d'étude afin de comparer cette stylisation à celles proposées par d'autres auteurs.

### REFERENCES

1. T. P. Newcomb, Transient temperature attained in disk brakes, *Br. J. Appl. Physics* **10**, 339-340 (1959).
2. A. Cameron, A. N. Gordon and G. T. Symm, Contact temperature in rolling/sliding surfaces, *Proc. R. Soc. A* **286**, 45-61 (1964).
3. P. S. Kouans, A. D. Dimarogonas and G. N. Sandor, The distribution of friction heat between a stationary pin and a rotating cylinder, *Wear* **19**, 415-424 (1972).
4. M. El-Sherbiny and T. P. Newcomb, The temperature distribution due to frictional heat generated between a stationary cylinder and a rotating cylinder, *Wear* **42**, 23-42 (1977).
5. J. C. Jeager, Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts, *Proc. R. N.S.W.* **56**, 203-223 (1942).
6. N. R. Deruisseaux and R. D. Zerkle, Temperature in semi-infinite and cylindrical bodies subjected to moving heat sources and surface cooling, *J. Heat Transfer* **456**, 464 (1970).
7. F. F. Ling and T. E. Simkins, Measurement of pointwise juncture condition of temperature at the interface of two bodies in sliding contact, *J. Basic Engng* **481**-487 (1963).
8. L. Mazo, B. Cassagne, D. Badie-Levet et J. P. Bardon, Etude des conditions de liaison thermique dans le cas de frottement sec métal-plastique, R.G.T. N° 204, 921-933 (1978).
9. D. Badie-Levet, Champs de température engendrés par le frottement de deux anneaux concentriques en rotation relative, dans le cas d'une condition de contact imparfait, R.G.T. N° 275, 671-679 (1984).
10. J. P. Bardon, Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatifs, S.F.T., Journée d'étude du 28 Mars (1990).
11. F. F. Ling and S. L. Pu, Probable interface temperatures of solids in sliding contact, *Wear* **7**, 23-34 (1964).
12. J. P. Bardon, Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact, *Revue Gén. Thermique* N° 125, 429-447 (1972).
13. A. Degiovanni, G. Sinicki, A. Gery et M. Laurent, Nouveau modèle de résistance thermique de contact en régime permanent, *Revue Gén. Thermique* N° 267, 161-175 (1984).

### CONTACT TEMPERATURE AND FLUX PARTITION COEFFICIENT OF HEAT GENERATED BY DRY FRICTION BETWEEN TWO SOLIDS. NEW APPROACH TO FLUX GENERATION

**Abstract**—The accurate modelling of heat transfer between two rubbing solids is tricky owing to the uncertainty of a boundary condition at the contact. This difficulty is essentially linked to the estimation of the conductance for smooth contact and especially to the localization of frictional heat generated between different types of rough surfaces. A model should allow for the evaluation of contact temperature levels, and frictional heat flux partition generated between solids. To achieve this aim, this paper presents a new approach of the definition of flux generation areas. Moreover, it illustrates the influence of heat exchange between solids and background surrounding contact temperatures and heat flux partition evolution. A simple analytical solution is also presented in order to solve this problem in situations where uniform friction occurs.

### KONTAKTTEMPERATUR UND WÄRMESTROMDICHTENKOEFFIZIENT BEI DER TROCKENEN REIBUNG ZWEIER FESTKÖRPER: EIN NEUER ANSATZ FÜR DIE STROMDICHTENERZEUGUNG

**Zusammenfassung**—Die exakte Modellierung des Wärmeübergangs zwischen zwei reibenden Festkörpern ist wegen der Unsicherheit der Randbedingung an der Kontaktfläche schwierig. Diese Schwierigkeit besteht im wesentlichen in der Bestimmung der Leitfähigkeit bei glattem Kontakt und insbesondere in der örtlichen Konzentration der Reibungswärme bei unterschiedlich rauhen Oberflächen. Ein Modell sollte die Berechnung des Niveaus der Kontakttemperatur ermöglichen und außerdem die Verteilung der Stromdichte zwischen den beiden Festkörpern. Um dies zu erreichen, wird ein neuer Ansatz für die Definition der Flächen mit Wärmefreisetzung vorgestellt. Der Einfluß des Wärmeaustausches zwischen den Oberflächen und dem umgebenden Hintergrund auf die Kontakttemperatur und die Entwicklung der Stromdichtenverteilung wird dargestellt. Abschließend wird ein einfacher analytischer Ausdruck zur Lösung dieses Problems in Fällen mit gleichförmig verteilter Reibung angegeben.

**ТЕМПЕРАТУРА КОНТАКТА И РАЗДЕЛЕНИЕ ТЕПЛА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ МЕЖДУ ДВУМЯ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ**

**Аннотация**—При точном моделировании теплопереноса между двумя трущимися твердыми телами возникают затруднения, связанные с неопределенностью граничного условия в месте контакта. По этой причине затруднена и оценка теплопроводности через гладкую поверхность контакта, а также локализация теплоты трения между шероховатыми поверхностями различных типов. Модель должна оценивать разности температур в месте контакта и разделение теплового потока, возникающего при трении между твердыми телами. С этой целью разработан новый подход к определению областей растекания тепла. Иллюстрируется влияние теплообмена между твердыми телами, температуры окружающей среды в месте контакта, а также эволюция разделения теплового потока. Приводится простое аналитическое решение исследуемой задачи в ситуациях с равномерным трением.