

## MODÉLISATION DES FLUX DE CHALEUR GÉNÉRÉS PAR FROTTEMENT GLISSANT DANS UN CONTACT CUIVRE-ACIER TRAVERSÉ PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE

Reçu le 21/10/2000 – Accepté le 25/02/2001

### Résumé

Le problème de la conduction de la chaleur dans un contact électrique glissant cuivre-acier est étudié. Le couple fonctionne dans des conditions atmosphériques et est donc refroidi par convection naturelle à travers les faces latérales. En utilisant l'équation de la chaleur, un modèle de calcul de la température interfaciale a été élaboré. À l'aide de la méthode des volumes finis, les résultats de la température en fonction de la charge normale, la vitesse de glissement et le courant électrique sont donnés. Une comparaison avec la méthode d'Archard est faite. Les résultats montrent une bonne concordance. Une discussion globale du modèle élaboré et son application dans les contacts électriques glissants a été dégagée.

**Mots clés:** Transfert thermique, contact électrique, résistance électrothermique de contact, frottement, usure, oxydation, température de contact.

### Abstract

The problem of heat conduction in a sliding electrical copper-steel contact is studied. The couple is running in atmospheric conditions and is therefore cooled from the lateral faces by natural convection. By using the heat equation, a model of calculating the interfacial temperature has been elaborated. According to the finite volume method, the results of temperature versus the normal load, the sliding velocity and the electrical current are given. To validate our model, a comparison with the Archard method is presented. The results show a sensible agreement. A global discussion of the elaborated model and its application in the sliding electrical contacts has been presented.

**Key words:** Heat transfer, electric contact, electrothermal resistance contact, friction, wear, oxidation, temperature contact.

A. BOUCHOUCHA<sup>1</sup>

S. CHEKROUD<sup>2</sup>

A. MEKROUD<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Département de Génie Mécanique  
Faculté des Sciences de l'Ingénieur  
Université Mentouri  
Constantine, Algérie

<sup>2</sup> Département de Physique  
Faculté des Sciences  
Université Mentouri  
Constantine, Algérie

### ملخص

إن مشكلة ناقلة الحرارة في تماس كهربائي منزلق نحاس-فولاذ يكون محل دراسة. إن الزوج يشتغل في ظروف جوية عادية إذا فهو مبردا طبيعيا بالهواء من خلال الأوجه الجانبية. باستعمال معادلة الحرارة أنجزنا نموذج لحساب دراجة الحرارة في تماس الوجهين للزوج.

و باستعمال طريقة الأحجام المنتهية توصلنا لإعطاء نتائج درجة الحرارة بدلالة الحمولة، بسرعة الانزلاق أو التيار الكهربائي.

و لتحسين نموذجنا المنجز ارتأينا أن نقارنه بطريقة أرشارد (Archard). إن النتائج المحصل عليها تبين توافقا محسوسا.

و في الأخير قمنا بمناقشة شاملة حول النموذج المنجز واستخرجنا كيفية استعماله في المماسات الكهربائية المنزلفة.

**الكلمات المفتاحية:** التحويل الحراري، التماس الكهربائي، المقاومة الكهروحرارية، الاحتكاك، التآكل، التأكسد، درجة حرارة التماس،

Nous savons que lorsque deux surfaces métalliques appuyées par une charge  $P$  sont en contact dynamique, les pics des aspérités qui constituent la surface effective sont soumis à des contraintes de contact élevées et à des variations importantes de température. La dissipation d'énergie mécanique et électrique entraîne un grand accroissement de température microlocalisée qui active l'oxydation des surfaces de contact et la croissance du film d'oxyde. Les différents types d'usure développés à l'interface conduisent au phénomène cyclique de croissance et de rupture de ce film [1].

Le but de cette étude est donc de présenter une comparaison entre deux méthodes de calcul de température à l'interface: la méthode élaborée présentée dans cet article et la méthode basée sur la théorie d'Archard.

Les résultats obtenus seront discutés en tenant compte de l'effet thermique sur le comportement tribologique du couple étudié.

### THEORIE DU CONTACT ELECTRODYNAMIQUE

Si on met en contact sous une charge  $P$  deux surfaces, les irrégularités de surface (aspérités) relèvent toujours d'une échelle macroscopique et le contact s'effectue sur un nombre restreint de zones d'aires appelées jonctions et leur somme constitue la surface réelle. Lorsque le contact est dynamique, ces jonctions sont soumises à des contraintes élevées (normales et tangentielles) et à des variations de températures microlocalisées. Le calcul de la surface réelle et sa dépendance vis-à-vis de la charge peuvent être établis si la topographie et les propriétés mécaniques sont connues [2].

Dans un contact dynamique, sous l'action combinée de la charge normale et la force tangentielle, l'interface dissipe l'énergie mécanique due au frottement et devient source de chaleur. Si on fait passer un courant électrique d'intensité  $I$  à travers le contact pion-disque, dans ce cas, en plus de la dissipation de chaleur due au frottement s'ajoute la dissipation par effet Joule. Les températures à l'interface augmentent dans le cas de fortes charges et/ou de grandes vitesses et/ou en présence de courant électrique. Lorsque les surfaces frottantes sont recouvertes d'oxyde, la conduction du courant s'effectue dans des endroits localisés où le film est rompu par action mécanique et/ou électrique [3,4].

Pour mesurer expérimentalement l'aire de la zone de contact des deux matériaux de résistivité électrique identique  $\gamma$  et lorsque la surface totale de contact est réduite à un cercle de rayon  $a$ , la résistance électrique de contact est de la forme  $R_c = \gamma/2a$ .

En présence d'une phase interfaciale d'épaisseur  $X$  et caractérisée par une résistivité électrique surfacique  $\sigma$  ( $\sigma = \gamma_0 X$ ,  $\gamma_0$  étant la résistivité électrique du film d'oxyde) la résistance globale de contact s'exprime par:

$$R_c = \gamma/2a + \gamma_0 X/\pi a^2.$$

### MATERIAUX UTILISES

Les propriétés des matériaux utilisés sont données dans le tableau 1 :

Matériau	$\rho$	$\theta_f$	$C_p$	K	$\gamma$	Réf.
Cuivre ( <i>pion</i> )	8,900	1083	384,14	385,8	1,682	[5]
Acier inox. ( <i>disque</i> )	7,900	1450	501,60	14,6	70,000	[5]

**Tableau 1:** Caractéristiques physiques du cuivre et de l'acier inoxydable.

### PRESENTATION DU MODELE D'ARCHARD

La dissipation totale d'énergie mécanique due au frottement en énergie thermique et électrique sous forme d'effet Joule entraîne une élévation de la température de l'interface qui peut être considérée comme la somme de deux termes : un terme  $T_m$  qui représente la température moyenne de surface et un terme  $T_f$ , appelée température flash, qui représente l'élévation momentanée de température localisée aux aspérités de contact et est de très courte durée, de l'ordre de la microseconde à la milliseconde, dépendant surtout des paramètres mécaniques  $P$  et  $V.T_m$  est fonction de la géométrie du contact, de la capacité calorifique et du nombre de Peclet  $L$  [6,7]:  $L = V.a/2.\chi$ .

On s'accorde à considérer deux régimes, l'un dit régime établi telle que la vitesse de glissement soit faible et conduit à un régime stationnaire dans le contact et un autre régime correspondant aux grandes vitesses. Les limites des vitesses de deux régimes se déterminent à l'aide des valeurs du nombre de Peclet. La chaleur totale  $Q$  est la somme des chaleurs générées par le frottement  $Q_f$  et par effet Joule  $Q_J$ . Cette quantité de chaleur totale  $Q$  est distribuée entre les deux surfaces de telle sorte que l'élévation de température à

l'interface  $T_m$ , soit la même pour les deux solides, ce qui permet de calculer les flux thermiques à travers chaque composant du couple.

Si  $L < 0,1$ , on peut considérer être en régime établi et la température du pion se traduit par la relation:

$$\Delta T_m = Q_p / 4aK_p$$

De même, la relation conduisant à la température à l'interface pion-disque mais vue du côté disque s'écrit:

$$\Delta T_m = Q_d / 4aK_d$$

Dans le cas de vitesses telles que  $L > 5$ , la température à l'interface est donnée par la relation suivante:

$$\Delta T_m = 0,31 Q_p / aK_p (\chi_p/V.a)^{1/2}.$$

Pour le domaine  $0,1 < L < 5$ , la relation précédente devient:

$$\Delta T_m = \xi Q_p / (4a.K_p)$$

avec  $\xi$  variant de 0,85 à 0,35 quand  $0,1 < L < 5$ .

Les valeurs de la température de contact restent approximatives mais elles sont suffisantes dans notre cas pour connaître les régimes de déformations des surfaces et les conditions d'oxydation superficielle.

### PRESENTATION DU MODELE MATHEMATIQUE ELABORE

#### Equations de base utilisées

L'échauffement en un point  $M$  de la jonction est régi par l'équation de la chaleur:

$$Div \left[ K \overrightarrow{grad} T_m \right] + P_u = \rho C_p \frac{\partial T_m}{\partial t} \quad (1)$$

conduction source inertie thermique  
(évacuation) (accumulation)

La densité de puissance  $P_u$  au point  $M$  pour un échauffement dû au courant à travers la striction s'écrit:

$$P_u(M) = \gamma J^2.$$

La densité de courant  $J$  doit satisfaire l'équation de conservation de l'électricité:

$$Div \vec{J} + \frac{\partial n_e}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

$n_e$  étant la densité de charge électrique.

$dn_e/dt$  est négligeable pour des électrodes métalliques. L'échauffement est alors régi par le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} Div \vec{J} = 0 \\ Div \left[ K \overrightarrow{grad} T_m \right] + \gamma J^2 = \rho C_p \frac{\partial T_m}{\partial t} \end{cases} \quad (3)$$

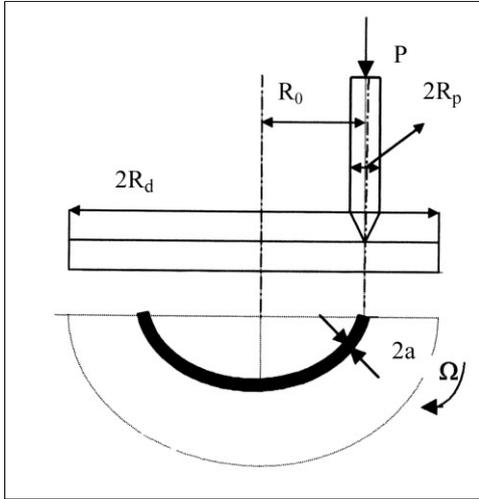
Notons que sa résolution présente des difficultés à cause de la dépendance des termes  $K$ ,  $\gamma$ ,  $C_p$  et  $J$  de la température. De plus, l'intégration de l'équation dépend également de la température.

### Comportement thermique du tribocontact

Le dispositif expérimental comprend un disque en acier inoxydable en rotation de rayon  $R_d$  et un pion en cuivre fixe de rayon  $R_p$  (Fig. 1).

La surface de contact est un anneau de longueur  $2\pi R_0$  et de largeur  $2a$ . La puissance de chaleur dissipée  $P_u$  au point de contact résultant du frottement mécanique est partagée entre le pion et le disque. Elle est égale à:

$$P_u = \mu PV = \mu P [2\pi f R_0] \quad (4)$$



**Figure 1:** Schématisation du contact pion-disque.

Le rapport des fractions de puissance de chaleur dissipée est supposé être celui des conductivités thermiques respectives du disque en acier 14.9 [W/m°C] et du pion en cuivre 385.8 [W/m°C]. Le rapport des conductivités est 26. Les fractions de chaleur dissipée respectivement dans le disque et le pion sont donc 1/27 et 26/27.

La chaleur dissipée dans le disque entraîne un flux de chaleur périodique sur les points localisés sur le parcours du pion. De ce fait, chaque point sur la piste du disque reçoit un flux de chaleur périodique  $Q_d$ :

$$Q_d = \frac{1}{27} \frac{\mu PV}{\pi a^2} \delta(t - n\tau) \quad (5)$$

$$\text{avec : } \delta(t - n\tau) = \begin{cases} 1 & \text{si } t = n\tau \\ 0 & \text{si } t \neq n\tau \end{cases}$$

$n = 1, 2, \dots$  et  $\tau = 1/f$ , étant la période du disque.

### Flux de chaleur global du disque

Lors d'un passage d'un courant électrique dans le pion, une résistance électrique de contact  $R_c$  se présente à l'interface disque-pion. La puissance électrique dissipée dans le contact vient s'ajouter à la puissance mécanique à l'interface. Le flux de chaleur total est alors:

$$Q_d = \frac{1}{27} \frac{[\mu PV + R_c I^2]}{\pi a^2} \delta(t - n\tau) \quad (6)$$

Le flux de chaleur en chaque point de la piste du disque

$$\text{est périodique: } \tau = \frac{1}{f} = \frac{2\pi R_0}{V}$$

### Flux de chaleur imposé au pion

Plusieurs vitesses de glissement du pion sont considérées: 0,3; 0,5; 0,7; 1; 1,2; 1; 1,5; 2; 2,5; 4; 6; 10 et

15 [m/s]. Chaque point sur la surface annulaire de contact est chauffé à des intervalles de temps multiples de la période  $\tau$ ; entre ces intervalles de temps, il est refroidi, comme tous les autres points des surfaces latérales du disque exposés à l'air ambiant. Les points qui ne sont pas en contact avec le pion n'ont pas de flux de chaleur imposé de l'extérieur. Cependant, la pointe du pion est en contact permanent avec le disque et donc reçoit une densité de flux de chaleur permanent  $Q_p$ :

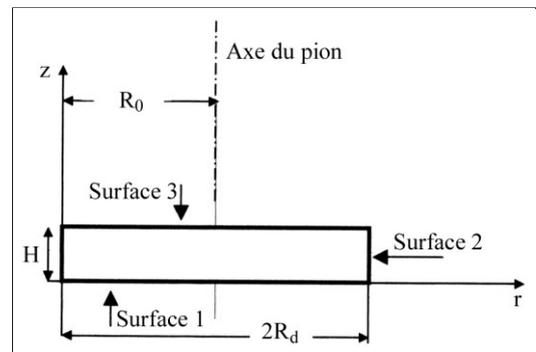
$$Q_p = \frac{26}{27} \frac{\mu PV}{\pi a^2} \quad (7)$$

La pointe est le seul point du pion recevant de l'extérieur ce flux de chaleur.

Les spécifications géométriques et thermiques permettent une séparation du problème pion-disque en deux problèmes équivalents, à savoir, le transfert thermique périodique dans le disque et le transfert de chaleur permanent dans le pion.

### Le transfert thermique périodique dans le disque

Compte tenu de sa symétrie axiale géométrique et de la périodicité du flux de chaleur sur une circonférence circulaire, le transfert de chaleur dans le disque est considéré dans un plan cylindrique  $r-z$  attaché au disque rotatif (Fig.2). Les faces extérieures du disque sont refroidies par convection forcée avec l'air ambiant.



**Figure 2:** Géométrie axi-symétrique du disque.

La modélisation du transfert thermique dans le disque est effectuée de la manière suivante:

- A l'instant  $t = 0$ , tout le disque est à la température ambiante ( $T_\infty = 300K$ ).
- Pour  $t > 0$ , on impose le flux de chaleur périodique et la conduction de chaleur démarre.

L'équation de conduction de chaleur est résolue avec des conditions aux limites préalablement choisies.

$$\rho C_p \left[ \frac{\partial T^m}{\partial t} \right] = K \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\partial T_m}{\partial z} \right] \right] \quad (8)$$

avec les conditions aux limites suivantes:

$$\text{à } r = 0, \quad \frac{\partial T_m}{\partial r} = 0 \quad (\text{axe de symétrie}) \quad (9)$$

$$\text{à } r = R_d, \quad -K \frac{\partial T_m}{\partial r} = h_2(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (10)$$

(refroidissement par convection et rayonnement)

$$\text{à } z = 0, \quad K \frac{\partial T_m}{\partial z} = h_1(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (11)$$

(refroidissement par convection et rayonnement)

$$\text{à } z = H \text{ et } r \neq R_0, \quad -K \frac{\partial T_m}{\partial z} = h_3(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (12)$$

$$\text{à } z = H \text{ et } r = R_0 \quad K \frac{\partial T_m}{\partial z} = Q_d \quad (13)$$

Les conditions aux limites choisies pour les relations (12) et (13) correspondent à la surface S3 qui est la plus exposée à la conduction de la chaleur en contact avec le pion au point  $r = R_0$ .

Les émissivités des surfaces latérales du disque sont prises égales à  $\varepsilon = 0.8$ ; la constante de Stéfán-Boltzmann  $\sigma = 5,67.10^{-8}$  [W/m<sup>2</sup>.K<sup>4</sup>]. Les coefficients de transfert de chaleur par convection forcée  $h_1$ ,  $h_2$  et  $h_3$  sont déterminés par les relations classiques de transfert thermique laminaire des écoulements externes sur les surfaces solides (Fig. 2).

- Pour la surface latérale S2:

$$N_{u_2} = 0.332 \left( R_e^{0.5} P_r^{0.5} \right) = \left[ \frac{h_2(2\pi R_d)}{K} \right] \quad (14)$$

$$\text{où:} \quad R_e = \frac{V(2\pi R_d)}{v} \quad \text{et} \quad P_r = \frac{v}{\chi}$$

- Pour les surfaces circulaires S1 et S3:

$$N_{u_1} = N_{u_3} = 0.332 \left( R_e^{0.5} P_r^{0.5} \right) \quad (15)$$

$$N_{u_1} = N_{u_3} = \left( \frac{h_1(2R_d)}{K} \right) = \left( \frac{h_3(2R_d)}{K} \right)$$

$$\text{avec:} \quad R_e = \frac{V(2R_d)}{v}$$

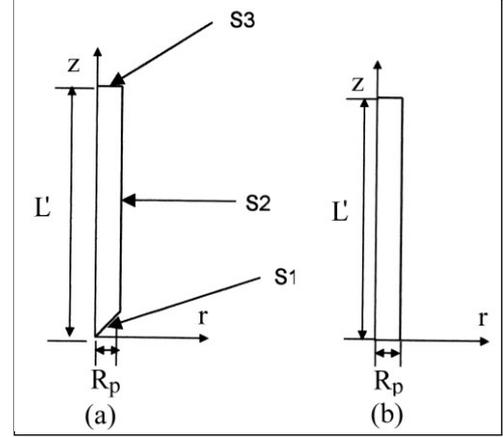
## Le transfert thermique permanent dans le pion

Le transfert de chaleur dans cette partie du couple s'effectue dans un plan cylindrique  $r$ - $z$  attaché au pion fixe dont ses faces extérieures sont refroidies par convection naturelle et par rayonnement avec l'air ambiant. Le pion est approché par un cylindre droit ayant les mêmes dimensions comme présenté sur la figure 3, seule la surface à  $z = 0$  de rayon  $a$  est chauffée en permanence.

Le transfert thermique dans le pion est modélisé comme suit:

- Au temps initial ( $t = 0$ ), on considère que tout le pion est à la température  $T_\infty$ .

- A un certain temps ( $t > 0$ ), on impose le flux de chaleur permanent à la surface chauffée et pour certains cas une puissance électrique (effet Joule) est générée à l'intérieur du domaine du pion.



**Figure 3:** Géométrie axi-symétrique du pion, (a) domaine physique et (b) domaine de calcul équivalent.

L'équation de conduction de chaleur dans le pion prend la forme suivante:

$$\rho C_p \left[ \frac{\partial T_m}{\partial t} \right] = K \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\partial T_m}{\partial z} \right] \right] + \gamma J^2 \quad (16)$$

avec  $\gamma J^2$  l'apport de chaleur volumétrique d'origine électrique.

L'équation (16) doit être résolue avec les conditions aux limites suivantes:

$$\text{à } r = 0, \quad \frac{\partial T_m}{\partial r} = 0 \quad (17)$$

$$\text{à } r = R_p, \quad -K \frac{\partial T_m}{\partial r} = h_2(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (18)$$

$$\text{à } z = 0 \text{ et } r > a, \quad K \frac{\partial T_m}{\partial z} = h_1(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (19)$$

$$\text{à } z = 0 \text{ et } r \leq a, \quad -K \frac{\partial T_m}{\partial z} = Q_p \quad (20)$$

$$\text{à } z = L', \quad -K \frac{\partial T_m}{\partial z} = h_1(T_m - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (21)$$

Les émissivités des surfaces latérales du pion sont prises égales ( $\varepsilon = 0.8$ ). Les coefficients de transfert de chaleur par convection naturelle  $h_1$ ,  $h_2$  et  $h_3$  sont déterminés par les relations classiques de transfert thermique des écoulements naturellement induits sur les surfaces solides chaudes.

- Pour la surface latérale verticale du pion (S2):

$$N_{u_2} = 0.54 \left( R_a^{0.25} \right) = \left[ \frac{h_2 L'}{K} \right] \quad (22)$$

$$\text{où:} \quad R_a = \frac{g \beta (T_m - T_\infty) L'^3}{v \chi}$$

- Pour la surface circulaire supérieure (S3):

$$N_{u_3} = 0.54 \left( R_a^{0.25} \right) = \left[ \frac{h_3(2R_p)}{K} \right] \quad (23)$$

avec: 
$$R_a = \frac{g\beta(T_m - T_\infty)(2R_p)^3}{\nu\chi}$$

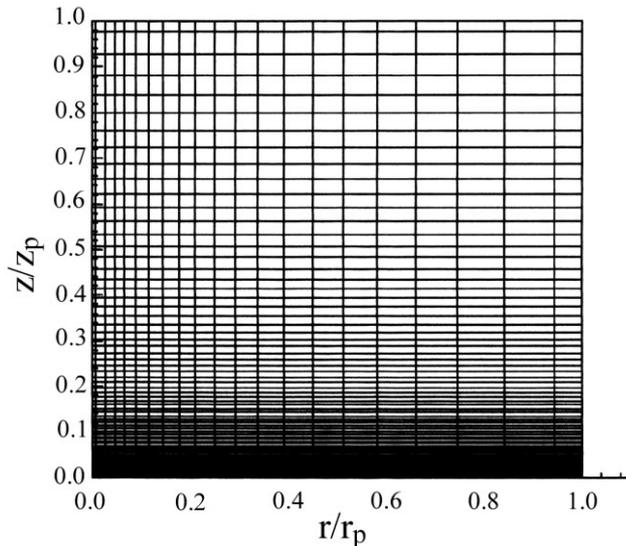
- Pour la surface circulaire de la base (S1):

$$N_{u_1} = 0.27(R_a^{0.25}) = \left[ \frac{h_1(2R_p)}{K} \right] \quad (24)$$

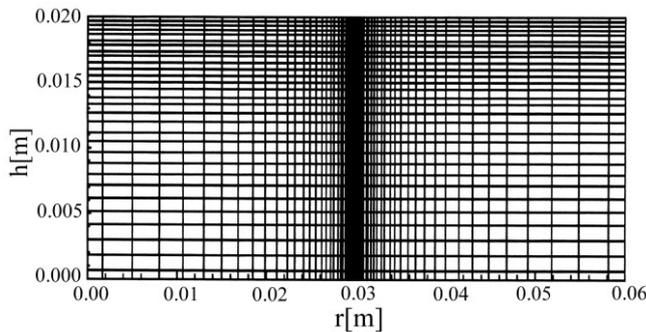
où: 
$$R_a = \frac{g\beta(T_m - T_\infty)(2R_p)^3}{\nu\chi}$$

## METHODE NUMERIQUE

La méthode utilisée est celle des volumes finis qui consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini de volumes sans chevauchement à faces cylindriques où chaque volume entoure un nœud. Les termes des équations différentielles modélisantes sont intégrés sur chaque volume de contrôle, et cela en utilisant un schéma d'approximation approprié.



**Figure 4:** Maillage non uniforme du pion 22×82 de plus en plus dense à sa base, surface de contact avec le disque.



**Figure 5:** Maillage radiale du disque: maillage non uniforme 62×32.

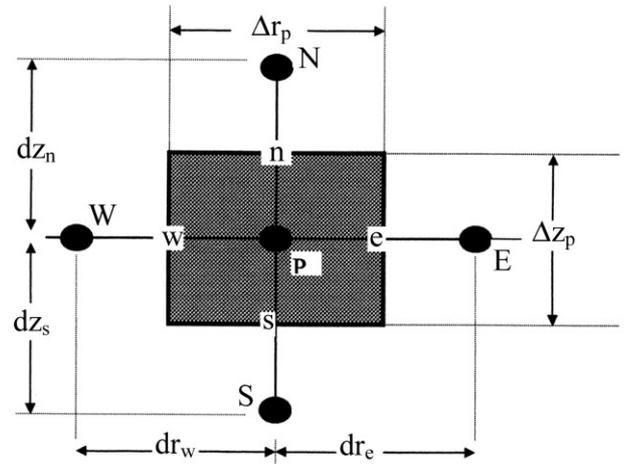
Les domaines physiques du pion (Fig. 4) et du disque (Fig. 5) sont discrétisés respectivement en domaines de calcul suivant un maillage non uniforme dans les directions

axiale et radiale. Le maillage sera raffiné davantage près de la base du domaine du pion et au point de contact de ce dernier avec le disque et ce en utilisant une suite géométrique rendue indispensable suite aux variations très importantes des gradients de température dans ces régions (Fig. 4). Le choix des conditions aux limites est facilité par la coïncidence des frontières du domaine avec les faces des volumes de contrôle limites.

## DISCRETISATION DE L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE

### Discrétisation de l'équation de conservation de l'énergie du disque

Tous les termes de cette équation seront intégrés dans un volume de contrôle principal, comme l'indique la figure 6.



**Figure 6:** Volume de contrôle typique.

L'intégration de cette équation donne:

$$K \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^e \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right] \right] 2\pi r dr dz dt = 2\pi \frac{K}{\rho C_p} \left[ r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right]_w^e \Delta z_p \Delta t \quad (25)$$

$$\frac{K}{\rho C_p} \left[ r_e \frac{\partial T_m}{\partial r} \right]_e - r_w \left[ \frac{\partial T_m}{\partial r} \right]_w \Big] 2\pi \Delta z_p \Delta t =$$

$$\frac{K}{\rho C_p} \left[ r_e \frac{T_E - T_P}{dr_e} - r_w \frac{T_P - T_W}{dr_w} \right] 2\pi \Delta z_p \Delta t \quad (26)$$

$$K \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^e \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\partial T_m}{\partial z} \right] 2\pi r dr dz dt =$$

$$\frac{K}{\rho C_p} \left[ \frac{T_N - T_P}{dz_n} - \frac{T_P - T_S}{dz_s} \right] 2\pi r_p \Delta r_p \Delta t \quad (27)$$

La somme des termes intégrés donne l'équation de discrétisation d'énergie générale:

$$A_P T_P^{t+\Delta t} = A_E T_E^{t+\Delta t} + A_W T_W^{t+\Delta t} + A_N T_N^{t+\Delta t} + A_S T_S^{t+\Delta t} + g \quad (28)$$

avec:

$$A_E = \frac{K}{\rho C_P} \left[ \frac{r_e \Delta z_P}{dr_e} \right], \quad A_W = \frac{K}{\rho C_P} \left[ \frac{r_w \Delta z_P}{dr_w} \right]$$

$$A_N = \frac{K}{\rho C_P} \left[ \frac{r_P \Delta r_P}{dz_n} \right], \quad A_S = \frac{K}{\rho C_P} \left[ \frac{r_P \Delta r_P}{dz_s} \right]$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + \frac{r_P \Delta r_P \Delta z_P}{\Delta t} \quad (29)$$

$$g = \frac{r_P \Delta r_P \Delta z_P}{\Delta t} T_P^t \quad (30)$$

### Discrétisation des conditions aux limites: cas du disque

Les équations de discrétisation des conditions aux limites seront exprimées sous la même forme que celle de l'équation générale d'énergie discrétisée:

$$A_P T_P = A_E T_E + A_W T_W + A_N T_N + A_S T_S + g \quad (31)$$

#### Sur l'axe du cylindre ( $r = 0$ )

$$i = 1, 1 \leq j \leq JL, \text{ on a: } \frac{\partial T_m}{\partial r} = 0 \quad (32)$$

La discrétisation de cette condition est:

$$\frac{T_m(2,j) - T_m(1,j)}{dr(1)} = 0, \quad \text{avec} \quad T_m(1,j) = T_m(2,j)$$

Cette équation prend la forme de l'équation (28) si:

$$A_P = A_E = 1, A_W = A_N = A_S = g = 0$$

#### Sur la paroi latérale ( $r = H$ )

$$i = IL \text{ et } 1 \leq j \leq JL, \text{ on a: } -K \frac{\partial T_m}{\partial r} = H_{S2} (T_m - T_\infty) \quad (33)$$

La discrétisation de cette équation est:

$$\frac{T_m(IL,j) - T_m(IL-1,j)}{dr(IL-1)} = \frac{H_{S2}}{-K} (T_{IL,j} - T_\infty),$$

$$\text{avec: } T_m(IL,j) = T_m(IL-1,j)$$

qui peut se mettre sous la forme de l'équation (28) si:

$$A_P = A_W = 1, A_E = A_N = A_S = 0$$

#### Sur la base du cylindre ( $z = 0$ )

$$j = 1 \text{ et } 2 \leq i \leq IL-1, \text{ on a: } -K \frac{\partial T_m}{\partial z} = H_{S1} (T - T_\infty) \quad (34)$$

qui peut être discrétisée comme suit:

$$+ \frac{T_m(i,2) - T_m(i,1)}{dz(1)} = \frac{H_{S1}}{K} (T_{(i,1)} - T_\infty)$$

Cette expression prend la forme de l'équation (28) si:

$$A_P = A_N = 1, A_E = A_W = A_S = 0$$

#### Sur la surface libre ( $z = 2$ )

$$j = JL \text{ et } 2 \leq i \leq IL-1, \text{ on a: } -K \frac{\partial T_m}{\partial z} = H_{S3} (T_m - T_\infty) \quad (35)$$

qui peut être également discrétisée comme suit:

$$\frac{T_m(i,JL) - T_m(i,JL-1)}{dz(JL-1)} = \frac{H_{S3}}{K}$$

Cette équation peut se mettre sous la forme de l'équation (28) si:

$$A_P = A_S = 1, \quad A_E = A_W = A_N = 0$$

### Discrétisation de l'équation de conduction thermique: cas du pion

Nous signalons que la discrétisation de l'équation de l'énergie du pion est identique à celle de l'équation de l'énergie du disque; néanmoins, il faut tenir compte du terme supplémentaire  $(\gamma J^2 / \rho C_P) \cdot (r_P \Delta r_P \Delta z_P / \Delta t)$  dans l'équation (28) qui caractérise le passage du courant électrique dans le pion ( $g' = g + (\gamma J^2 / \rho C_P) \cdot (r_P \Delta r_P \Delta z_P / \Delta t)$ ).

### Méthode de résolution des systèmes d'équations obtenues

Pour résoudre les équations algébriques linéaires, différentes méthodes basées sur les solutions itératives ont été utilisées, telle que l'algorithme de Lewis-Mathison qui a révélé trop souvent des convergences instables en calcul automatique.

D'autres méthodes sont apparues, mais la plus adéquate et la plus appréciée est celle de Thomas qui consiste à ramener ces équations itératives en une seule matrice tridiagonale qui a été utilisée dans cette étude.

### RESULTATS ET DISCUSSION

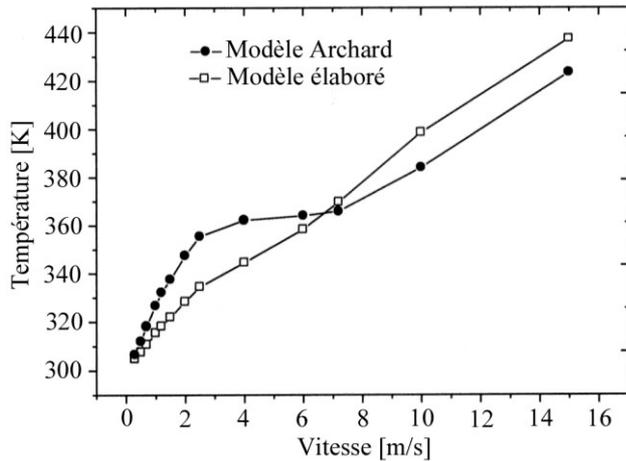
Le manque de résultats expérimentaux donnant la variation de la température moyenne à l'interface en fonction de la charge normale  $P$ , de la vitesse  $V$  et de l'intensité de courant électrique  $I$  (car il est difficile de la mesurer expérimentalement à cause du mouvement rotatif du disque), et le fait qu'un thermocouple ne peut pas être placé même au voisinage de l'interface, nous a conduit à exploiter la théorie d'Archard pour calculer cette température, et vérifier la fiabilité de notre modèle. Les résultats obtenus confirment la validité du modèle élaboré comme le montrent les figures 7, 8 et 9. En effet, les courbes représentatives de chaque modèle sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre comme le prouve le calcul d'erreurs suivant:

-  $T_m = f(P)$ :  $\Delta T_m / T_m$  diminue de 0.60% à 0 puis augmente légèrement pour atteindre la valeur de 1.9%.

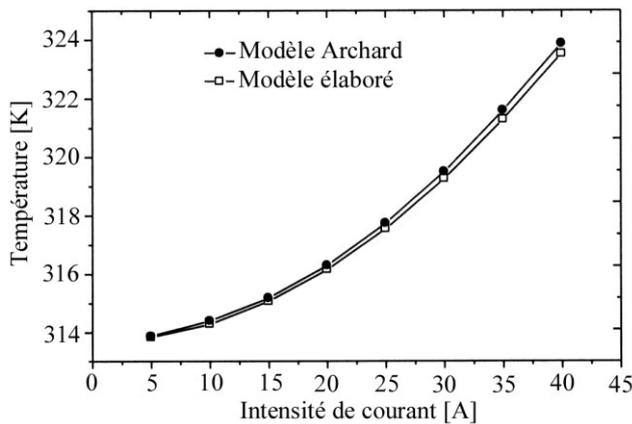
-  $T_m = f(I)$ :  $\Delta T_m / T_m$  varie de 0 jusqu'à 1%.

-  $T = f(V)$ :  $\Delta T_m / T_m$  évolue de 0 à 2.3% puis de 0 à 16.6%.

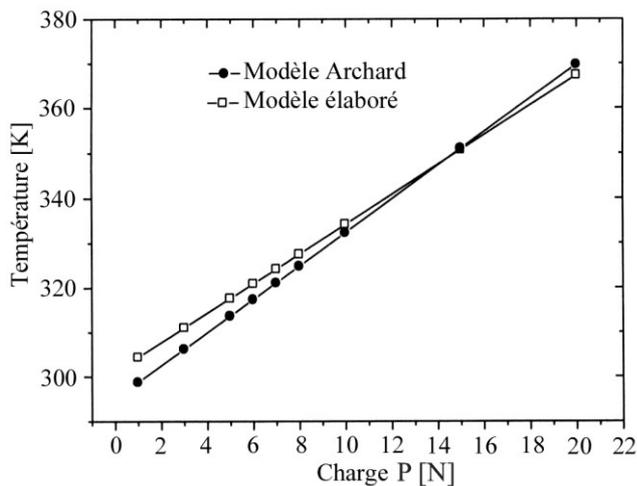
Du point de vue tribologique, le processus d'oxydation est favorisé par l'élévation de température [8]. De plus, la déformation plastique des contrefaces augmente avec  $P$ ,  $V$  et/ou  $I$  et engendre une forte activation de ces dernières. L'oxydation se produit alors à une température  $T_0$  comprise entre la température locale instantanée  $T_f$  et la température moyenne  $T_m$  des surfaces frottantes. Le taux d'oxydation est contrôlé par la diffusion de l'oxygène à travers les couches



**Figure 7:** Effet de la vitesse sur la température au niveau du contact pour  $I = 0$  [A] et  $P = 5$  [N].



**Figure 8:** Evolution de la température avec l'intensité du courant pour  $P = 5$  [N] et  $V = 1,2$  [m/s].



**Figure 9:** Influence de la charge sur l'élévation de la température pour  $I = 0$  [A] et  $V = 1,2$  [m/s].

superficielles. Cette diffusion dépend de la densité des défauts et de l'intensité du champ électrique du contact [9].

L'aire de la surface réelle de contact augmente avec la

charge normale  $P$  et diminue lorsque l'épaisseur des couches d'oxydes, (dont la croissance est liée à  $I$  et à  $V$ ), croît et le contact devient plus fragile puisque la dureté du contact augmente de  $4.10^8$  à  $13.10^8$  Pascals. La rupture se fait au niveau de l'oxyde ou à l'interface oxyde-métal en sous surface par les contraintes maximales de cisaillement au point de Hertz. En effet, au fur et à mesure que l'épaisseur du film augmente, le contact oxyde-métal se déplace en profondeur vers la zone de cisaillement maximal [10]. L'usure se produit ainsi par écaillage de l'oxyde (usure par oxydation).

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La détermination des températures interfaciales est complexe par l'existence de plusieurs facteurs qui entrent en jeu durant le contact. La mesure expérimentale s'avère difficile du fait qu'il est impossible de placer un thermocouple à l'interface dynamique, comme nous l'avons mentionné plus haut. D'autre part, pour optimiser la durée de service des mécanismes frottants, il est judicieux d'identifier et analyser les phénomènes essentiels gouvernant le comportement tribologique des contacts. De plus, la connaissance de certaines grandeurs des paramètres affectant ces phénomènes est indispensable pour mettre en œuvre des démarches, dans lesquelles les modèles théoriques permettent de cadrer et orienter l'approche expérimentale.

Parmi les paramètres les plus influents, figure la température interfaciale qui joue un rôle primordial dans les tribocontacts. A cet effet, on cite le ramollissement et la fusion localisée du métal le plus tendre, l'oxydation accrue à l'interface, changement des propriétés mécaniques, thermiques, électriques des couches superficielles des surfaces frottantes et enfin l'accroissement de la surface réelle de contact.

Il ressort donc clairement que notre modélisation est d'intérêt majeur pour prédire la durée de vie des couples de matériaux. En outre, du point de vue application, ce modèle est applicable pour n'importe quel couple tribologique, il suffit tout simplement de changer les caractéristiques thermiques des matériaux frottants et les conditions expérimentales dans lesquelles fonctionne le contact. Nous citons en particulier le coefficient de frottement, la résistance électrique de contact, la charge d'appui, la vitesse de glissement et/ou l'intensité de courant électrique traversant l'interface.

Il est donc intéressant de souligner que cette étude ouvre des perspectives de modélisation des contacts dynamiques secs ou lubrifiés avec ou sans passage du courant électrique. Par ailleurs, à ce stade de connaissance, ce n'est que par des tentatives de modélisation des phénomènes observés, au cours des essais expérimentaux, qu'il paraît possible de comprendre les effets engendrés par des interactions entre les paramètres entrant en jeu et d'optimiser certaines applications. Ainsi et de cette façon, on redonne une impulsion à ce domaine de recherche (tribologie) qui joue un rôle primordial dans l'entretien et la maintenance industrielle.

NOMENCLATURE

P : charge [N].  
 g : accélération de la pesanteur [ $m.s^{-2}$ ].  
 I : intensité de courant électrique [A].  
 t : temps [s].  
 $R_d$  : rayon du disque [m].  
 $2\pi R_d$  : périmètre de la couronne extérieure du disque [m].  
 $R_p$  : rayon du pion [m].  
 $L'$  : hauteur du pion [m].  
 a : rayon de la surface totale de contact [m].  
 $R_0$  : distance inter-axiale disque-pion [m].  
 f : fréquence de rotation du disque [ $s^{-1}$ ].  
 $\rho$  : poids spécifique [ $10^3 kg/m^3$ ].  
 $\gamma$  : résistivité électrique du matériau [ $10^{-2}\mu\Omega m$ ].  
 $\gamma_0$  : résistivité électrique du film d'oxyde [ $10^{-2}\mu\Omega m$ ].  
 $\sigma_1$  : résistivité électrique surfacique [ $10^{-2}\mu\Omega m^{-1}$ ].  
 K : conductibilité thermique [ $w/m^\circ C$ ].  
 $K_p$  : conductibilité thermique du pion [ $W/m^\circ C$ ].  
 $K_d$  : conductibilité thermique du disque [ $W/m^\circ C$ ].  
 $\chi$  : diffusivité thermique [ $m^2s^{-1}$ ].  
 $\chi_p$  : diffusivité thermique du pion [ $m^2s^{-1}$ ].  
 $R_c$  : résistance électrique de contact [ $\Omega$ ].  
 X : épaisseur d'une phase inter-faciale [m].  
 V : vitesse de glissement [ $ms^{-1}$ ].  
 v : vitesse d'écoulement de l'air [ $ms^{-1}$ ].  
 $T_\infty$  : température ambiante ( $T_\infty = 300K$ ).  
 $\theta_f$  : température de fusion [ $^\circ C$ ].  
 $T_m$  : température moyenne à l'interface de contact [K].  
 $T_f$  : température flash [K].  
 $C_p$  : chaleur spécifique à pression constant [ $J/kg^\circ C$ ].  
 $Q_p$  : quantité de chaleur évacuée par le pion [J].  
 $Q_d$  : quantité de chaleur évacuée par le disque [J].  
 $P_u$  : puissance générée par la densité de courant J [J].  
 $n_e$  : densité de charges électriques.  
 $\mu$  : coefficient de frottement.  
 v : viscosité cinématique [ $m^2.s^{-1}$ ].

$h_i$  : coefficient de transfert de chaleur par convection suivant z [ $W/m^2.^\circ C$ ].  
 $H_{si}$  : coefficient de transfert de chaleur par convection suivant r [ $W/m^2.^\circ C$ ].  
 $\beta$  : coefficient de dilatation volumique à pression constante [ $K^{-1}$ ].  
 $\sigma$  : constante de Stéphan-Boltzmann [ $W.m^{-2}K^{-4}$ ].  
 J : densité de courant électrique [ $A.m^{-2}$ ].  
 $R_a$  : nombre de Rayleigh (sans dimension).  
 $N_u$  : nombre de Nusselt (sans dimension).  
 $R_e$  : nombre de Reynolds (sans dimension).  
 $P_r$  : nombre de Prandtl (sans dimension).  
 L : nombre de Peclet (sans dimension).

REFERENCES

- [1]- Senoussi A., Schmitt M., Bouchoucha A., Zaidi H., Paulmier D., 14ème Congrès Français de Mécanique, Toulouse, Réf.956 (1999).
- [2]- Bowden F.P. and Tabor D., Friction and Lubrication, Tome 1, Oxford (1964).
- [3]- Holm R., Electric Contacts, Springer-Verlag, 4<sup>th</sup> edition (1967).
- [4]- Bouchoucha A., Zaidi H., Kadiri E.K., Paulmier D., *Wear* 203-204, (1997), pp. 434-441.
- [5]- Bouchoucha A., Thèse de Docteur d'Etat en construction mécanique, Université Mentouri Constantine, Algérie (1997).
- [6]- Iluc I., Tribology of thin layers, Tribology, Series 4, Elsevier (1980).
- [7]- Paulmier D., Bouchoucha A. and Zaidi H., *Vacuum*, Vol.41, (1990), pp. 2230-2232.
- [8]- Berent V. Ya., *Eurotrib.*, vol. I/A, (1981), pp. 37-44.
- [9]- Hounkpounou E., Nery H., Paulmier D., Bouchoucha A. and Zaidi H., *Appl. Surf. Sci.*, 70/71, (1993), pp. 176-179.
- [10]- Senoussi A., Zaidi H., Frene J., Bouchoucha A., Paulmier D., *Appl. Surf. Sci.*, 144/145, (1999), pp. 287-291. □