

TRANSFERT THERMIQUE A TRAVERS UNE INTERFACE DE CONTACT INTERMITTENT EN REGIME PERIODIQUE ETABLI

Salah-eddine Azzouz^{1,2}, Brahim Bourouga², Kamel Chaoui¹

¹⁾ LR3MI, Université Badji Mokhtar, BP 12, Annaba 23000, Algérie

²⁾ Laboratoire de Thermocinétique (LTN), UMR6607, BP 50609, Nantes Cedex 3, France

Reçu le 21/01/2007 et accepté le 13/06/2007

ملخص

في هذا البحث نعرض نموذج أحادي الجهة لشرح خصائص التبادل الحراري من خلال سطحين داخليين لاسطوانتين في تماس متقطع ضمن نظام حراري دوري محقق. يتحكم في حقل درجة الحرارة و التدفق المتحول خصائص التماس المتقطع، نذكر منها تواتر التماس المتقطع و معامل التجزئة للدور. هذا الأخير معرفا على أنه نسبة الكسر الدوري التي تكون فيها الأسطوانتان في تماس من خلال الأسطح المستوية و المتقابلة. هذه الدراسة تبين أن التماس المتقطع يظهر على مستوى الأسطح المتقابلة شبه مقاومة حرارية و التي نسميها "مقاومة التماس المتقطع". يمكن أن تكون قيمتها جد معتبرة و هي عبارة عن دالة تنازلية حسب سرعة الانتشار الحراري المتجانس للمعادن في تماس، حسب تواتر التماس المتقطع، و حسب معامل التجزئة للدور.

الكلمات المفتاحية: نموذج؛ تماس متقطع؛ شبه مقاومة حرارية؛ مقاومة تماس؛ تزاوج المعادن.

Résumé

Dans cet article, on présente un modèle unidirectionnel pour décrire le transfert thermique à travers une interface de contact intermittent en régime thermique périodique établi. Le champ de température et le flux transféré sont gouvernés par les paramètres d'intermittence, à savoir la fréquence d'intermittence et le coefficient de partage de la période. Ce dernier est défini comme étant le rapport de la fraction de période durant laquelle prévaut le contact sur la durée de la période. On montre que l'intermittence du contact introduit au niveau de l'interface une pseudo résistance thermique dite la résistance d'intermittence de contact dont la valeur peut être très appréciable. La résistance d'intermittence de contact varie de façon monotone décroissante suivant l'effusivité harmonique des matériaux en contact, de la fréquence d'intermittence et du coefficient de partage de la période.

Mots clés : modélisation; conduction; contact intermittent; pseudo résistance de contact; résistance de contact; couplage de matériaux.

Abstract

In this paper, we present one-dimensional model to describe the thermal transfer through an interface of intermittent contact in the case of a thermal periodic established regime. The field of temperature and transferred flux are governed by the parameters of intermittency. The periodic established regime is characterised by two fundamental parameters: the period (τ) and the sharing coefficient period (γ), represented by the fraction of period during which the solid-solid there is contact. We showed that the intermittency of the contact introduces a pseudo thermal resistance (RIC) definite starting from the average thermal parameters at the interface. It is noted the thermal resistance of intermittent contact and present of the very appreciable values. It is monotonous decreasing according to the harmonic effusivity of materials in contact, the frequency and the sharing coefficient period.

Key words: modeling; conduction; intermittent contact; pseudo thermal resistance; resistance of contact; materials couple

1. INTRODUCTION

Le contact thermique intermittent présente un intérêt aussi bien sur le plan fondamental que sur celui des

applications. L'approche théorique se fait le plus souvent dans le cas d'un régime thermique périodique établi. Ce dernier présente deux paramètres fondamentaux :

Auteur correspondant: azzouzsalah@yahoo.fr (Salah-eddine Azzouz)

la période τ et le coefficient de partage de la période, représenté par la fraction de période γ pendant laquelle prévaut le contact solide-solide. Dans la littérature, le sujet a suscité de l'intérêt surtout sur le plan théorique. Howard et Sutton proposent pour le cas mono dimensionnel (1-D) à deux milieux en régime périodique établi une solution obtenue sur calculateur analogique [1,2]. A la même époque, Reed et Mullineux développent une solution approchée du même problème de type semi-numérique [3]. Plus tard Mikhailov [4] puis Vick et Ozisik [5] donnèrent des solutions analytiques complètes du problème fondées sur la méthode des transformations intégrales. Cependant, ces solutions analytiques présentent des difficultés de mise en œuvre et restent peu pratiques pour l'analyse et la compréhension du phénomène de transfert. Ces solutions se ramènent à des inversions de matrices pleines et très grandes. Par la suite, Degiovanni et Barsale [6] dans une démarche identique à celle de Mikhailov développent une solution simple qui donne les résistances apparentes pour des durées de contact nulles et infinies. Sur le plan expérimental, on a pu recenser quelques travaux dont le plus ancien est celui de Howard [7]. Ce dernier conclut qu'en dépit des grandes variations de la résistance thermique de contact entre les approches successives des deux surfaces, dues à l'effet dynamique, la résistance thermique de contact périodique moyenne, estimée à partir des champs de températures moyennes, peut être prédite de façon satisfaisante en connaissant la valeur de la résistance thermique de contact statique. En 1988, Moses et Johnson [8] ont repris les résultats expérimentaux de Howard au moyen d'un modèle différent. Ils conclurent que pour des temps de contact courts, l'hypothèse d'une résistance thermique de contact instantanément établie et constante durant le temps de contact est erronée. En 1992,

Couedel et al [9, 10] ont étudié les transferts de chaleur dans le système siège/soupape d'un moteur à combustion interne. Les résultats expérimentaux montrent que la résistance de contact intermittent moyenne décroît linéairement suivant la fréquence dans le domaine de valeur prospecté. Plus récemment, Wang [11] a présenté un modèle quadripolaire pour un problème de contact périodique mono dimensionnel. Le modèle développé permet d'évaluer la résistance de contact apparente variant en espace et en temps et d'en déduire des représentations simplifiées. Les résultats de mesure sont en bon accord avec le modèle seulement pour des périodes réduites supérieures à l'unité. Cette méthode quadripolaire ensuite a été étendue [13] à un macro-contact périodique 2D avec constriction pour analyser l'influence de cette dernière sur la résistance apparente.

Dans la perspective de mener une étude expérimentale, nous présentons dans cet article une étude théorique du contact intermittent qui se veut complémentaire aux résultats bibliographiques évoqués plus haut. L'objectif principal est d'apprécier la compétition qui existe entre la pseudo résistance liée à l'intermittence de contact et la résistance thermique de contact, voire avec la résistance de macroconstriction lorsque les surfaces en contact sont inégales ou non droites (coniques par exemple). Le point intéressant de cette première partie de l'étude est de dégager l'influence du coefficient de partage de la période dans cette compétition. A cet effet, nous avons retenu un modèle linéaire de deux cylindres métalliques de même taille, en contact intermittent établi par les bases. Le problème de conduction est résolu par différences finies.

Le plan de rédaction retenu présente deux sections : la première fait état du modèle mathématique et de la solution

numérique et la seconde est dévolue aux résultats numériques et leur discussion.

2. MODELE THEORIQUE

Le modèle retenu se présente comme deux cylindres de sections droites circulaires égales en contact périodique établi à travers l'intégralité des aires de leurs bases. Au cours de la période notée τ , le contact entre le deux solides n'a lieu que durant une fraction de période $\gamma\tau$ (s), γ étant le coefficient de partage de la période ($\gamma < 1$). On retiendra les deux hypothèses suivantes :

- Les matériaux constituant les deux solides sont homogènes et isotropes.
- La surface latérale des deux solides est supposée parfaitement isolée.

Le schéma de principe du modèle cylindrique mono dimensionnel retenu est représenté sur la figure 1. Le système d'équations est construit autour de l'équation de conduction de la chaleur linéaire, avec les conditions aux limites appropriées, notamment à l'interface :

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad j=1,2 \text{ et } 0 < x_1 < L_1; 0 < x_2 < L_2; t > 0 \tag{1a}$$

$$T_1(0,t) = T_{1\infty} \tag{1b}$$

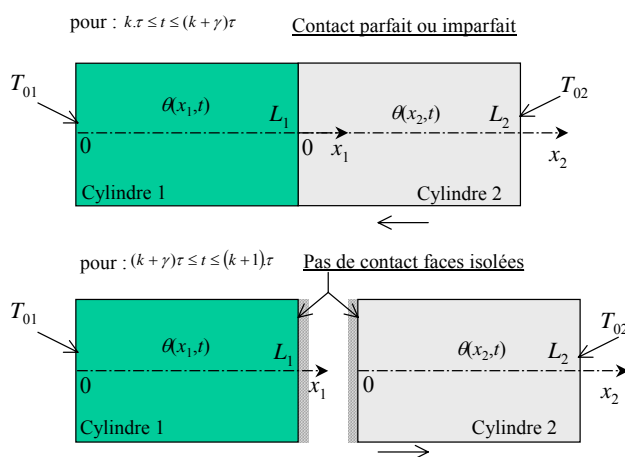


Figure 1: Schéma de principe du modèle

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1,t)}{\partial x_1} \right) = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2(0,t)}{\partial x_2} \right)$$

$$R_c \cdot \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1,t)}{\partial x_1} \right) = T_2(0,t) - T_1(L_1,t)$$

$$\forall t \text{ tel que : } k \cdot \tau \leq t \leq (k + \gamma) \tau \tag{1c}$$

$$\left(\frac{\partial T_1(L_1,t)}{\partial x_1} \right) = \left(\frac{\partial T_2(0,t)}{\partial x_2} \right) = 0 \text{ et } \forall t \text{ tel que : } (k + \gamma) \tau \leq t \leq (k + 1) \tau \tag{1d}$$

$$T_2(L_1 + L_2, t) = T_{2\infty} \tag{1e}$$

$$T_j(x,t) = T_j(x,t + \tau) \tag{1f}$$

Le problème est résolu par différences finies au moyen du schéma de Crank – Nicolson [14]. De ce fait, on considère une condition initiale telle que :

$$T_j(x_j,0) = T_{0j} \quad j = 1,2 \tag{2}$$

On ignore le début de la solution correspondant au régime transitoire pour ne considérer que le cas des temps très longs illustrant la solution en régime périodique établi.

3. LES CARACTERISTIQUES DU TRANSFERT DE CHALEUR A UNE INTERFACE DE CONTACT INTERMITTENT

Les paramètres qui déterminent la densité de flux thermique traversant une interface de contact intermittent, sont l'effusivité harmonique des matériaux en contact, la qualité du contact thermique (parfait ou imparfait) lors de la phase de contact et les paramètres d'intermittence, à savoir la fréquence de contact f et le coefficient de partage de la période γ défini précédemment.

Pour l'application numérique, nous avons retenu quatre matériaux métalliques courants en industrie, présentant des différences très appréciables sur les valeurs de leurs caractéristiques thermophysiques que l'on a regroupé dans le tableau 1. On considère un domaine de valeur de la fréquence de contact compris entre 1 et 50 Hz.

Tableau 1: Caractéristiques thermo-physiques des matériaux

Matériau	λ W/K.m	ρ Kg/m ³	C_p J/kg.K	a m ² /s	b W/s ^{1/2} Km ²
Cu	393	8930	384	$1,2 \cdot 10^{-4}$	36715
Al	209	2700	885	$8,8 \cdot 10^{-3}$	22350
Acier	50	7850	456	$1,4 \cdot 10^{-3}$	13380
Ti	16,7	4500	522	$7,1 \cdot 10^{-6}$	6265

De même on étudiera l'influence du coefficient de partage de la période en considérant des valeurs couvrant tout le domaine]0,1[. On considèrera successivement les cas des contacts parfait et imparfait durant la période de contact. Dans les équations(1_b) et (1_e), on impose $T_{01}=100\text{ °C}$ et $T_{02}=0\text{ °C}$.

3.1 Champ de température et résistance d'intermittence de contact : cas du contact parfait

On représente sur la figure 1 les champs de température moyen et périodique établi à un instant donné, dans un couple de cylindres en aluminium pour une fréquence de 10 Hz et $\gamma= 0,5$. Les oscillations de température présentent les mêmes amplitudes parce que les cylindres sont de même nature. Elles affectent une profondeur de pénétration Λ donnée par : $\Lambda = \pi \cdot \sqrt{a / \pi \cdot f} = 5,1\text{ mm}$.

Lorsqu'on observe le champ de température moyen, on note un saut de température à l'interface similaire à une situation de cas statique en contact imparfait. Rappelons que dans cet exemple, on considère un contact parfait durant la période de contact $\gamma\tau$. Cet effet de l'intermittence du contact sur le champ de température moyen de part et d'autre de l'interface est fondamental. Pour justifier ce saut de température, on introduit un paramètre fictif, une pseudo résistance de contact que l'on désignera tout au long de ce qui suit par la résistance d'intermittence de contact (*RIC*). Si le contact est parfait durant $\gamma\tau$, on lui donnera l'indice *p* (RIC_p), s'il est imparfait, on lui donnera l'indice *i* (RIC_i). Quelle que soit la situation, elle est définie comme étant le rapport du saut de

température moyenne sur la densité de flux moyen tel que :

$$RIC_k = \frac{\overline{\Delta T}}{\overline{\phi}} \quad k = p, i \quad (3)$$

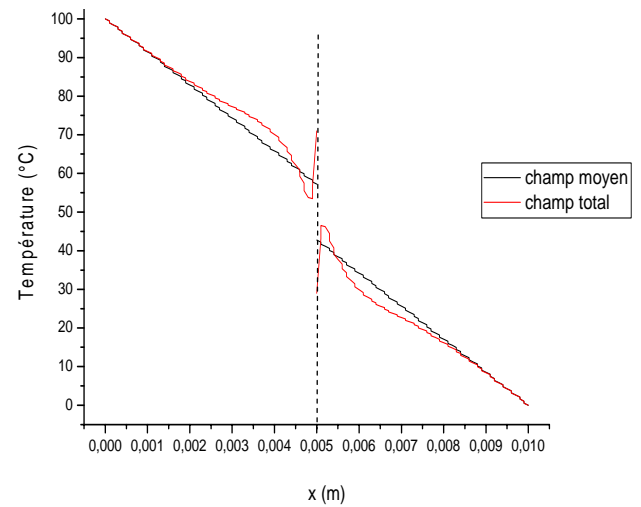


Figure 2: Champs de température moyen et total, Al sur Al, $f= 10\text{ Hz}$.

Maintenant, nous allons examiner successivement l'influence des paramètres d'intermittence et celle de la qualité du contact thermique sur le transfert de chaleur à l'interface.

3.2. Influence des paramètres d'intermittence de contact (f, γ) sur le transfert : cas du contact parfait

Sur la figure 3, on représente la densité de flux en fonction de la fréquence, pour cinq couples de matériaux différents en gardant une valeur unique de coefficient de partage de la période $\gamma = 0,5$. On constate d'abord que la densité de flux moyen croît avec la fréquence de contact f . Par contre, le taux de cette croissance est monotone décroissant suivant f et tend asymptotiquement vers zéro. Cette tendance est de plus en plus rapide dans le sens des effusivités décroissantes.

Pour les trois couples les moins effusifs, la densité de flux moyen devient pratiquement constante au delà de 20 Hz. On note aussi que la densité de flux est croissante également suivant l'effusivité harmonique du couple de matériaux. Le taux de cette croissance est de plus en plus

grand pour des matériaux de plus en plus effusifs.

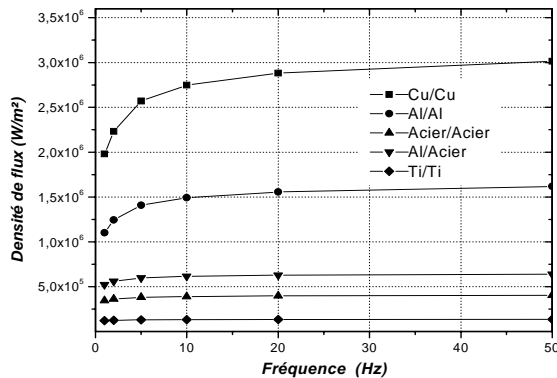


Figure 3: Densité du flux moyen transféré en fonction de la fréquence et pour différents couples

La figure 4 représente le saut de température en fonction de la fréquence correspondant au comportement du flux à l'interface représenté sur la figure 3 ($\gamma = 0,5$). On note que ΔT est monotone décroissant selon la fréquence de contact ; le taux de cette décroissance étant de plus en plus faible. Par contre, ΔT croît avec l'effusivité harmonique ; mais il est difficile de se prononcer sur le comportement du taux d'accroissement.

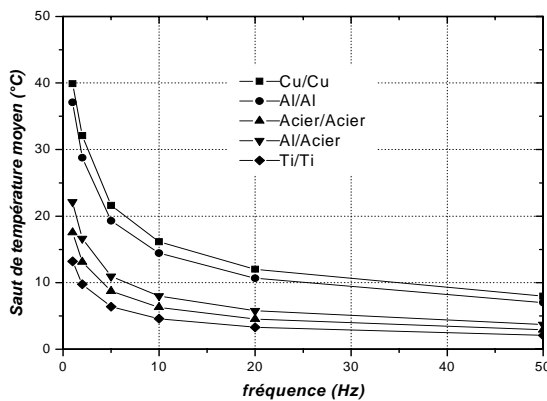


Figure 4: Saut de température moyen en fonction de la fréquence et pour différents couples

Sachant que le rapport du saut de température moyenne sur la densité de flux moyen représente la résistance d'intermittence de contact, on combine les résultats des figures 3 et 4 pour mettre à jour le comportement de la résistance

d'intermittence de contact parfait (RIC_p) selon la fréquence et la nature des matériaux. La figure 5 représente le résultat de combinaison des figures 3 et 4. On note qu'à l'instar de la résistance thermique de contact la RIC_p est croissante dans le sens d'une conductivité harmonique décroissante. Cependant le rapport des résistances n'est pas dans les mêmes proportions que l'inverse du rapport des conductivités.

On note également que la RIC_p est monotone décroissante suivant f . Une forte décroissance correspond aux faibles fréquences. Au delà de $f=20$ Hz, le taux de décroissance devient très faible.

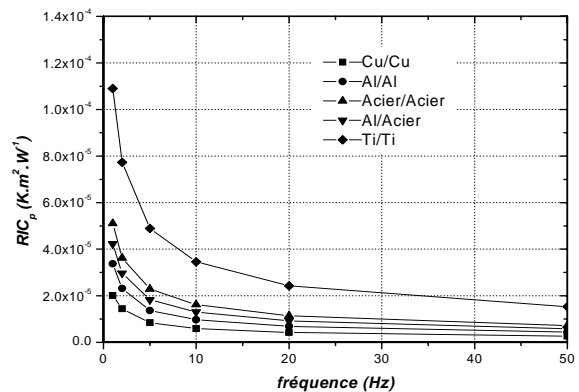


Figure 5: RIC_p en fonction de la fréquence et de la nature des couples

L'ordre de grandeur de la RIC_p est tout à fait considérable quand on connaît le domaine de valeur des résistances thermiques d'interface. Pour $\gamma=0,5$ et à $f = 1$ Hz, selon le couple de matériaux, on a des valeurs de RIC_p qui varient de 2.10^{-5} à plus de 10^{-4} m^2K/W . A $f = 50$ Hz, ces valeurs tendent vers un ordre de grandeur plus bas et restent quand même appréciables.

Sur la figure 6, on représente l'influence de γ sur la RIC_p . On observe que cette dernière est monotone décroissante suivant γ . Bien que le taux de décroissance est de plus en plus faible suivant γ , la RIC_p tend résolument vers zéro quand γ tend vers un. Cela traduit le fait que l'on tend vers le contact statique parfait.

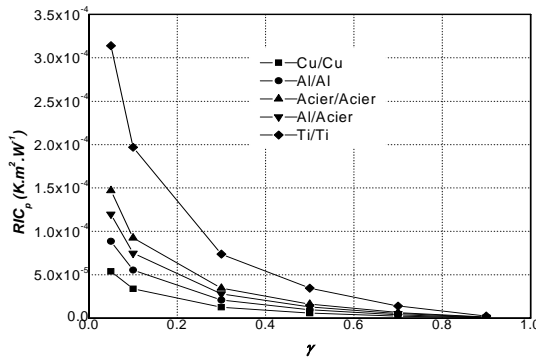


Figure 6: RIC_p en fonction du coefficient de partage de la période, $f=10\text{Hz}$.

3.3 Influence de la qualité du contact thermique

Nous avons pu observer l'influence des paramètres d'intermittence du contact (τ et γ) sur la RIC_p . Lorsque $R_c \neq 0$ durant la période de contact $\gamma \tau$, on parle alors de résistance d'intermittence de contact imparfait (RIC_i). Sur la figure 7, on représente les RIC_p et RIC_i dans le cas du couple Cu/Cu et $R_c = 10^{-4} \text{ m}^2\text{K/W}$. On voit que lorsque f augmente, la converge assez rapidement vers R_c/γ . Notons aussi que la RIC_p converge moins vite vers zéro.

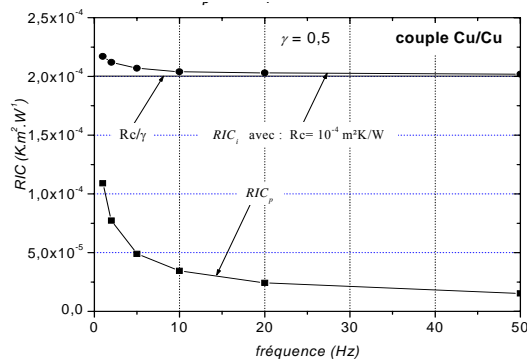


Figure 7: RIC_p et RIC_i en fonction de la fréquence.

Cela veut dire que pour des fréquences élevées, typiquement au delà de 50 Hz, on peut poser avec une précision acceptable que :

$$RIC_i = R_c / \gamma \tag{4}$$

Ce résultat est obtenu quels que soient le couple de matériaux et les valeurs de R_c et γ . D'un autre côté, il est intéressant de

constater sur la figure 7 que, quelle que soit la valeur de f , la différence ($RIC_i - R_c/\gamma$) est bien plus petite que la RIC_p , comme si un contact imparfait durant la fraction de période de contact altère l'effet résistif introduit par de l'intermittence du contact.

4. CONCLUSION

Sur un modèle simple 1D de contact intermittent, on a pu faire ressortir l'influence des paramètres d'intermittence et de qualité du contact thermique. Pour cela, on a retenu deux situations : la première est relative au contact parfait et la seconde au contact imparfait durant $\gamma \tau$; $\gamma \tau$ étant la fraction de période durant laquelle prévaut le contact entre les deux cylindres. La première situation a permis d'établir que l'intermittence du contact introduit une pseudo résistance thermique (RIC) définie à partir des paramètres thermiques moyens à l'interface. Lorsque le contact est parfait, la RIC_p est monotone décroissante suivant la fréquence et présente des valeurs appréciables, comparables à des valeurs courantes de résistance thermique de contact, notamment dans le domaine $f < 20$. Lorsque le contact est imparfait la RIC_i est également décroissante suivant f et tend asymptotiquement vers R_c/γ . Au delà de $f=50$, elle est pratiquement égale à R_c/γ ; R_c étant la résistance thermique de contact statique. On note que l'influence de l'intermittence sur le flux de chaleur est atténuée par une valeur de R_c de plus en plus grande.

REFERENCES

[1] J.R. Howard, A.E. Sutton, *An analogue study of heat transfer through periodically contacting surfaces*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.13, 1970, p.173-183.

[2] J.R. Howard, A.E. Sutton, *The effect of thermal contact resistance on heat transfer between periodically contacting surfaces*, J. Heat Transfer, Vol. 95, 1973, p.411-412.

- [3] J.R. Reed, G. Mullineux, *Quasi-steady state solution of periodically varying phenomena*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.16, 1973, p.2007-2012.
- [4] M.D. Mikhailov, *Quasi-steady state temperature distribution in finite regions with periodically-varying boundary conditions*, Int. Jour. Heat Mass Transfer, Vol.17, 1974 p.1475-1478.
- [5] B. Vick, M.N. Ozisik, *Quasi-steady state temperature distribution in periodically contacting finite regions*, J. Heat Transfer, Vol.103, 1981, p.739-744.
- [6] A. degiovanni, J.C. batsale, *Contact périodique en régime établi - résistances thermiques apparentes limites pour des durées de contact nulles et infinies*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 23, 1996, No. 4, p. 587-597.
- [7] J.R. Howard, *An experimental study of heat transfer through periodically contacting surfaces*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.19, 1976, p.367-372.
- [8] W.M. Moses, R.R. Johnson, *Experimental study of the heat transfer across periodically contacting surfaces*, J. Heat Transfer, Vol. 2, 1988, p.37-42.
- [9] D. Couedel et al, *Experimental study and analysis of heat transfer in a valve-seat periodic contact in an internal combustion engine*, A.S.M.E. Jour. Heat Transfer 1992.
- [10] D. Couedel et al, *Influence of cam rotation speed on the intermittent contact resistance and on temperature field in the valve-seat system*, Eurotherm Seminar 1992.
- [11] H. Wang, *Contribution à l'étude thermique des contacts périodiques solide-solide*, Thèse de Doctorat, INPL, France, (2000).
- [12] H. Wang et al, *Contact thermique périodique : un modèle quadripolaire et une expérience*, Int. J. Therm. Sci. 41, 2002, 125-135.
- [13] H. Wang, A. Degiovanni, *Heat transfer through periodic macro-contact with constriction*, Int. J. of Heat and Mass Transfer 45, 2002, 2177-2190.
- [14] M.N. Ozisik, *Heat conduction*. New-York John Wiley and Sons Publisher, 1980, 493-495.