

Une méthode température–température pour l’estimation inverse des résistances de contact thermiques

Thomas VARE¹, Natacha DARMET¹, Vincent SCHICK¹, Yves JANNOT¹

¹ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

Résumé - Dans ce travail, une méthode inverse transitoire, fondée sur une approche température–température, est proposée afin d’estimer les résistances de contact thermiques entre des plaques et des ailettes en créneaux. Un banc expérimental ainsi qu’un modèle reposant sur le formalisme des quadripôles thermiques sont présentés. La résistance de contact est identifiée par ajustement du modèle aux données expérimentales. Les résultats montrent une bonne reproductibilité et une diminution de la résistance de contact avec l’augmentation de la compression.

Nomenclature

Grandeurs géométriques :

h hauteur des ailettes, m

p pas des ailettes, m

t épaisseur des ailettes, m

S_A surface des ailettes en contact avec les plaques, m²

S surface des plaques, m²

Grandeurs thermiques :

T_1 température de la plaque supérieure, °C

T_2 température de la plaque inférieure, °C

T_0 température initiale, °C

ϕ_1 flux en face avant de la plaque supérieure, W

ϕ_2 flux en face arrière de la plaque inférieure, W

C_0 capacité calorifique des ailettes, J K⁻¹

C_1 capacité calorifique de la plaque supérieure, J K⁻¹

C_2 capacité calorifique de la plaque inférieure, J K⁻¹

R_c résistance de contact ailettes-plaques, K m² W⁻¹

E_i effusivité thermique, W m⁻² K⁻¹ s^{1/2}

$\bar{W}$ transmittance dans le domaine temporel

Grandeurs dans le domaine de Laplace :

$\mathcal{L}$ transformation de Laplace

p variable de Laplace, s⁻¹

θ_1 transformée de Laplace de $T_1 - T_0$, °C s

θ_2 transformée de Laplace de $T_2 - T_0$, °C s

Φ_1 transformée de Laplace de ϕ_1 , J

Φ_2 transformée de Laplace de ϕ_2 , J

W transmittance dans le domaine de Laplace

1. Introduction

Le contact entre deux objets n’est jamais parfait : à l’échelle microscopique, les surfaces comportent un certain nombre d’irrégularités tandis qu’à l’échelle macroscopique, elles ne sont jamais exactement planes et peuvent même être ondulées. De ce fait, le contact effectif entre deux surfaces ne représente qu’une petite partie du contact apparent : pour les métaux par exemple, on estime que la surface de contact réelle ne constitue qu’ 1% ou 2% de la surface de contact apparente [1]. D’un point de vue thermique, le flux de chaleur se transmet entre deux solides par conduction en empruntant préférentiellement les rares points de contact réels comme illustré sur la figure (1). Localement, une constriction des lignes de flux a lieu : ces dernières se courbent au niveau de la surface de contact ce qui se traduit à l’échelle macroscopique par un saut de température brutal ΔT à l’interface entre les deux solides (voir figure (2)). En appelant S la surface apparente de l’interface et ϕ le flux la traversant, la résistance de contact est définie par la relation :

$$R_c = \frac{S \Delta T}{\phi} \quad (1)$$

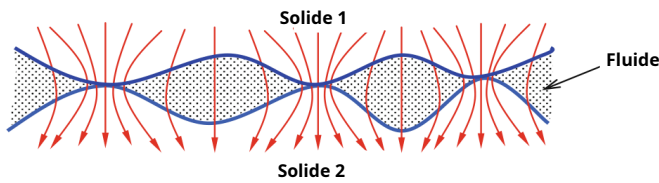


Figure 1 : Constriction des lignes de flux à l'interface entre deux solides (d'après [2])

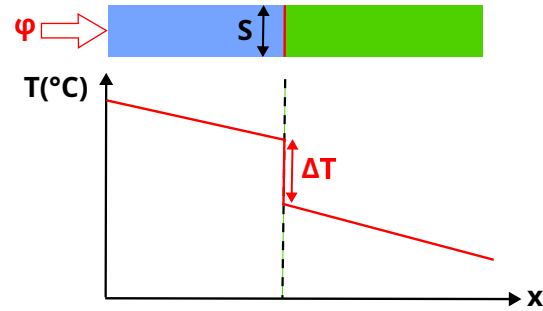


Figure 2 : Saut de température au niveau du contact entre deux solides

R_c dépend d'un grand nombre de paramètres : elle varie selon la rugosité des surfaces [3] et leur écart avec la planéité [4] comme mentionné précédemment mais est aussi fonction de la nature des matériaux mis en jeu [5], de l'application d'un traitement de surface particulier [6], de la présence d'une couche d'oxyde [7], [8] ou d'un fluide dans le milieu interstitiel. Par ailleurs, elle est également influencée par les conditions de température et de pression [9]. La résistance de contact varie généralement dans un intervalle allant de $10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1}$ à $10^{-2} \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1}$.

Historiquement, l'influence de la nature du contact entre deux surfaces sur les transferts thermiques a d'abord été étudiée dans les secteurs du nucléaire [10] et de l'aéronautique [11] dans les années 1950-1960 avant d'être étendus à d'autres domaines comme les micro-canaux thermiques, les échangeurs de chaleur [12], ou encore les dispositifs de refroidissement de composants électroniques [13]. En raison de leur grande surface d'échange permettant d'intensifier les transferts thermiques, les ailettes en créneau font partie des éléments fréquemment rencontrés dans ces dispositifs. Le contact avec leur environnement est souvent de mauvaise qualité menant à une résistance de contact élevée au niveau des interfaces. Afin de modéliser fidèlement le comportement thermique d'installations comportant ce type d'ailettes et d'en garantir le bon fonctionnement, il est essentiel d'évaluer avec précision les valeurs des résistances de contact induites : c'est l'objectif de ce travail.

La plupart des dispositifs expérimentaux développés pour mesurer des résistances de contact reposent sur l'utilisation de la formule (1) en régime stationnaire ([5], [14], [15], [16]). Un flux ϕ est ainsi imposé lors de l'expérience et la mesure du saut de températures à l'interface permet d'en déduire R_c en régime stationnaire. L'avantage de cette approche réside dans le fait que la mesure ne nécessite pas de connaître les propriétés thermophysiques des divers matériaux présents dans l'expérience. En revanche, elle a l'inconvénient de nécessiter l'atteinte d'un régime stationnaire ce qui implique des durées souvent importantes pour réaliser les mesures. Pour cette raison, des approches en régime transitoire ont été développées ([17], [18], [19]). La détermination de la résistance de contact s'y fait de façon indirecte :

1. un modèle mathématique du dispositif expérimental doit d'abord être établi
2. un algorithme ajuste R_c pour faire correspondre les sorties du modèle aux grandeurs expérimentales correspondantes

L'établissement du modèle mathématique décrivant le banc expérimental constitue la difficulté majeure de ce type d'approche. Ici, on utilise une méthode « température-température » afin d'estimer la résistance de contact entre des plaques en aluminium et des ailettes en créneaux du même matériau. Cette dénomination vient du fait que le modèle relie deux températures entre elles ce qui a l'avantage de réduire le nombre de paramètres du problème [20].

2. Description du banc expérimental permettant d'estimer les résistances de contact en créneau

La figure (3) présente le dispositif expérimental schématisé sur la figure (4). Il comporte (du bas vers le haut) les éléments suivants :

- Un premier bloc d'isolant en polystyrène d'effusivité $E_i = 37.4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{1/2}$
- Une plaque inférieure en aluminium 3003 d'une épaisseur de 1 mm et d'une masse de 27 g
- Une ailette en aluminium 3003 en créneaux
- Une plaque supérieure identique à la plaque inférieure
- Un élément chauffant souple
- Un second bloc d'isolant identique au précédent
- Une masse adaptative

Tous les éléments présentés précédemment ont une section de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Deux thermocouples de type K à fils fins de diamètre 0.2 mm sont fixés à l'aide d'adhésifs en aluminium de très faible épaisseur aux centres des faces des plaques supérieure et inférieure en contact respectivement avec l'isolant et l'ailette en créneaux. Enfin, un dispositif de serrage est utilisé afin de maintenir l'ensemble et d'assurer le contact entre les différents composants du banc expérimental. Dans les conditions de l'expérience, à 20°C , l'aluminium 3003 a une masse volumique $\rho = 2730 \text{ kg m}^{-3}$, une capacité thermique $c = 900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et une conductivité thermique $\lambda = 145 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

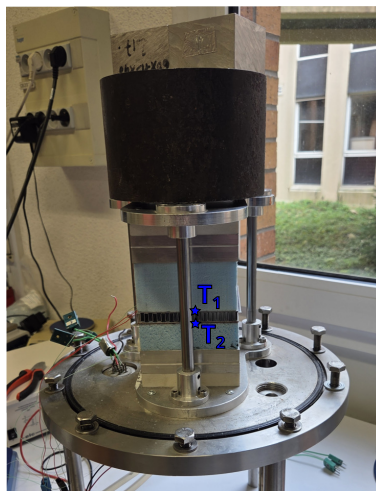


Figure 3 : Installation expérimentale

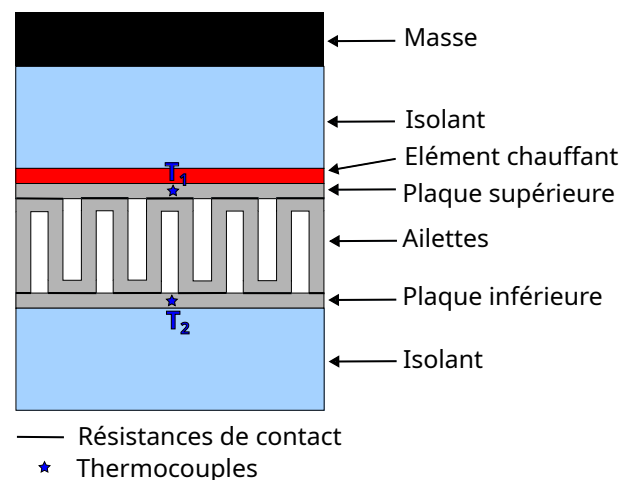


Figure 4 : Schéma de l'expérience

Une fois que l'équilibre thermique est atteint sur l'ensemble du dispositif, un générateur elc ALR3003 délivre une puissance de 10 W dans l'élément chauffant. Les deux thermocouples fins, connectés à une carte d'acquisition Picolog TC-08, mesurent l'évolution des températures T_1 et T_2 avec un pas de temps de 0.1 s. Trois types d'ailettes en créneaux sont testées : leurs géométries ainsi que les masses des échantillons à disposition sont présentées dans le tableau 1. L'impact du niveau de compression sur les résistances de contact est étudié via l'application d'une masse de 1 kg ou 17 kg.

3. Modélisation mathématique de l'expérience

Afin d'estimer les résistances de contact à partir des mesures expérimentales, il est nécessaire de disposer d'un modèle mathématique du dispositif. L'identification des résistances de contact

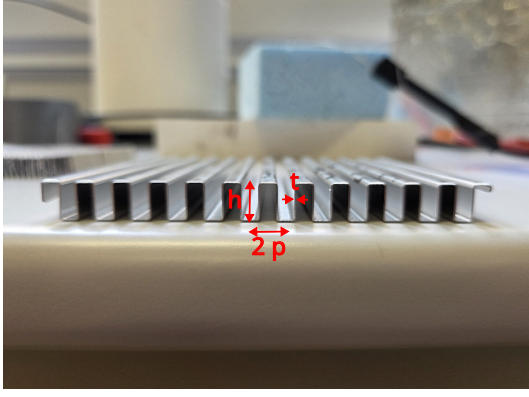


Figure 5 : Dimensions caractéristiques des ailettes

	Ailettes n°1	Ailettes n°2	Ailettes n°3
h	7.13 mm	9.63 mm	9.63 mm
t	0.2 mm	0.2 mm	0.45 mm
p	1 mm	1.2 mm	4.15 mm
m ₀	41.5 g	47.3 g	38 g

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques des différentes ailettes et masses des échantillons

repose alors sur l'ajustement de ce modèle aux données expérimentales mesurées.

Pour ce faire, le comportement thermique du banc expérimental a été étudié numériquement à l'aide du logiciel COMSOL dans les conditions expérimentales pour différentes valeurs de résistances de contact. Ainsi, il a été montré que :

- les champs de températures dans les ailettes en créneaux et dans les plaques sont uniformes pour $10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1} \leq R_c \leq 10^{-2} \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1}$: on désigne alors par T_1 et T_2 les températures des plaques supérieure et inférieure respectivement.
- le transfert de chaleur est unidirectionnel suivant la verticale si l'on se place suffisamment loin des bords de l'installation.

Dans ces conditions, il est possible de relier mathématiquement les températures et flux en face avant de la plaque supérieure à ceux en face arrière de la plaque inférieure à l'aide du formalisme des quadripôles thermiques. On désigne par $\theta_1(p) = \mathcal{L}(T_1(t) - T_0)(p)$ et $\theta_2(p) = \mathcal{L}(T_2(t) - T_0)(p)$ les transformées de Laplace associés aux températures T_1 et T_2 , T_0 étant la température uniforme du dispositif expérimental à l'instant initial. De la même manière, on appelle $\Phi_1(p)$ et $\Phi_2(p)$ les transformées de Laplace des flux $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$ sur les faces avant et arrière des plaques supérieure et inférieure. Dans le domaine de Laplace, on a alors la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \theta_1 \\ \Phi_1 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_1 p & 1 \end{pmatrix}}_{Q_1} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & R_c/S_A \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{Q_R} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_0 p & 1 \end{pmatrix}}_{Q_0} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & R_c/S_A \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{Q_R} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_2 p & 1 \end{pmatrix}}_{Q_2} \begin{pmatrix} \theta_2 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Dans l'expression précédente, les quadripôles Q_0 , Q_1 et Q_2 décrivent les comportements thermiques respectifs des ailettes et des plaques supérieure et inférieure. Ces quadripôles ne prennent en compte que l'absorption de la chaleur par les différents milieux et pas la conduction thermique en leur sein : cette modélisation est justifiée par le caractère uniforme des champs de température révélé par les simulations numériques menées préalablement sous COMSOL. Les deux quadripôles Q_R décrivent quant à eux l'existence d'une résistance de contact aux interfaces entre les ailettes et les plaques supérieure et inférieure.

L'isolant est suffisamment épais pour considérer qu'il puisse être assimilé à un milieu semi-infini pendant toute la durée de l'expérience. Par ailleurs, sa forte déformabilité permet de considérer que le contact avec la plaque inférieure est quasiment parfait. Le flux en face arrière de la plaque inférieure s'exprime alors en fonction de la température de cette dernière suivant :

$$\Phi_2(p) = E_i S \sqrt{p} \theta_2(p) \quad (3)$$

En introduisant (3) dans l'équation (2), on aboutit à la relation :

$$\theta_2(p) = W(p) \theta_1(p) \quad (4)$$

Dans cette équation, W est la transmittance dans le domaine de Laplace entre θ_1 et θ_2 . Son expression est donnée par :

$$W(p) = \frac{1}{1 + 2E_i \frac{R_c}{S_A} S \sqrt{p} + (C_0 + 2C_2) \frac{R_c}{S_A} p + C_0 E_i S \frac{R_c^2}{S_A^2} p \sqrt{p} + C_0 C_2 \frac{R_c^2}{S_A^2} p^2} \quad (5)$$

Dans le domaine temporel, la relation (4) correspond à un produit de convolution :

$$\Delta T_2(t) = (\mathcal{W} * \Delta T_1)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{W}(t - \tau) \Delta T_1(\tau) d\tau = \int_0^t \mathcal{W}(t - \tau) \Delta T_1(\tau) d\tau \quad (6)$$

où on a noté $\Delta T_1 = T_1 - T_0$, $\Delta T_2 = T_2 - T_0$ et $\mathcal{W}(t) = \mathcal{L}^{-1}(W(p))(t)$.

La transformée de Laplace inverse nécessaire à l'obtention de $\mathcal{W}(t)$ est réalisée ici numériquement en utilisant l'algorithme de Gaver-Stehfest [21]. Par ailleurs, la dernière égalité de (6) vient du fait que $\mathcal{W}$ et ΔT_1 sont nuls avant l'instant initial.

Les mesures des évolutions de $T_1(t)$ et $T_2(t)$ sont réalisées à intervalle de temps Δt régulier : ainsi, on note $t_i = i\Delta t$, $i = 1, 2, \dots, N$. A un instant t_i quelconque, la relation (6) s'écrit :

$$\Delta T_2(t_i) = \int_0^{t_i} \mathcal{W}(t_i - \tau) \Delta T_1(\tau) d\tau = \sum_{k=0}^{i-1} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \mathcal{W}(t_i - \tau) \Delta T_1(\tau) d\tau \quad (7)$$

Si le pas de temps Δt est suffisamment faible, ce qui est le cas dans ce travail où $\Delta t = 0.1$ s, il est raisonnable de considérer que sur un intervalle $[t_k, t_{k+1}]$, ΔT_1 est constant et vaut $\Delta T_1(t_{k+1})$.

Ainsi :

$$\Delta T_2(t_i) = \sum_{k=0}^{i-1} \overline{W}_{i,k} \Delta T_1(t_{k+1}) \quad \text{avec} \quad \overline{W}_{i,k} = \int_{t_k}^{t_{k+1}} \mathcal{W}(t_i - \tau) d\tau \quad (8)$$

Enfin, en effectuant le changement de variable $u = \tau - t_k$, il apparaît que la grandeur $\overline{W}_{i,k}$ ne dépend finalement que de la différence $i - k$. En effet, on a :

$$\overline{W}_{i,k} = \int_0^{\Delta t} \mathcal{W}(t_i - t_k - u) du = \int_0^{\Delta t} \mathcal{W}((i - k)\Delta t - u) du = \overline{W}_{i-k} \quad (9)$$

L'écriture de la relation $\Delta T_2(t_i) = \sum_{k=0}^{i-1} \overline{W}_{i-k} \Delta T_1(t_{k+1})$ aux différents instants t_i conduit alors à l'obtention du système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \Delta T_2(t_1) \\ \Delta T_2(t_2) \\ \Delta T_2(t_3) \\ \vdots \\ \vdots \\ \Delta T_2(t_N) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \overline{W}_1 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \overline{W}_2 & \overline{W}_1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \overline{W}_3 & \overline{W}_2 & \overline{W}_1 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \overline{W}_N & \overline{W}_{N-1} & \dots & \dots & \dots & \overline{W}_2 & \overline{W}_1 \end{pmatrix}}_{[W]} \begin{pmatrix} \Delta T_1(t_1) \\ \Delta T_1(t_2) \\ \Delta T_1(t_3) \\ \vdots \\ \vdots \\ \Delta T_1(t_N) \end{pmatrix} \quad (10)$$

Il est à noter que la matrice $[W]$ reliant les champs de température T_1 et T_2 aux différents instants est une matrice de Toeplitz inférieure.

4. Résultats

Les évolutions des températures des plaques supérieure T_1 et inférieure T_2 sont représentées sur la figure (6) jusqu'à 100 s. Des simulations réalisées avec le logiciel COMSOL montrent que cette durée est suffisamment courte pour que l'hypothèse du milieu semi-infini soit vérifiée. On observe qu'un régime glissant s'établit progressivement : les températures T_1 et T_2 augmentent mais la différence entre elles devient constante comme l'atteste la figure (7).

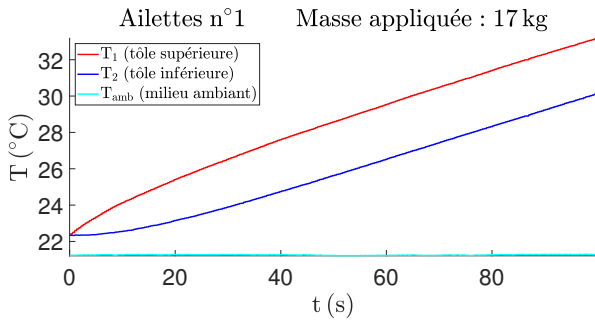


Figure 6 : Thermogrammes

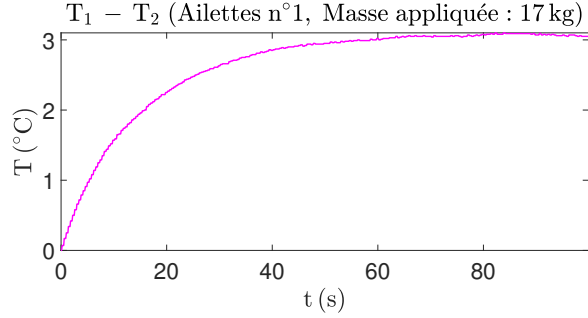


Figure 7 : Evolution de l'écart de température

La mesure de T_1 permet de déterminer les paramètres de notre système en utilisant le modèle (10) et l'algorithme de Levenberg Marquardt [22]. Cet algorithme ajuste les paramètres de façon à minimiser l'écart entre le champ de température T_2 mesuré expérimentalement et celui calculé à partir du modèle (10) et de T_1 . Les valeurs des différents paramètres sont celles qui minimisent cet écart.

Les paramètres de notre modèle sont la résistance de contact R_c ainsi que les capacités calorifiques C_0 et C_2 , les valeurs des autres grandeurs telles l'effusivité E_i ou les surfaces S et S_A étant bien établies. A chacun de ces paramètres, on associe une sensibilité réduite définie par :

$$S_{\omega}^* = \omega \frac{\partial \Delta T_2}{\partial \omega} \quad \omega = \{R_c, C_0, C_2\} \quad (11)$$

L'évolution de ces sensibilités réduites permet de mettre en évidence d'éventuelles corrélations entre les paramètres du modèle : il existe alors une relation linéaire entre les sensibilités associées aux paramètres corrélés. Si tel est le cas, les paramètres impliqués ne peuvent pas être estimés séparément [20]. Les sensibilités réduites obtenues dans la configuration étudiée ici sont représentées sur la figure (8).

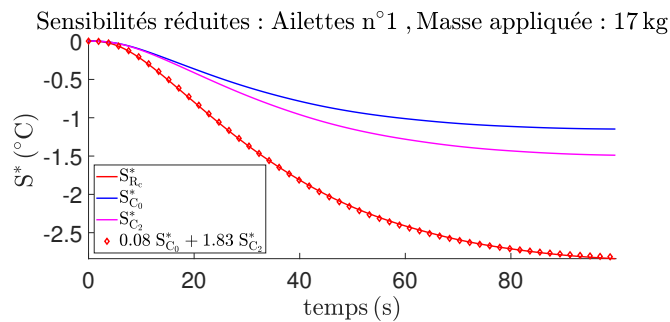


Figure 8 : Sensibilités réduites

On constate qu'il existe en effet une relation linéaire entre les sensibilités réduites associées à R_c , C_0 et C_2 et qu'il faut donc fixer au moins un de ces trois paramètres pour pouvoir estimer

les autres. En conséquence, les valeurs de C_0 et C_2 ont été déterminées à partir de la masse m_0 des échantillons (voir tableau 1) et de la capacité calorifique c de l'aluminium 3003, laissant la résistance de contact R_c comme unique paramètre inconnu du modèle.

Le champ de température recalculé par le modèle à partir de la valeur de la résistance de contact obtenue par l'algorithme de Levenberg Marquardt est comparé au champ de température expérimental sur la figure (9), dans le cas du premier échantillon d'aillettes en créneaux. Les résidus, correspondant à l'écart entre les thermogrammes T_2 expérimental et recalculé par le modèle quadripolaire, y sont également représentés et sont détaillés à la figure (10). On constate qu'ils sont plats et de très faible amplitude (de l'ordre du dixième de degré), ce qui traduit une bonne estimation de la résistance de contact R_c .

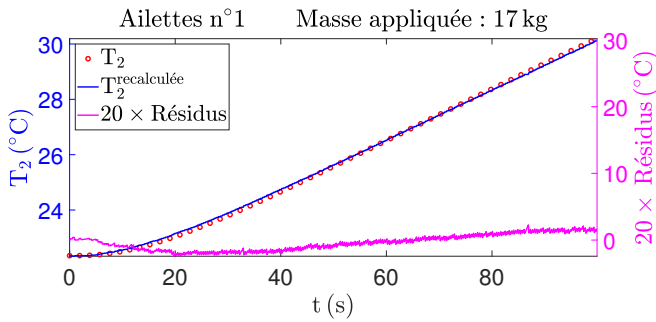


Figure 9 : T_2 recalculée

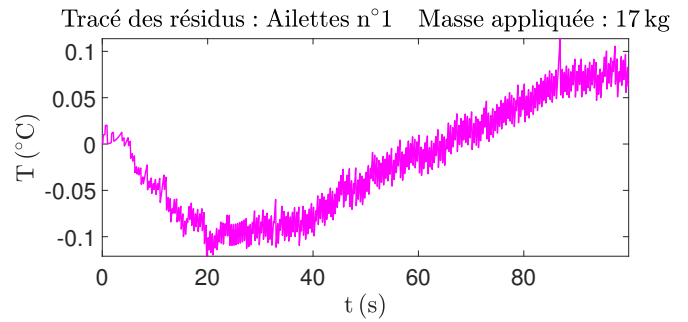


Figure 10 : Résidus

Les estimations des résistances de contact ont été réalisées à trois reprises pour chaque échantillon d'aillettes afin d'en évaluer la reproductibilité. Deux niveaux de compression, correspondant à l'application de masses de 1 kg et de 17 kg, ont également été étudiés. Les résultats obtenus sont présentés aux figures (11) et (12). On observe une faible dispersion des valeurs de R_c ce qui témoigne d'une excellente reproductibilité. En outre, il apparaît que les valeurs de résistance de contact obtenues sont très proches pour les différents types d'aillettes, à niveau de compression donné. Comme attendu, un niveau de compression élevé améliore le contact entre les plaques et les ailettes, ce qui se traduit par des valeurs de résistance sensiblement plus faibles.

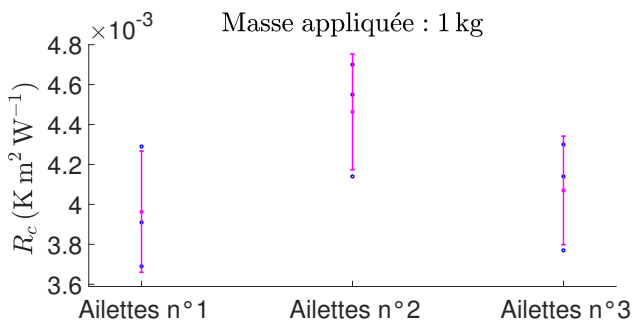


Figure 11 : Reproductibilité pour 1 kg

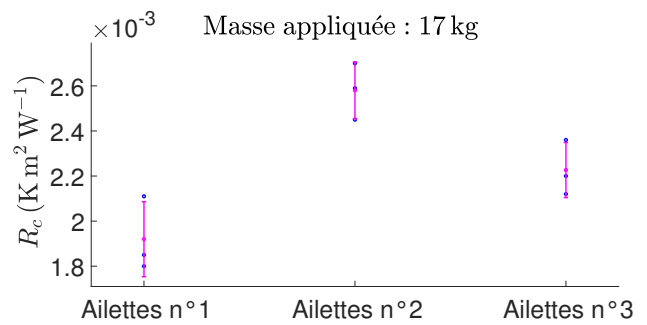


Figure 12 : Reproductibilité pour 17 kg

5. Conclusion

Dans cet article, un banc expérimental ainsi qu'un modèle « température-température » ont été développés afin de déterminer, par une méthode inverse, les résistances de contact entre des ailettes en créneaux et des plaques. Trois géométries d'aillettes ont été considérées, et les résultats montrent que les résistances de contact obtenues sont similaires quelle que soit la forme de l'aillette. L'influence du niveau de compression a également été étudiée : conformément aux

attentes, une compression élevée améliore le contact entre les ailettes et les plaques, conduisant à une diminution de la résistance de contact. Enfin, la reproductibilité de la méthode a été évaluée par la répétition des estimations à trois reprises pour chaque géométrie d'ailette ; les valeurs obtenues présentent une faible dispersion, attestant de la bonne reproductibilité de l'approche.

Remerciements :

Les mesures de propriétés thermiques réalisées au LEMTA ont été menées au sein de la plateforme expérimentale Métro'NRJ, labellisée INFRA+.

Références

- [1] Bowden F.P, Tabor D, *The friction and lubrication of solids*, Oxford University Press (1950).
- [2] Madhusudana C.V, *Thermal Contact Conductance : Second Edition*, Springer (2014).
- [3] Abdullah M.Z, Yau Y.C, Alauddin Z.A. Zainal, Seetharamu K.N, Effects of pressure on thermal contact resistance for rough mating surfaces, *ASEAN Journal on Science and Technology for Development*, (2001)
- [4] Lambert M.A, Fletcher L.S, Thermal Contact Conductance of Spherical Rough Metals, *J. Heat Transfer*. 119, (1997)
- [5] Cetinkale T.N, Fishenden M., Thermal Conductance of Metal Surfaces in Contact, *International Conference of Heat and Mass Transfer*, (1951)
- [6] Parmenter K.E, Marschall E, Influence of surface preparation on thermal contact conductance of stainless steel and aluminum, *Experimental Heat Transfer* 8, (1995)
- [7] Yip F, The effect of oxide films on thermal contact resistance, *Thermophysics and heat transfer conference*, (1974)
- [8] Peterson G.P, Fletcher L.S, Measurement of the thermal contact conductance and thermal conductivity of anodized aluminum coatings, *J. Heat Transfer*. 112, (1990)
- [9] Cooper M.G, Mikic B.B, Yovanovich M.M, Thermal contact conductance, *International Journal of heat and mass transfer*, 12(3), (1969)
- [10] Dean R.A, Thermal contact conductance between UO₂ and Zircaloy -2, *Westinghouse Electric corporation, report CVNA-127. Pittsburgh, PA*, (1962)
- [11] Barzelay M.E, Tong K.N, Hollo C, Thermal conductance of contacts in aircraft joints, *US National Advisory Committee for Aeronautics, Washington*, (1954)
- [12] Taborek J, Bond resistance and design temperatures for high-finned tubes—a reappraisal, *Heat Transfer Eng* 8(2), 26-34 (1987)
- [13] Bar-Cohen A, Watwe A.A, Prasher R.S, Heat transfer in electronic equipment, *Bejan A, Kraus A.D. (eds) Heat transfer handbook. John Wiley, New York*, 947–1027 (2003)
- [14] Mikic B.B, Rohsenow W.M, Thermal contact resistance, *Mech Eng Depart Report No. DSR 74542-41. MIT, Cambridge, MA*, (1966)
- [15] Fletcher L.S, Smuda P.A, Gyorog D.A, Thermal contact resistance of selected low- conductance interstitial materials, *AIAA J* 7 :1302–1309, (1969)
- [16] O'Callaghan P.W, Probert S.D, An improved thermal contact resistance rig, *Meas Contr* 5(5) :311–315, (1972)
- [17] Bosch E.G.T, Lasance C.J.M, Accurate measurement of interface thermal resistance by means of a transient method, *sixteenth IEEE SEMI-THERMTM symposium*, pp 167–173, (2000)
- [18] Fieberg C, Kneer R, Determination of thermal contact resistance from transient temperature measurements. *Int J Heat Mass Transfer* 51 :1017–1023, (2008)
- [19] Madhusudana C.V, Garimella S.V, Contact heat transfer measurements – steady state or transient ?, *Paper No.C2-179, ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Hawaii*, (2003)
- [20] Jannot Y, Degiovanni A, *Mesures des propriétés thermiques des matériaux : 2 ème édition revue et augmentée*, ISTE Editions (2024).
- [21] Jacquot R. G, Steadman J. W, Rhodine C. N, The Gaver-Stehfest algorithm for approximate inversion of Laplace transforms. *IEEE Circuits & Systems Magazine*, 5(1), 4-8, (1983)
- [22] Moré J.J, The Levenberg-Marquardt algorithm : implementation and theory. *In Numerical analysis : proceedings of the biennial Conference held at Dundee, June 28–July 1, Berlin, Heidelberg 1977 : Springer Berlin Heidelberg*, pp 105-116, (1977)