

Température à la jonction d'un composant électronique sur son substrat.

Najib LARAQI¹, Sébastien VINTROU¹, Habiba OUSLIMANI², Abderrahmane BAIRI¹

¹ Université Paris 10, IUT Ville d'Avray, Equipe Thermique Interfaces Environnement

1- Chemin Desvallières, 92410 Ville d'Avray

² Université Paris 10, IUT Ville d'Avray, GEA, Groupe d'Electromagnétisme Appliqué

1- Chemin Desvallières, 92410 Ville d'Avray

Résumé - Les composants électroniques sont de plus en plus miniaturisés et les puissances qui y sont dissipées sont de plus en plus élevées. Leur refroidissement constitue donc un enjeu de grande importance. Nous proposons une étude thermique en vue d'apprécier l'évolution transitoire de la température d'un composant électronique en contact avec un substrat. Une solution analytique est développée à cet effet. Celle-ci tient compte du caractère imparfait du contact composant-substrat (micro-constriction) et de la macro-constriction liée aux faibles dimensions du composant vis-à-vis de celles du substrat. Cette dernière est également étudiée par voie analytique pour différents types de conditions aux limites.

Nomenclature

a	Rayon, m	V	Volume, m^3
C_p	Capacité thermique massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	Z	Impédance thermique, $m^2.K.W^{-1}$
k	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	z	Variable d'espace, m
h	Coefficient de convection $W.m^{-2}.K^{-1}$		
Q	Puissance, W		
R	Résistance thermique, $m^2.K.W^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
r	Variable d'espace, m	α	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
s	Variable de Laplace, s^{-1}	β	Variable de Hankel
S	Surface, m^2	φ	Densité de flux, $W.m^{-2}$
T	Température, K	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
t	Temps, s	ψ	Impédance thermique adimensionnelle
		θ	Différence de températures, K

1. Introduction

La température joue un rôle important dans le comportement des composants électroniques. En effet, ces derniers sont de plus en plus miniaturisés tout en recevant des puissances de plus en plus accrues. Leur auto échauffement se traduit par une réduction de leur durée de vie et de leur fiabilité. La recherche de solutions technologiques à même d'assurer un refroidissement efficace constitue un enjeu industriel de grande envergure. Le refroidissement des composants peut être réalisé entre autres par la mise en contact avec un support (substrat) solide refroidi. La qualité et l'architecture du contact, d'une part, le choix des matériaux, d'autre part, sont alors les éléments déterminants dans l'efficacité du refroidissement.

L'objet du travail présenté est l'étude thermique en régime transitoire d'un composant électronique en contact avec un substrat. Une méthode de calcul a été développée à cet effet. Elle combine la résolution de l'équation du bilan énergétique du composant avec la résolution de l'équation de la conduction dans le substrat, dans l'espace de Laplace. Les équations tiennent compte du caractère imparfait du contact composant-substrat (micro-constriction) et

de la macro-constriction liée aux faibles dimensions du composant vis-à-vis de celles du substrat.

Nous résolvons par voie analytique le problème d'une source de chaleur circulaire uniforme sur un milieu semi-infini afin de mieux apprécier les phénomènes de constriction. Nous donnons ensuite les expressions analytiques de l'impédance thermique du substrat pour différentes configurations géométriques. Enfin nous présentons et commentons les résultats pour une configuration donnée.

2. Description du problème

Considérons un composant électronique, en contact avec un substrat selon le schéma de la Figure 1. A l'instant initial, le système est à la température T_∞ . La puissance Q qu'il dissipe est évacuée par convection Q_{cv} (on suppose le rayonnement linéarisé) sur la face supérieure et les surfaces latérales S_{cv} , et par conduction Q_{cd} dans le substrat à travers la face inférieure S_{cd} .

En considérant le composant comme un milieu à température uniforme (T_c) nous écrivons l'équation de conservation de l'énergie sous la forme :

$$\rho_c C_{p,c} V_c \frac{d\theta_c(t)}{dt} = Q(t) - Q_{cv}(t) - Q_{cd}(t) \quad (1)$$

avec :

$$\theta_c(t) = T_c(t) - T_\infty, \quad Q_{cv}(t) = h S_{cv} \theta_c(t) \quad (2)$$

Le contact entre les deux solides n'est pas parfait à cause de leurs défauts de surface : planéité, rugosité du 1^{er} et second ordre ... (Figure 2). Ainsi, à l'interface des deux solides apparaît le phénomène de constriction thermique. Il se traduit par une déformation des lignes de flux de chaleur à l'échelle des aspérités (micro-constriction). Par ailleurs, du fait des faibles dimensions du composant devant celles du substrat, on voit apparaître le même phénomène mais à une échelle plus importante ; celle du composant (macro-constriction).

Le phénomène de constriction est modélisé par un paramètre intrinsèque. En régime stationnaire on parle d'une résistance thermique de constriction souvent notée R . Des solutions analytiques ont été développées dans la littérature, dans le but de calculer R en fonction de la géométrie du contact et des conditions aux limites (e.g., Bardon [1], Cooper et al.[2], Yovanovich [3], Beck [4], Degiovanni et al. [5], Tio and Sadhal [6]). En régime transitoire on parle d'impédance thermique de constriction, elle est notée Z .

3. Etude de la constriction en régime transitoire

Pour étudier l'influence des phénomènes de constriction sur l'évolution de la température du composant, nous considérons une source de chaleur circulaire, de rayon a , placée sur un milieu semi infini de conductivité thermique k , de diffusivité thermique α et de température de référence T_∞ et nous cherchons une expression de l'impédance thermique de constriction. On définit cette impédance sous forme adimensionnelle $\psi(t^*) = Z(t^*)/k\sqrt{\pi a^2}$ avec $Z(t^*) = \bar{\theta}(z=0, t^*)/\bar{\varphi}(t^*)$ et $\bar{\theta}(z=0, t^*) = \bar{T}(z=0, t^*) - T_\infty$. Les termes $\bar{T}(z=0, t^*)$ et $\bar{\varphi}(t^*)$ sont respectivement la température moyenne et la densité moyenne de flux sur l'aire le contact et t^* est le temps adimensionné tel que : $t^* = t\alpha/a^2$.

Les équations qui gouvernent la diffusion dans le substrat s'écrivent :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \theta(r, z, t) &= \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta(r, z, t)}{\partial t}, \quad \theta(r, z, t=0) = 0, \quad \theta(r \rightarrow \infty, z, t) = 0, \\ \frac{\partial \theta(r=0, z, t)}{\partial r} &= 0, \quad -k \frac{\partial \theta(r, z=0, t)}{\partial z} = \begin{cases} \varphi(r, t) & \text{pour } r \leq a \\ 0 & \text{pour } a < r < \infty \end{cases}, \quad \theta(r, z \rightarrow \infty, t) = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Pour résoudre ce problème, nous appliquons au système (3) la transformée infinie de Hankel suivant la direction r puis la transformée de Laplace, tel que :

$$X(\beta) = \int_0^\infty X(r) J_0(\beta r) r dr, \quad X(s) = \int_0^\infty X(t) e^{-st} dt \quad (4)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre 0.

Le système à résoudre devient simple. Sa solution est donnée par l'expression suivante:

$$\theta(\beta, z, s) = \frac{\varphi(\beta, s)}{k \sqrt{\beta^2 + \frac{s}{\alpha}}} e^{-\sqrt{\beta^2 + \frac{s}{\alpha}} z} \quad (5)$$

En considérant le cas particulier d'une source de chaleur uniforme, le flux $\varphi(\beta, s)$ s'exprime alors sous la forme :

$$\varphi(\beta, s) = \frac{\varphi_0(s) a}{\beta} J_1(\beta a) \quad (6)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre 1.

Et appliquant la transformé inverse de Laplace et la transformée inverse de Hankel, nous déterminons une expression explicite exacte de l'impédance thermique de constriction adimensionnelle $\psi(t^*)$ sous la forme :

$$\psi(t^*) = \frac{8}{3\pi^{3/2}} + \frac{2\sqrt{t^*}}{\pi} \left[1 - \frac{e^{-\frac{1}{2t^*}}}{3} \left\{ \left(3 + \frac{2}{t^*} \right) I_0\left(\frac{1}{2t^*}\right) + \left(1 + \frac{2}{t^*} \right) I_1\left(\frac{1}{2t^*}\right) \right\} \right] \quad (7)$$

où I_0 et I_1 sont les fonctions de Bessel modifiées de 1^{ère} espèce respectivement d'ordre 0 et 1. Cette solution est en accord avec la solution connue en régime permanent, puisque $\psi(t^* \rightarrow \infty) = 8/3\pi^{3/2} \approx 0,4789$

L'évolution de l'impédance thermique normalisé $\psi(t^*) / \psi(t^* \rightarrow \infty)$, comme fonction du temps adimensionné t^* est tracée sur la Figure 4. Nous notons qu'elle augmente rapidement quand t^* varie de 0 à environ 1 puis lentement au delà. On note aussi que le phénomène de constriction est établi à 90% de la valeur asymptotique lorsque $t^* \approx 10$. Cette limite correspond à un temps très petit (de l'ordre de la seconde) pour une aspérité de l'ordre du μm , c'est à dire pour un phénomène de micro constriction. Quand l'échelle devient grande, c.à.d. le paramètre géométrique a est de l'ordre du cm ce temps atteint environ la dizaine de secondes.

Compte tenu de ces résultats, il ne semble pas nécessaire de tenir compte du caractère transitoire de la micro-constriction dans la mesure où elle s'établit beaucoup plus vite que la macro-constriction. Ainsi dans cette étude nous modéliserons le phénomène de micro-constriction par une résistance thermique de contact R_{TC} . Le phénomène de macro-constriction sera quand à lui modélisé par une impédance thermique Z .

4. Expression de la température du composant

Ainsi, nous exprimons la puissance évacuée par conduction Q_{cd} dans le domaine de Laplace par :

$$Q_{cd}(s) = \frac{S_{cd}\theta_c(s)}{R_{TC} + Z(s)} \quad (8)$$

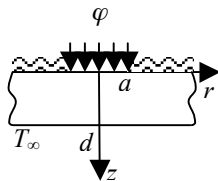
En reportant cette expression dans l'équation (1) nous pouvons par suite exprimer l'élévation de température du composant θ_c par :

$$\theta_c(s) = \frac{Q(s)}{\rho_c c_c V_c s + h S_{cv} + \frac{S_{cd}}{R_{TC} + Z(s)}} \quad (9)$$

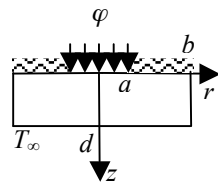
Connaissant les expressions de $Q(s)$ et $Z(s)$ on peut trouver la température du composant $T_c(t)$ en appliquant la transformé inverse de Laplace à l'équation(9). Dans la littérature on trouve des algorithmes d'inversion numérique de la transformée de Laplace comme par exemple ceux basés sur la méthode des séries de Fourier ou sur le développement des fonctions de Laguerre. Nous retenons l'algorithme développé par Abate et Valko [7] qui reprend la méthode de Talbot. Celle-ci consiste à déformer les contours standard de l'inversion intégrale de Bromwich. Elle permet de calculer la température à un instant t donné.

5. Expressions de l'impédance thermique Z

Pour le calcul de θ_c nous avons établi différentes expressions de $Z(s)$ selon la géométrie du composant et du substrat et selon les conditions aux limites choisies pour le substrat. Nous donnons ci-dessous, à titre d'exemple, des expressions de l'impédance thermique adimensionnée $\psi(s^*) = Z(s^*)/k(\pi a^2)^{1/2}$ en fonction de la variable adimensionnelle de Laplace $s^* = a^2 s / \alpha$ pour deux configurations où le flux surfacique est uniforme et constant et le substrat est d'épaisseur finie et de rayon infini ou fini. Dans ces deux cas, la démarche de calcul de $Z(s)$ est la même que celle présentée au paragraphe 3.



$$\psi(s^*) = \frac{1}{\left(\frac{a^2}{d^2} + s^*\right)\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{a^2}{d^2} + s^*} + L_1\left(2\sqrt{\frac{a^2}{d^2} + s^*}\right) - I_1\left(2\sqrt{\frac{a^2}{d^2} + s^*}\right) \right] \quad (10)$$



$$\psi(s^*) = \frac{4}{ab^2\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(\beta_n a)}{\beta_n^2 \sqrt{\beta_n^2 + \frac{s^*}{a^2}} J_0^2(\beta_n b)} \tanh\left(\sqrt{\beta_n^2 + \frac{s^*}{a^2}} d\right) \quad (11)$$

où L_1 est la fonction de Struve modifiée d'ordre 1 et β_n sont les racines de $J_0'(\beta_n b) = 0$.

6. Résultats

Nous présentons les résultats obtenus pour un composant de forme cylindrique, de rayon a et d'épaisseur e dissipant une puissance uniforme sur un milieu semi infini (les dimensions du composant sont supposées faibles devant celles du substrat). Cette configuration correspond à l'impédance thermique donnée par l'équation (7). Nous effectuons les calculs pour différentes valeurs : (i) de la résistance de contact R_{TC} (de 10^{-2} à 10^{-6} m².K/W), (ii) du coefficient de convection h (de 0 à 60 W/m².K) et (iii) du rayon du composant. La puissance dissipée est

prise égale à $10W$ (dans le cas du flux uniforme la température est proportionnelle à cette valeur).

Pour fixer les idées, on précise que $R_{TC} = 10^{-2}$ et $R_{TC} = 10^{-6}$ correspondent à la résistance thermique d'une lame d'air respectivement de $250 \mu m$ et $25 nm$ d'épaisseur.

Dans le Tableau 1, on donne les propriétés thermophysiques du composant et du substrat adoptées pour les calculs.

Milieu	ρ ($kg.m^{-3}$)	k ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	C_p ($J.K^{-1}.kg^{-1}$)
Composant (Si)	2329	130	700
Substrat (Al_2O_3)	3965	35	730

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des matériaux

La figure 5 présente le thermogramme d'un composant de diamètre $a = 1mm$ et d'épaisseur $e = 1mm$ pour différentes valeurs de la résistance thermique de contact. Le coefficient de convection h est fixé à $30 W.m^{-2}.K^{-1}$. Comme on pouvait le prévoir, plus la résistance de contact est faible, meilleur est le refroidissement du composant. L'effet de la R_{TC} est significatif tant en terme d'établissement du régime thermique qu'en celui du niveau des températures atteintes. La Figure 6 correspond au même composant, mais cette fois-ci en fixant R_{TC} à $10^{-4} m^2.K.W^{-1}$ et en faisant varier la valeur du coefficient de convection h . Là aussi on obtient un résultat tout à fait cohérent ; plus le coefficient h est grand meilleur est le refroidissement. La Figure 7 présente le thermogramme de différentes géométries du composant, nous avons fixé l'épaisseur e à $1mm$ et fait varier le rayon a de 1 à 15 mm. Le coefficient d'échange par convection h est fixé à $30 W.m^{-2}.K^{-1}$ et la résistance de contact R_{TC} à $10^{-6} m^2.K.W^{-1}$. Ce graphique montre que plus le rayon du composant est grand, plus la surface d'échange avec le substrat et l'environnement est grande et meilleur est le refroidissement.

7. Conclusion

Nous avons développé dans cet article une méthode analytique de calcul de la température transitoire d'un composant électronique déposé sur son substrat. La solution proposée tient compte du caractère imparfait du contact composant/substrat. Elle est facile et rapide à mettre en œuvre. Son principe peut s'étendre à d'autres types de géométries et de conditions aux limites. La puissance dissipée dans le composant, supposée constante dans cette étude, peut être considérée variable.

Références

1. J.P. Bardon, *Contribution à l'étude de la résistance thermique de contact*,. 1965, Université de Poitiers, France.
2. M.G. Cooper, B.B.M., M.M. Yovanovich, *Thermal Contact Conductance*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1969. **17**: p. 205-214.
3. M.M. Yovanovich, *General Expression for Circular Constriction Resistances for Arbitrary Flux Distribution*, in *AIAA 13th Aerospace Sciences Meeting*. 1976: Pasadena, California.
4. J.V. Beck, *Effects of multiple Sources in the Contact Conductance Theory*. ASME Journal Heat Transfer, 1979. **101**: p. 132-136.
5. A. Degiovanni, C.M., *Thermal Contact Resistance in Steady Regime. Influence of Contact Shape*. Revue Générale de Thermique, 1989. **334**: p. 557-563.
6. K.K. Tio, S.S.S., *Thermal Constriction Resistance: Effects of Boundary Conditions and Contact Geometries*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1992. **35**: p. 1533-1544.
7. J. Abate, P.P.V., *Multi-precision Laplace transform inversion*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2004. **60**.: p. 979-993.

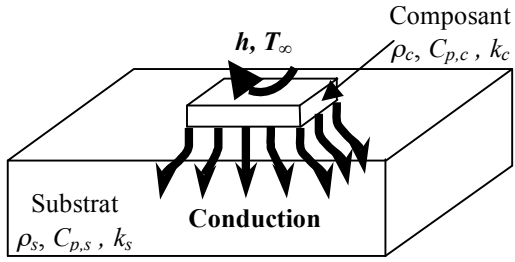


Figure 1 : Géométrie du problème

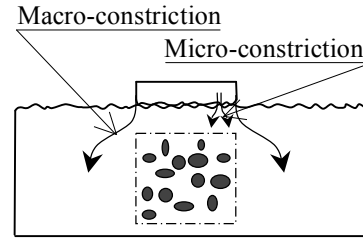


Figure 2 : Contact imparfait : déformation des lignes de flux

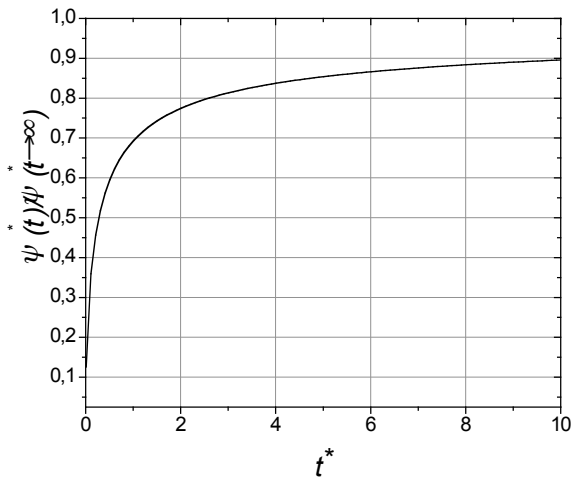


Figure 4 : Impédance thermique adimensionnée normalisée

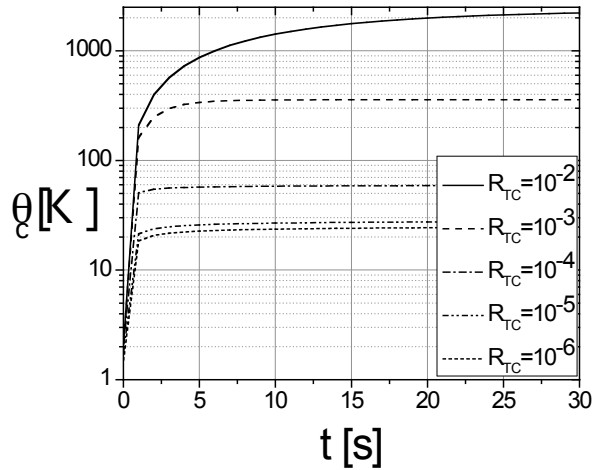


Figure 5 : Thermogramme pour différents R_{TC}

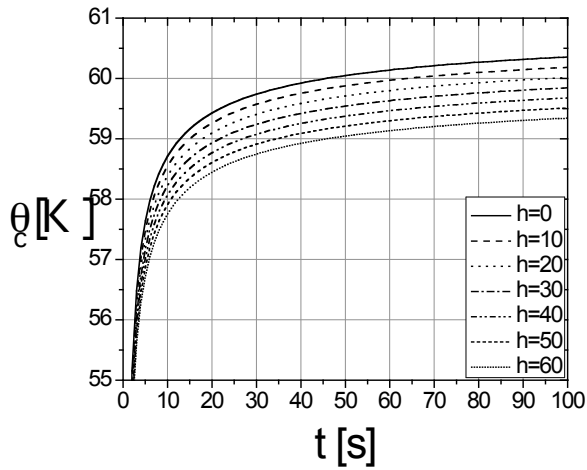


Figure 6 : Thermogramme pour différents h

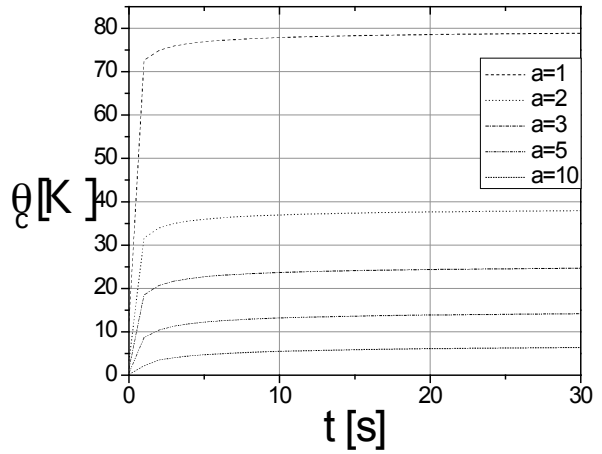


Figure 7 : Thermogramme pour différents a