

# Mesure de coefficient d'échange thermique en milieux hétérogènes par thermographie infrarouge

## Application d'un modèle à deux températures

Laurianne Ramond, Jean-Christophe Batsale, Claire Gobbé\*

Laboratoire Énergétique et phénomènes de transfert, Ura CNRS 873,  
 Esplanade des Arts-et-Métiers, 33405 Talence cedex, France

(Reçu le 6 mars 1998, accepté le 3 décembre 1998)

*Abridged English version at the end of the text*

**Abstract — Measurement of the macroscopic heat transfer coefficient in heterogeneous media by infrared thermography. A two-temperature model application.** In this paper, a two-equation model is used to describe macroscopic heat transfer in heterogeneous media (porous media, composite materials, etc.) when there is local thermal non-equilibrium between the two constitutive phases. Such macroscopic models involve a heat exchange coefficient between the phases. The objective of this study is to propose an experimental methodology to measure this heat transfer coefficient. The experimental technique proposed here is based on the analysis of infrared images obtained from 2D, periodic, two-phase materials submitted to an instantaneous heat pulse. An integral transformation of the macroscopic transfer equations, taking into account the parietal heat exchange with the surroundings leads to a simple analytical expression between the macroscopic temperatures relative to each phase. From the temporal experimental evolution of these macroscopic temperatures, it is possible to estimate three independent parameters, and to separate the parietal exchange from the exchange between the two phases. This approach has been validated by the comparison of experimental results and theoretical values. © Elsevier, Paris.

**heterogeneous media / local thermal non-equilibrium / heat transfer coefficient / parameters estimation / infrared thermography**

**Résumé —** Pour décrire le transfert thermique dans les milieux hétérogènes (milieux poreux, composites, etc.) lorsque les phases constitutives ne sont pas en équilibre thermique local, on a recours à un modèle à deux températures, dans lequel est défini un coefficient d'échange macroscopique entre phases. L'objectif de cette étude est de proposer une méthodologie de mesure de ce coefficient d'échange. Expérimentalement, un milieu périodique diphasique mince bidimensionnel est soumis à une impulsion thermique de courte durée et l'évolution temporelle du champ thermique généré par cette sollicitation est enregistrée par thermographie infrarouge. Une transformation intégrale des équations de transfert macroscopiques prenant en compte les échanges convectifs avec le milieu ambiant conduit à une relation analytique simple entre les températures macroscopiques relatives à chaque phase. Cette relation permet, par une méthode d'optimisation appropriée, d'estimer à partir des champs de température expérimentaux trois paramètres indépendants, dans lesquels interviennent séparément les échanges pariétaux et les échanges macroscopiques entre phases. Cette approche est validée par comparaison entre les valeurs théoriques attendues et les valeurs expérimentales obtenues. © Elsevier, Paris.

**milieux hétérogènes / non-équilibre thermique local / coefficient d'échange / estimation de paramètres / thermographie infrarouge**

### Nomenclature

$A$	surface extérieure de la cellule élémentaire . . . . .	$m^2$	$a_v h$	coefficient volumique d'échange . . . . .	$W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$
$A_{12}$	surface de l'interface 1-2 . . . . .	$m^2$	$b_{ij}$	solutions des problèmes de fermeture I et II . . . . .	$m$
			$B$	vecteur des paramètres	
			$c_i$	capacité thermique massique de la phase $i$ . . . . .	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
			$e$	épaisseur de l'échantillon . . . . .	$m$
			$E$	émissivité	
			$h_{\infty i}$	coefficient d'échange convectif de la phase $i$ . . . . .	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$

\* Correspondance et tirés à part.  
 gobbé@lept-ensam.u-bordeaux.fr

Cet article fait suite à une communication présentée par les auteurs aux 8<sup>es</sup> JITH qui se sont tenues à Marseille du 7 au 10 juillet 1997.

$k_i$	conductivité thermique de la phase $i$	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$K_{11}$	tenseur de conductivité associé à $\nabla \langle T_1 \rangle_m^1$ dans la phase 1	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$K_{12}$	tenseur de conductivité associé à $\nabla \langle T_2 \rangle_m^1$ dans la phase 1	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$K_{21}$	tenseur de conductivité associé à $\nabla \langle T_1 \rangle_m^2$ dans la phase 2	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$K_{22}$	tenseur de conductivité associé à $\nabla \langle T_2 \rangle_m^2$ dans la phase 2	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$\ell_i$	longueur caractéristique associée à la phase $i$	m
$m$	fonction de pondération	
$n_{12}$	normale sortante de 1 vers 2	
$n_{ext}$	normale sortante de la cellule unitaire	
$p$	variable de Laplace	$s^{-1}$
$r$	vecteur position	
$R$	vecteur expérimental du rapport des températures transformées	
$s_i$	solutions du problème de fermeture III	
$t$	temps caractéristique	s
$t_c$	temps caractéristique relatif aux échanges convectifs	s
$t_f$	temps caractéristique relatif à la diffusion dans l'épaisseur	s
$t_p$	temps caractéristique relatif aux échanges entre phases	s
$T_i$	température locale de la phase $i$	K
$T_{i0}$	température initiale de la phase $i$	K
$\langle T_i \rangle_m^i$	température moyenne intrinsèque de la phase $i$	K
$\tilde{T}_i$	déviations de $T_i$ par rapport à $\langle T_i \rangle_m^i$	K
$x, y, z$	variables d'espaces	m
$X$	matrice de sensibilité	

*Symboles grecs*

$\varepsilon_{im}$	fraction volumique de la phase $i$	
$\rho_i$	masse volumique de la phase $i$	$kg \cdot m^{-3}$
$\langle \theta_i \rangle$	transformée de Laplace de $\langle T_i \rangle_m^i - T_\infty$	K·s
$\sigma$	écart type	

**1. INTRODUCTION**

De nombreux auteurs [1, 2] utilisent un modèle à deux températures pour décrire à l'échelle macroscopique dans les milieux hétérogènes des situations où les phases constitutives ne sont pas en équilibre thermique local (échangeurs poreux, séchage convectif d'amas granulaires, etc.). Les auteurs utilisent, dans ce type de modèle, un coefficient d'échange thermique macroscopique entre les phases, dont une justification et une expression ont été données récemment grâce aux méthodes de prise de moyenne [3].

Le but de notre étude consiste à proposer une méthodologie expérimentale pour mesurer ce coefficient

d'échange. Pour résoudre ce type de problème, la thermographie infrarouge est un outil bien adapté, dans la mesure où l'acquisition d'un champ de température local bidimensionnel au cours du temps permet d'accéder au champ de températures macroscopiques.

La technique expérimentale proposée est donc basée sur l'analyse d'images infrarouges obtenues en réponse à une impulsion thermique instantanée sur un échantillon diphasique périodique 2D. La transformation intégrale (Laplace) des équations de transfert macroscopiques prenant en compte les échanges pariétaux convectifs conduit à une solution analytique simple de l'évolution des températures moyennes transformées. Cette situation expérimentale permet d'estimer 3 paramètres indépendants permettant de séparer l'échange pariétal de l'échange entre phases. Notre démarche est validée en comparant les résultats expérimentaux avec les valeurs théoriques attendues.

**2. PRINCIPE EXPÉRIMENTAL**

Le processus expérimental est le suivant : un milieu hétérogène périodique bidimensionnel (figure 1) est soumis à une impulsion thermique instantanée à l'aide d'un flash uniforme. L'évolution temporelle du champ thermique généré par cette sollicitation est enregistrée par une caméra infrarouge Avio TVS 2000. Elle est équipée d'une barrette de 10 détecteurs photoconductifs InSb de bande spectrale 3,5–6,6  $\mu m$ , qui sont refroidis par un dispositif de détente Joule-Thomson.

Le dispositif de la caméra numérise le signal sur 12 bits. Les trames infrarouges constituées de 100 lignes de 256 pixels sont stockées en temps réel dans le moniteur, à raison de 30 trames par seconde. Ensuite elles sont sauvegardées sur un disque optique, en vue d'un traitement ultérieur sur ordinateur.

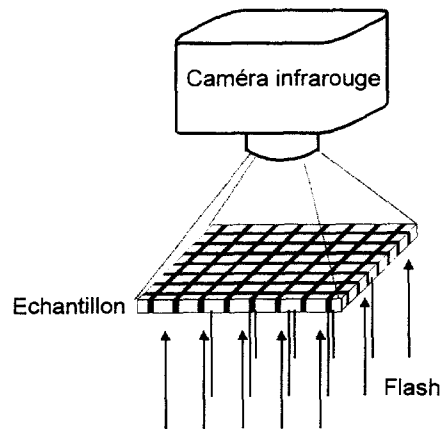


Figure 1. Schéma du montage expérimental.  
Figure 1. Experimental setup.



La caméra vise le centre de l'échantillon et le zoom n'enregistre les températures que sur une zone très restreinte par rapport aux dimensions de l'échantillon. En conséquence, les effets de bord sont négligés.

Compte tenu des différences de capacité thermique volumique et de transparence à l'impulsion du flash des deux phases constituant le milieu, un déséquilibre local de température est observé à l'instant initial. Ce déséquilibre thermique local persiste sur un intervalle de temps relativement court, mais suffisant pour permettre de développer une méthodologie de traitement de ce signal à l'aide d'un modèle à deux températures et d'identifier ainsi le coefficient d'échange macroscopique. Compte tenu du fait que l'échantillon n'est pas isolé, les échanges convectifs avec le milieu ambiant doivent être pris en compte dans le modèle macroscopique.

### 3. MODÈLE À DEUX TEMPÉRATURES DANS UN CAS 2D AVEC PERTES LATÉRALES

Notre but est d'appliquer la technique de prise de moyenne pour décrire à l'échelle macroscopique le problème de transfert local décrit par la *figure 1* et assimilable à un problème d'ailette. Au niveau de la cellule élémentaire (*figure 2*), les équations de transfert locales s'écrivent sous la forme :

– dans la phase 1

$$k_1 \nabla^2 T_1 - \frac{2h_{\infty 1}}{e} (T_1 - T_{\infty}) = (\rho c)_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad (1a)$$

– dans la phase 2

$$k_2 \nabla^2 T_2 - \frac{2h_{\infty 2}}{e} (T_2 - T_{\infty}) = (\rho c)_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad (1b)$$

– sur  $A$

$$\mathbf{n}_{\text{ext}} \cdot k_1 \nabla T_1 = 0 \quad (1c)$$

– sur  $A_{12}$

$$\mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla T_1 = \mathbf{n}_{12} \cdot k_2 \nabla T_2 \text{ et } T_1 = T_2 \quad (1d)$$

– à  $t = 0$

$$T_1(x, y) = T_{10}; \quad T_2(x, y) = T_{20} \quad (1e)$$

Pour chaque phase, le coefficient d'échange convectif  $h_{\infty i}$  est constant. De plus, la température est supposée uniforme dans le sens transversal  $Oz$  (hypothèse d'ailette). Par conséquent, la prise de moyenne est effectuée sur un milieu périodique bidimensionnel constitué d'une juxtaposition de cellules élémentaires identiques à celle décrite par la *figure 2*. Le milieu étudié satisfait donc ainsi aux hypothèses de séparation d'échelle spatiale associées à la prise de moyenne.

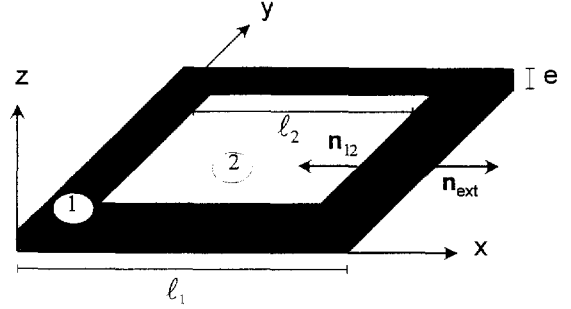


Figure 2. Schéma d'une cellule élémentaire.

Figure 2. Unit cell schema.

La description macroscopique proposée [3] est basée sur des convolutions spatiales conduisant à l'introduction de températures moyennes associées aux phases 1 et 2, notées respectivement  $\langle T_1 \rangle_m^1$  et  $\langle T_2 \rangle_m^2$ , telles que :

$$T_1 = \gamma_1 \langle T_1 \rangle_m^1 + \tilde{T}_1; \quad T_2 = \gamma_2 \langle T_2 \rangle_m^2 + \tilde{T}_2 \quad (2)$$

où  $\gamma_i$  est l'indicatrice de phase [3].

Dans le cas où il n'y a pas d'équilibre thermique local entre phases, la prise de moyenne des équations locales (1) conduit au problème macroscopique à deux températures suivant :

$$\begin{cases} \varepsilon_{1m}(\rho c)_1 \frac{\partial \langle T_1 \rangle_m^1}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{K}_{11} \cdot \nabla \langle T_1 \rangle_m^1 + \mathbf{K}_{12} \cdot \nabla \langle T_2 \rangle_m^2) \\ \quad - a_v h (\langle T_1 \rangle_m^1 - \langle T_2 \rangle_m^2) - \frac{2\varepsilon_{1m} h_{\infty 1}}{e} (\langle T_1 \rangle_m^1 - T_{\infty}) \\ \varepsilon_{2m}(\rho c)_2 \frac{\partial \langle T_2 \rangle_m^2}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{K}_{21} \cdot \nabla \langle T_1 \rangle_m^1 + \mathbf{K}_{22} \cdot \nabla \langle T_2 \rangle_m^2) \\ \quad - a_v h (\langle T_2 \rangle_m^2 - \langle T_1 \rangle_m^1) - \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{e} (\langle T_2 \rangle_m^2 - T_{\infty}) \end{cases} \quad (3)$$

où  $\mathbf{K}_{11}$ ,  $\mathbf{K}_{12}$ ,  $\mathbf{K}_{21}$  et  $\mathbf{K}_{22}$ , tenseurs de conductivités macroscopiques, et  $a_v h$ , coefficient d'échange macroscopique entre les deux phases, s'expriment par :

$$\mathbf{K}_{11} = k_1 (\varepsilon_{1m} \mathbf{I} + m * (\mathbf{n}_{12} \mathbf{b}_{11} \delta_{12})) \quad (4a)$$

$$\mathbf{K}_{12} = k_1 m * (\mathbf{n}_{12} \mathbf{b}_{12} \delta_{12}) \quad (4b)$$

$$\mathbf{K}_{22} = k_2 (\varepsilon_{2m} \mathbf{I} + m * (\mathbf{n}_{21} \mathbf{b}_{22} \delta_{12})) \quad (4c)$$

$$\mathbf{K}_{21} = k_2 m * (\mathbf{n}_{21} \mathbf{b}_{21} \delta_{21}) \quad (4d)$$

$$a_v h = m * (\mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla s_1 \delta_{12}) = -m * (\mathbf{n}_{21} \cdot k_1 \nabla s_1 \delta_{12}) \quad (4e)$$

Un raisonnement analogue à celui mené par Quintard et Whitaker, 1993 [3], pour un milieu sans pertes pariétales, conduit à la formulation de trois problèmes de fermeture, dont les vecteurs  $\mathbf{b}_{11}$ ,  $\mathbf{b}_{12}$ ,  $\mathbf{b}_{21}$ ,  $\mathbf{b}_{22}$ , et les fonctions scalaires  $s_1$  et  $s_2$  sont solutions, soit

– problème I :

dans l'acier

$$k_1 \nabla^2 \mathbf{b}_{11} = \varepsilon_{1m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla \mathbf{b}_{11} \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 1}}{e} \mathbf{b}_{11} \quad (5a)$$

dans la résine

$$k_2 \nabla^2 \mathbf{b}_{21} = \varepsilon_{2m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{21} \cdot k_2 \nabla \mathbf{b}_{21} \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 2}}{e} \mathbf{b}_{21} \quad (5b)$$

sur  $A_{12}$

$$\mathbf{b}_{11} = \mathbf{b}_{21} \text{ et } \mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla \mathbf{b}_{11} + \mathbf{n}_{12} k_1 = \mathbf{n}_{12} \cdot k_2 \nabla \mathbf{b}_{21} \quad (5c)$$

$$\mathbf{b}_{11}(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = \mathbf{b}_{11}(\mathbf{r}), \mathbf{b}_{21}(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = \mathbf{b}_{21}(\mathbf{r}) \quad i = 1, 2, 3 \quad (5d)$$

$$m * \mathbf{b}_{11} = 0, \quad m * \mathbf{b}_{21} = 0 \quad (5e)$$

- problème II :

dans l'acier

$$k_1 \nabla^2 \mathbf{b}_{12} = \varepsilon_{2m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla \mathbf{b}_{12} \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 1}}{e} \mathbf{b}_{12} \quad (6a)$$

dans la résine

$$k_2 \nabla^2 \mathbf{b}_{22} = \varepsilon_{2m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{21} \cdot k_2 \nabla \mathbf{b}_{22} \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 2}}{e} \mathbf{b}_{22} \quad (6b)$$

sur  $A_{12}$

$$\mathbf{b}_{12} = \mathbf{b}_{22} \text{ et } \mathbf{n}_{12} \cdot k_2 \nabla \mathbf{b}_{22} + \mathbf{n}_{12} k_2 = \mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla \mathbf{b}_{12} \quad (6c)$$

$$\mathbf{b}_{\beta\sigma}(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = \mathbf{b}_{\beta\sigma}(\mathbf{r}), \mathbf{b}_{\sigma\sigma}(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = \mathbf{b}_{\sigma\sigma}(\mathbf{r}) \quad i = 1, 2, 3 \quad (6d)$$

$$m * \mathbf{b}_{12} = 0, \quad m * \mathbf{b}_{22} = 0 \quad (6e)$$

- problème III :

dans l'acier

$$k_1 \nabla^2 s_1 = \varepsilon_{1m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla s_1 \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 1}}{e} s_1 \quad (7a)$$

dans la résine

$$k_2 \nabla^2 s_2 = \varepsilon_{2m}^{-1} m * (\mathbf{n}_{21} \cdot k_2 \nabla s_2 \delta_{12}) + \frac{2h_{\infty 2}}{e} s_2 \quad (7b)$$

sur  $A_{12}$

$$s_1 = 1 + s_2 \text{ et } \mathbf{n}_{12} \cdot k_2 \nabla s_2 = \mathbf{n}_{12} \cdot k_1 \nabla s_1 \quad (7c)$$

$$s_1(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = s_1(\mathbf{r}), s_2(\mathbf{r} + \mathbf{l}_i) = s_2(\mathbf{r}) \quad i = 1, 2, 3 \quad (7d)$$

$$m * s_1 = 0, \quad m * s_2 = 0 \quad (7e)$$

Dans le cas général, la prise en compte des échanges convectifs entre le milieu et son environnement augmente la complexité des équations macroscopiques (3) du fait de l'introduction de deux paramètres supplémentaires, à savoir  $2\varepsilon_{1m} h_{\infty 1}/e$  et  $2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}/e$ . Ceci étant, compte tenu de la situation expérimentale décrite par la *figure 1* et sous réserve que les dimensions caractéristiques de chaque phase soient suffisamment petites pour que l'hypothèse d'accommodation thermique soit

vérifiée au sein de chacune des phases, les termes diffusifs dans les équations macroscopiques peuvent être négligés et seul le coefficient  $a_v h$  reste à déterminer. On évite ainsi la prise en compte des paramètres de diffusion macroscopique  $\mathbf{K}_{11}, \mathbf{K}_{12}, \mathbf{K}_{21}, \mathbf{K}_{22}$ ; les équations macroscopiques se réduisent alors à :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1m}(\rho c)_1 \frac{\partial \langle T_1 \rangle_m^1}{\partial t} \\ = -a_v h (\langle T_1 \rangle_m^1 - \langle T_2 \rangle_m^2) - \frac{2\varepsilon_{1m} h_{\infty 1}}{e} (\langle T_1 \rangle_m^1 - T_\infty) \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2m}(\rho c)_2 \frac{\partial \langle T_2 \rangle_m^2}{\partial t} \\ = -a_v h (\langle T_2 \rangle_m^2 - \langle T_1 \rangle_m^1) - \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{e} (\langle T_2 \rangle_m^2 - T_\infty) \end{aligned} \quad (8b)$$

avec comme conditions initiales :  $\langle T_i \rangle_m^i = T_{i0}, i = 1, 2$ .

La méthode d'estimation développée par la suite a donc pour objectif essentiel la détermination du coefficient d'échange thermique entre phases  $a_v h$ .

#### 4. MÉTHODE D'ESTIMATION

La méthode d'estimation proposée est basée sur l'écriture d'une relation entre les températures moyennes intrinsèques, déduite de la transformation des équations macroscopiques dans l'espace de Laplace [4].

Soit  $\langle \theta_i \rangle$  la transformée de Laplace de l'élévation de température moyenne définie par :

$$\langle \theta_i \rangle = \int_0^{+\infty} \exp(-pt) (\langle T_i \rangle_m^i(t) - T_\infty) dt \quad (9)$$

L'équation (8b) transformée dans l'espace de Laplace peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2m}(\rho c)_2 (p \langle \theta_2 \rangle - T_{20} + T_\infty) \\ = -a_v h (\langle \theta_2 \rangle - \langle \theta_1 \rangle) - \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{e} \langle \theta_2 \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \langle \theta_1 \rangle = \left( 1 + \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{a_v h e} + \frac{\varepsilon_{2m}(\rho c)_2}{a_v h} p \right) \langle \theta_2 \rangle \\ - \left( \frac{\varepsilon_{2m}(\rho c)_2}{a_v h} (T_{20} - T_\infty) \right) \end{aligned} \quad (11)$$

Si l'on définit les trois paramètres,  $B_1, B_2$  et  $B_3$  tels que :

$$\begin{aligned} B_1 &= 1 + \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{a_v h e}, \\ B_2 &= \frac{(\rho c)_2 \varepsilon_{2m}}{a_v h}, \\ B_3 &= - \left( \frac{(\rho c)_2 \varepsilon_{2m}}{a_v h} (T_{20} - T_\infty) \right) \end{aligned} \quad (12)$$

la relation (11) se traduit encore sous la forme :

$$\frac{\langle \theta_1 \rangle}{\langle \theta_2 \rangle} = (B_1 + B_2 p) + \frac{B_3}{\langle \theta_2 \rangle} \quad (13)$$

L'équation (13) peut aussi s'écrire sous forme matricielle, soit :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ \vdots \\ R_i \\ \vdots \\ R_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & p_1 & 1/\langle \theta_2(p_1) \rangle \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & p_i & 1/\langle \theta_2(p_i) \rangle \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & p_N & 1/\langle \theta_2(p_N) \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} \quad \text{ou bien } \mathbf{R} = \mathbf{X} \mathbf{B} \quad (14)$$

où  $\mathbf{R}$  est le vecteur expérimental qui représente  $\frac{\langle \theta_1 \rangle}{\langle \theta_2 \rangle}$  pour différentes valeurs de la variable de Laplace  $p$ ,  $\mathbf{X}$  est la matrice de sensibilité et  $\mathbf{B}$  le vecteur paramètre. Le choix des valeurs de  $p$  doit permettre d'éviter une division par zéro aux temps courts et une erreur de troncature dans la transformation de Laplace aux temps longs [5].

Il est important de remarquer que l'échange entre phases, qui apparaît seul dans la définition de  $B_2$ , est, de fait, indépendant des échanges dus aux pertes latérales, d'où l'intérêt de la démarche expérimentale adoptée. De plus, pour identifier le paramètre  $B_2$ , il n'est pas nécessaire de connaître l'émissivité  $E$  de l'échantillon, pourvu qu'elle soit uniforme sur les deux phases. Seul le paramètre  $B_3$  est affecté par cette grandeur.

Ceci étant, on peut constater que  $B_1$ ,  $B_2$  et  $B_3$  sont indépendants, puisque les vecteurs composant  $\mathbf{X}$  sont indépendants [6]. En supposant que le bruit de mesure est non corrélé, d'écart type constant et à valeur moyenne nulle, compte tenu de la forme quasi linéaire de l'expression (13), une estimation grossière des paramètres par une méthode de moindres carrés linéaires peut être effectuée. Dans ce cas :

$$\mathbf{B} = (\mathbf{X}^t \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^t \mathbf{R} \quad (15)$$

Compte tenu du fait que ces hypothèses ne sont pas rigoureusement vérifiées, la première estimation déduite de la relation (15) sert en fait de jeu de paramètres initial dans un processus de minimisation itératif de type Nelder-Mead. Le critère que l'on minimise correspond à l'écart quadratique entre les valeurs expérimentales de  $\langle \theta_2 \rangle$  et les valeurs théoriques calculées par l'expression :

$$\langle \theta_2 \rangle = \frac{\langle \theta_1 \rangle - B_3}{B_1 + B_2 p} \quad (16)$$

Un exemple d'écart entre calcul théorique et résultats expérimentaux (courbe de résidus) sera donné au § 5. On pourra constater l'absence de biais, ce qui conforte ainsi la validité du modèle.

## 5. EXPÉRIENCE

### 5.1. Choix des échantillons

L'observation d'une situation de non équilibre thermique local a nécessité une analyse préalable des différents temps caractéristiques de l'expérience. L'expérience décrite dans le § 2 dépend en fait de trois temps caractéristiques associés aux différents processus de diffusion dans l'échantillon :

$t_f = \frac{e^2}{a_i}$ , temps caractéristique de diffusion dans le sens de l'épaisseur ;

$t_p = \frac{1}{a_v h} (\varepsilon_{1m} (\rho c)_1 + \varepsilon_{2m} (\rho c)_2)$ , temps caractéristique d'échange entre phases ;

$t_c = \frac{e_i}{h_i} (\varepsilon_{1m} (\rho c)_1 + \varepsilon_{2m} (\rho c)_2)$ , temps caractéristique relatif aux pertes latérales convectives.

Ces temps sont illustrés sur la figure 3. Pour respecter l'hypothèse de température uniforme dans le sens de l'épaisseur, utilisée au § 3, il convient que le temps  $t_f$  soit tel que  $t_f \ll t_p$ . De même, pour observer le non équilibre thermique local l'échantillon doit être bien isolé latéralement, de sorte que  $t_p \ll t_c$ .

C'est l'analyse de ces temps caractéristiques qui a orienté notre choix vers un milieu hétérogène constitué d'une plaque mince d'acier ( $e = 0,7$  mm) perforée et noyée dans une couche de résine de polyester. Les dimensions caractéristiques de la cellule élémentaire sont :  $\ell_1 = 4$  mm,  $\ell_2 = 2,5$  mm, soit  $\varepsilon_{2m} = 0,39$ . La résine recouvre entièrement le grillage, on peut ainsi supposer que l'émissivité du matériau est uniforme sur toute la surface de l'échantillon (hypothèse du § 4). La résine est faiblement transparente dans le visible (longueur d'onde du flash) et opaque dans l'infrarouge.

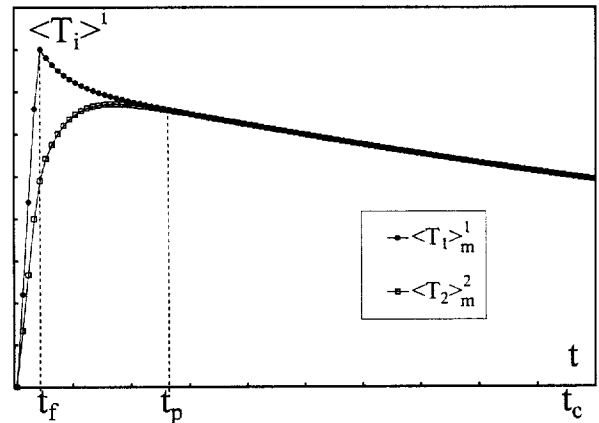


Figure 3. Illustration des ordres de grandeur des différents temps caractéristiques :  $t_f$ ,  $t_p$  et  $t_c$ .

Figure 3. Magnitude order of the heat transfer characteristic times:  $t_f$ ,  $t_p$  and  $t_c$ .

Compte tenu de ce choix, les temps caractéristiques  $t_f$ ,  $t_p$  et  $t_c$  sont ainsi de quelques dixièmes de seconde pour  $t_f$ , quelques secondes pour  $t_p$  et quelques dizaines de secondes pour  $t_c$ .

### 5.2. Traitement des images thermographiques

Au cours de l'expérience, on enregistre à intervalles réguliers le champ de température bidimensionnel dont on donne un exemple sur la *figure 4*. On obtient, en fait, un tableau de températures contenant  $100 \times 254$  valeurs, correspondant chacune à un pixel. Compte tenu des petites dimensions des échantillons utilisés, on utilise un objectif macro de focale 40 et chaque cellule élémentaire contient environ  $50 \times 80$  pixels.

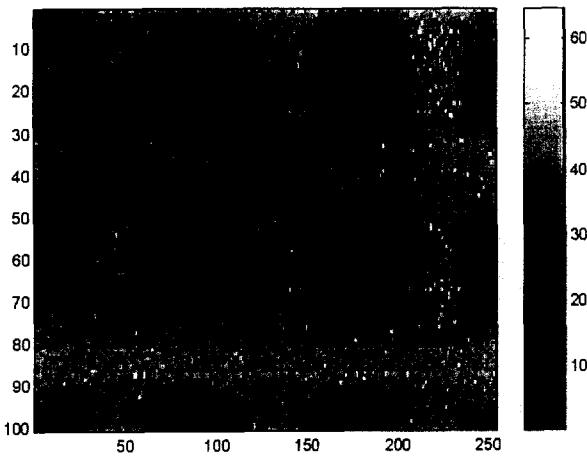


Figure 4. Image thermographique après le flash représentant un champ de température 2D aux temps très courts.

Figure 4. Smoothed image after the flash, representing a 2D temperature field after short times.

Pour pouvoir traiter ces données, il faut seuiller le milieu, c'est-à-dire déterminer à quelle phase appartient chaque pixel. Ce seuillage destiné à la discrimination des phases est réalisé aux temps très courts, ce qui assure un meilleur contraste entre les températures intrinsèques à chaque phase, le phénomène de diffusion entre les phases étant alors limité.

Les différentes étapes de ce traitement sont les suivantes :

- constitution d'une image «nette» en sommant 10 images correspondant à des temps courts; ceci permet de diminuer les effets du bruit de mesure de la caméra ;

- calcul du champ de température moyen sur l'ensemble du domaine, en effectuant une moyenne mobile basée sur la taille d'une cellule élémentaire, ce qui

permet d'évaluer l'uniformité de répartition d'énergie du flash ;

- soustraction du signal brut au signal lissé par la moyenne mobile ;

- réglage du seuillage de façon à ce que les fractions volumiques relatives à chaque phase soient respectées.

Le seuillage étant effectué, le calcul des températures moyennes intrinsèques à chaque phase peut être réalisé. La *figure 5* représente l'évolution temporelle de ces températures moyennes. On constate que les ordres de grandeur des temps caractéristiques attendus sont respectés, d'où la détermination possible du coefficient d'échange macroscopique par la procédure proposée.

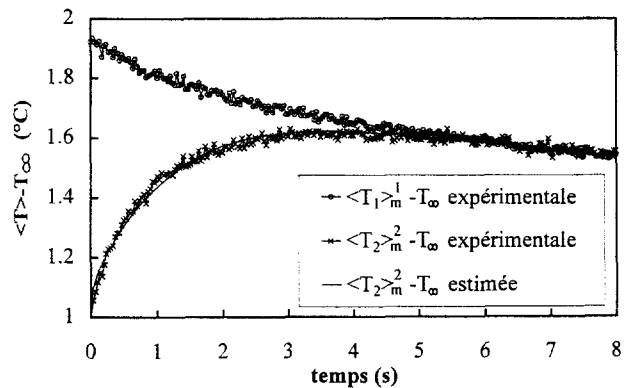


Figure 5. Évolution des températures macroscopiques.

Figure 5. Macroscopic temperature evolution.

### 6. RÉSULTATS

La validité de la méthode d'estimation proposée au § 4 peut être illustrée par la comparaison entre l'évolution temporelle de la température moyenne  $\langle T_2 \rangle_m^2$  mesurée, celle de la température moyenne  $\langle T_2 \rangle_m^2$  calculée à partir des paramètres identifiés et de la température moyenne  $\langle T_1 \rangle_m^1$  mesurée (*figure 5*). On constate notamment que les résidus d'estimation (*figure 6*) sont très peu biaisés.

Compte tenu de l'objectif fixé, seule l'estimation de  $B_2$  nous intéresse, puisque dans son expression tous les paramètres sont connus (la masse volumique et la capacité thermique volumique de la résine ont été mesurées par ailleurs :  $\rho_2 = 1800 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $c_2 = 1500 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), sauf le coefficient d'échange macroscopique. L'estimation de  $B_2$  permet donc de déduire directement  $a_v h$  au moyen de la relation :

$$a_v h = \frac{\rho c_2 \varepsilon_{2m}}{B_2} \quad (17)$$

La reproductibilité des résultats obtenus a été testée sur 8 essais différents, en faisant varier l'intensité du flash, la position de la visée de la caméra et les réglages optiques (distance focale, etc.).

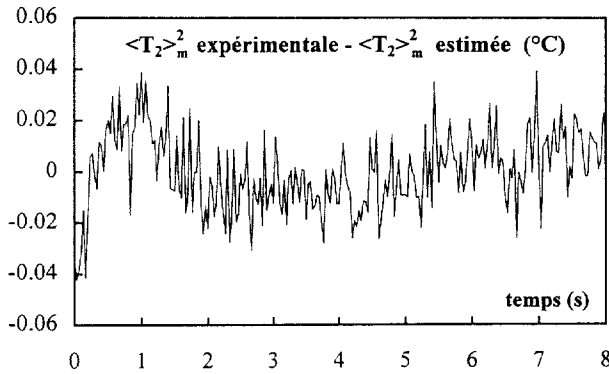


Figure 6. Courbe des résidus en fonction du temps.  
Figure 6. Residue curve versus time.

Par ailleurs, pour calculer le coefficient d'échange théorique avec le modèle à deux températures, outre les dimensions de la cellule élémentaire et les conductivités thermiques de chaque phase ( $k_1 = 15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $k_2 = 0,324 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), il est nécessaire d'estimer la valeur des coefficients d'échanges convectifs relatifs à chaque phase,  $h_{\infty 1}$  et  $h_{\infty 2}$ . Ces deux coefficients sont supposés identiques et peuvent être déterminés à partir de l'estimation de  $B_1$  ( $B_1 = 1 + \frac{2\varepsilon_{2m} h_{\infty 2}}{a_v h e}$ ) et de la valeur expérimentale de  $a_v h$ . Ce calcul conduit à une valeur de  $h_{\infty 2}$  de l'ordre de  $15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ , ce qui semble tout à fait réaliste au vu de la faible décroissance de la température illustrée sur la figure 5 après l'établissement de l'équilibre thermique local.

La valeur théorique du coefficient d'échange macroscopique peut donc alors être obtenue après résolution numérique du problème de fermeture (7).

Une comparaison entre valeur théorique et valeur expérimentale du coefficient  $a_v h$  est proposée dans le tableau. L'écart type associé à la valeur expérimentale est calculé à l'aide des résultats des 8 essais mentionnés et de la relation :

$$a_v h = \frac{(\rho c_2) \varepsilon_{2m}}{\widehat{B}_2} = \frac{(\rho c_2) \varepsilon_{2m}}{B_2 \pm \sigma_{eB_2}} = \frac{(\rho c_2) \varepsilon_{2m}}{B_2} \mp \frac{(\rho c_2) \varepsilon_{2m}}{B_2^2} \sigma_{eB_2} \quad (18)$$

Le choix que nous avons fait pour le calcul théorique concernant les valeurs des coefficients d'échange convectifs ( $h_{\infty 1} = h_{\infty 2} = 15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ) semble justifié et conforté par le bon accord qui peut être observé entre les résultats théoriques et expérimentaux (tableau). Par conséquent, la méthodologie expérimentale proposée conduit à une bonne estimation du coefficient d'échange thermique entre phases.

TABLEAU / TABLE Comparaison des valeurs théoriques et expérimentale de $a_v h$ .		
Comparison of theoretical and experimental $a_v h$ values.		
	Calcul théorique par prise de moyenne Theoretical calculus based on volume averaging	Estimation expérimentale Experimental estimation
$a_v h$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ )	$5,89\cdot 10^5$	$6,08 \pm 0,32\cdot 10^5$

## 7. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail est une première tentative de mesure du coefficient d'échange en milieux diphasiques périodiques, dans une situation de non-équilibre thermique local.

La méthodologie présente de nombreux avantages : (i) la connaissance de la température absolue n'est pas nécessaire ; (ii) on peut séparer les échanges latéraux des échanges entre phases (temps caractéristiques différents) ; (iii) enfin, on ne tient pas compte des conditions aux limites de l'échantillon, pourvu que celui-ci soit suffisamment étendu.

Les perspectives d'amélioration de cette méthode doivent porter sur les techniques de seuilage, la prise en compte du transfert selon la direction  $z$ , c'est-à-dire l'étude de milieux 2D plus épais.

Ce travail constitue donc une étape vers l'étude de géométries plus complexes ou encore de situations expérimentales où les gradients macroscopiques doivent être pris en considération.

## RÉFÉRENCES

- [1] Vortmeyer D., Schaefer R.J., Equivalence of one and two phase models for heat transfer processes in packed beds: one dimensional theory, Chem. Eng. Sci. 29 (1974) 485-491.
- [2] Schlünder E.U., Equivalence of one and two phase models for heat transfer processes in packed beds: one dimensional theory, Chem Eng. Sci. 30 (1975) 449-452.
- [3] Quintard M., Whitaker S., One and two equations models for transient diffusion processes in two phase systems, Advances in Heat Transfer 23 (1993) 369-464.
- [4] Batsale J.-C., Mailet D., Degiovanni A., Extension de la méthode des quadripôles thermiques à l'aide de transformations intégrales. Calcul du transfert thermique au travers d'un défaut plan bidimensionnel, Int. J. Heat Mass Trans. 37 (1) (1994) 111-127.
- [5] Hadisaroyo D., Batsale J.-C., Degiovanni A., Un appareil simple pour la mesure de la diffusivité thermique de plaques minces, J. Phys. III 2 (1992) 111-128.
- [6] Beck J.V., Arnold K.J., Parameter estimation in engineering and science, John Wiley and sons, New York, 1976.

## Abridged English Version

## Measurement of the macroscopic heat transfer coefficient in heterogeneous media by infrared thermography. A two-temperature model application

In this paper, a two-equation model is used to describe macroscopic heat transfer in heterogeneous media (porous media, composite materials, etc.) when there is local thermal non-equilibrium between the two constitutive phases. Such macroscopic models involve a heat exchange coefficient between the phases. The objective of this study is to propose an experimental methodology to measure this heat transfer coefficient.

The experimental technique proposed here is based on the analysis of infrared images obtained from 2D, periodic, two-phase materials, submitted to an instantaneous heat pulse (*figure 1*). The medium is composed of a sheet of steel ( $e = 0.7$  mm, *figure 2*), with punched holes, embedded in a polyester resin. The temperature field evolution at the sample surface is measured with an infrared camera, equipped with an array of 10 InSb photo-conductive detectors, with a detection wavelength range of  $3.5\text{--}6.6 \cdot 10^{-6}$  m. The infrared frames are stored in real time in the monitor at the rate of 30 frames per second. Afterwards, they are saved on an optical disk in order to be computer-processed.

The differences in heat capacity and transparency to the flash excitation allow a local thermal non-equilibrium at the initial instant to be obtained. It is therefore appropriate to deal with this process in terms of a macroscopic two-temperature model.

The macroscopic model developed here is based on the technique of volume averaging and takes into account the parietal heat exchange with the surroundings. In general, the macroscopic heat transfer equations are very complex because of the numerous parameters involved in the model. However, the experimental situation described in *figure 1*, together with the boundary and initial conditions, lead to uniform macroscopic temperature fields within each phase. Therefore, there is no influence of the macroscopic temperature gradients and the macroscopic diffusion parameters do not need to be considered.

The estimation method proposed here derived from an integral transformation (Laplace transformation) of macroscopic heat transfer equations which leads to a simple analytical expression between the macroscopic temperatures relative to each phase. From the temporal evolution of these macroscopic temperatures, it is possible to estimate three independent parameters and to separate the parietal exchange from the exchange between the two phases. One of these parameters is only dependent on the macroscopic heat transfer coefficient, which therefore can be determined.

The optimisation procedure is based on an iterative estimation process (Nelder-Mead method) in which the initial set of parameters derived from a linear least square approximation.

Concerning the experimental approach, it can be described as follows: the data are recorded under the form of temperature tables containing  $100 \times 254$  values, each value corresponding to one pixel. To process these data, it is necessary to locate the boundaries of each phase. This consists of determining to which phase each pixel belongs. The two phases are discriminated from experimental images at short times because the images are the most contrasted since the interphase diffusion is still limited. The different steps of this treatment are:

- constitution of a sharp image by adding 10 images corresponding to short times in order to diminish the measurement noise of the camera ;
- calculation of moving unit cell averages of the signal over the entire domain ; this allows evaluation of the uniformity of the flash energy distribution ;
- subtraction of the obtained smooth signal from the rough signal ; the resulting image gives a distribution of pixel values with jumps characteristic of the phase geometry ;
- a threshold value is chosen in order to locate the phase boundaries, with the constraint that the porosity must be respected.

After having located the medium boundaries, the average temperature over a unit cell ( $l_1 = 4$  mm,  $l_2 = 2.5$  mm, *figure 2*) is calculated for each phase.

This approach has been validated by the comparison of experimental results and theoretical values deduced from numerical resolution of the macroscopic problem. We found that the experimental results obtained with the estimation method are in a very close agreement with the theoretical calculations.

In all cases, the proposed experimental methodology leads to a very good estimation of the thermal exchange coefficient associated with heat transfer between the phases. This work is a first attempt to measure the exchange coefficient in periodical two-phase media in a situation of local thermal non-equilibrium. The methodology has many advantages: (i) the knowledge of the absolute temperature is not necessary, (ii) the effect of lateral exchanges can be separated from the exchanges between the phases, (iii) finally the boundary conditions at the exterior of the  $x$ - $y$  plane domain play no role, provided the domain is large enough.