

Mini-extracteur de chaleur à canal plan : vers une caractérisation par thermographie infrarouge et convection inverse

Isabelle PERRY*, Benoît FIERS, Denis MAILLET

Laboratoire d'Energétique et Mécanique Théorique et Appliquée LEMTA, Nancy-Université, CNRS
2, avenue de la Forêt de Haye - 54504 Vandoeuvre cedex - France

* (auteur correspondant : isabelle.perry@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé - La problématique étudiée ici est la modélisation du transfert de chaleur dans un canal plan, traversé par un fluide à profil de vitesse établi discrétisé en couches parallèles de vitesses uniformes, et chauffé sur l'une de ses faces (avant), avec prise en compte des transferts conductifs dans les parois. L'utilisation d'une transformation de Fourier spatiale permet la construction d'un modèle semi-analytique du champ bidimensionnel de température (problème direct). Une étude de sensibilité, du champ de température face arrière, à la conductivité des parois et aux composantes de son profil, est présentée. Un banc et de premiers résultats expérimentaux sont présentés. L'objectif est d'estimer à terme le profil de vitesse dans le canal (convection inverse).

1. Introduction

La modélisation thermique des matrices solides traversées par des mini et micro-canaux nécessite la prise en compte des couplages thermiques entre conduction dans les parois et convection forcée dans les canaux [1, 2]. Les applications concernent les aspects thermiques en microfluidique et en particulier les micro-échangeurs (tailles des canaux de quelques micromètres au millimètre) et les boucles fluides extractrices de chaleur : refroidissement ou chauffage des réacteurs chimiques microstructurés, refroidissement des composants en électronique de puissance, contrôle de la température en cœur de pile à combustible pour citer quelques exemples. Nous nous focalisons ici sur la modélisation des transferts thermiques advecto-diffusifs dans un écoulement établi au sein d'un canal plan, dont les parois ont une épaisseur du même ordre de grandeur que celle de ce dernier. Ceci nécessite la prise en compte des transferts diffusifs dans les parois. Un modèle analytique quadripolaire correspondant, basé sur l'utilisation des transformées de Fourier dans la direction de l'écoulement, est présenté. La possibilité d'estimer le profil des vitesses à partir de mesures par thermographie infrarouge du profil longitudinal de température sur une face externe du canal, l'autre face étant chauffée par une résistance pelliculaire, est étudiée. Le banc correspondant et les premiers essais sont présentés.

2. Problème direct et modélisation

Nous considérons ici un tricouche (paroi - fluide en écoulement - paroi), voir la figure 1, de très grande longueur ($2L$) dans la direction y d'un écoulement dynamiquement établi de vitesse $u(y)$. Les deux milieux, solide (indice $\omega = s$) et fluide (indice $\omega = f$), sont caractérisés par des épaisseurs e_ω , des conductivités λ_ω , et des chaleurs volumiques ρc_ω . La face avant est excitée à l'aide de deux créneaux positif et négatif de puissances Φ égales. On considère également des pertes avec l'ambiance à température T_∞ caractérisées par un coefficient d'échange h uniforme.

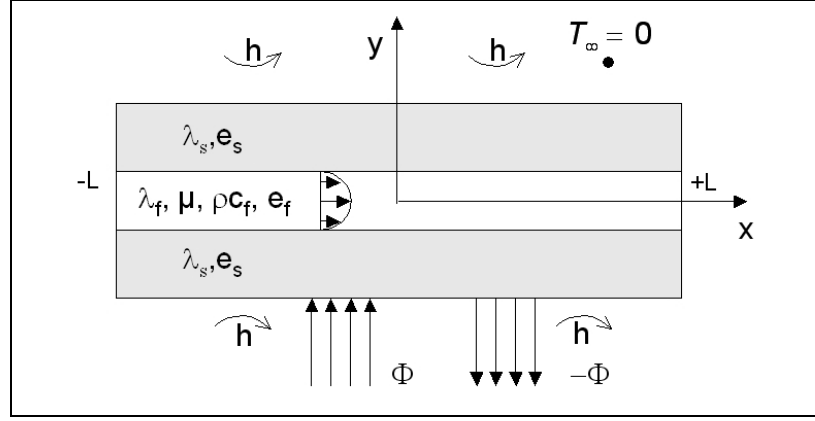


Figure 1 : Géométrie et constitution de l'écoulement en canal

Les équations de la chaleur dans les parois (inférieure chauffée, indice 1, et supérieure non chauffée, indice 2, ainsi que les conditions limites longitudinales correspondantes s'écrivent :

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{pour } i = 1, 2) \quad ; \quad T_i \rightarrow 0 \text{ qd } x \rightarrow \pm\infty \quad (1)$$

On écrit l'équation de la chaleur dans le fluide et ses conditions aux limites longitudinales :

$$\lambda_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) - \rho c_f u(y) \frac{\partial T_f}{\partial x} = 0 \quad ; \quad T_f \rightarrow 0 \text{ qd } x \rightarrow \pm\infty \quad (2)$$

Les conditions aux limites transverses sur les parois externes sont :

$$-\lambda_s \frac{\partial T_1}{\partial y} = -h(T_1 - T_\infty) + q(x) \text{ en } y = -\frac{e_f}{2} - e_s \quad ; \quad -\lambda_s \frac{\partial T_2}{\partial y} = h(T_2 - T_\infty) \text{ en } y = \frac{e_f}{2} + e_s \quad (3)$$

où $q(x)$ est la densité surfacique de puissance. Les conditions d'interface solide/fluide sont :

$$-\lambda_s \frac{\partial T_i}{\partial y} = -\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \text{ et } T_i = T_f \quad (\text{pour } i = 1, 2) \quad \text{en } y = \pm \frac{e_f}{2} \quad (4)$$

Pour rendre homogène le champ des vitesses $u(y)$ au sein de l'écoulement, champ qui n'est qu'une grandeur caractéristique au même titre que la conductivité λ_f ou la chaleur volumique ρc_f , du problème thermique, nous discrétisons la couche fluide en K couches fluides d'épaisseurs $e_k = y_k - y_{k-1} = e_f/K$, avec $y_0 = -e_f/2$, voir la figure 2.

La transformée de Fourier de T s'écrit $\tilde{T}(\alpha, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y) e^{-i\alpha x} dx$ (longueur $L = +\infty$) :

Cette transformée n'existe que si l'intégrale du carré de la température T sur la longueur du canal (la norme de la fonction T de la variable x , pour y fixé) est finie : les conditions aux limites longitudinales (1) et (2) en $x = +\infty$ (sortie du canal) correspondent donc à un chauffage global nul (intégrale de $q(x)$ sur la longueur du canal). En pratique, la longueur $2L$ est finie et on utilise alors des valeurs propres discrètes α_n correspondant à ce support fini :

$$\tilde{T}(\alpha_n, y) = \tilde{T}_n(y) = \int_{-L}^{+L} T(x, y) e^{-i\alpha_n x} dx \quad \text{avec} \quad \alpha_n = \frac{n\pi}{L} \quad (5)$$

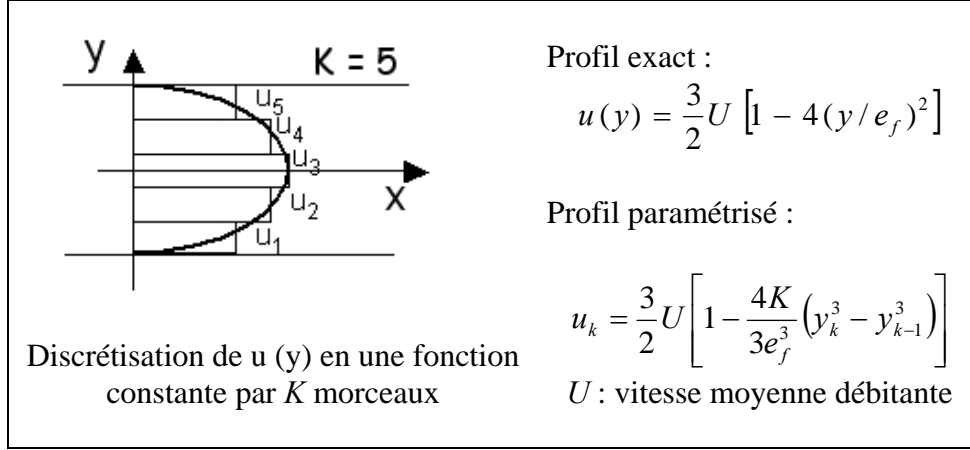


Figure 2 : Paramétrisation du profil de vitesse – cas d'un écoulement laminaire avec 5 couches

L'inversion de Fourier nécessite la troncature de (5) à un nombre $2N$ d'harmoniques :

$$T(x, y) = \frac{1}{2L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{T}_n(y) e^{-i\alpha_n x} \approx \frac{1}{2L} \sum_{n=-N+1}^N \tilde{T}_n(y) e^{-i\alpha_n x} \quad (6)$$

On effectue donc la transformation de Fourier finie des équations (1) et (2) :

$$\frac{d^2 \tilde{T}_n}{dy^2} - \alpha_n^2 \tilde{T}_n = 0 \quad \frac{d^2 \tilde{T}_n}{dy^2} - \gamma_{nk}^2 \tilde{T}_n = 0 \quad \text{avec} \quad \gamma_{nk}^2 = \alpha_n^2 + i \frac{u_k}{a_f} \alpha_n \quad (7)$$

Les conditions limites et d'interface transverses (3) et (4) sont également transformées, ce qui revient à remplacer les températures T par leurs transformées \tilde{T}_n en supposant de plus que la température de l'environnement T_∞ est égale à la température d'entrée (ici nulle) du fluide.

En faisant apparaître la transformée de Fourier $\tilde{\varphi}_n(y) = -\lambda_\omega d\tilde{T}_n/dy$ de la densité de flux conductif dans chaque milieu ($\omega = s$ ou f), il est aisé de mettre les équations (1) à (5) sous une forme quadripolaire [3] :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_{AVn} \\ \tilde{q}_n \end{bmatrix} = \mathbf{H}_1 \mathbf{S}_n \left(\prod_{k=1}^K (\mathbf{F}_{kn}) \right) \mathbf{S}_n \mathbf{H}_2 \begin{bmatrix} \tilde{T}_{ARn} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

avec

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix}; \mathbf{S}_n = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & A_n \end{bmatrix}; \mathbf{F}_{kn} = \begin{bmatrix} A_{kn} & B_{kn} \\ C_{kn} & A_{kn} \end{bmatrix} \text{ et } \begin{matrix} T_{AV} = T(x, -e_s - e_f/2) \\ T_{AR} = T(x, e_s + e_f/2) \end{matrix} \quad (9)$$

$$\text{et} \quad \begin{matrix} A_n = \cosh(\alpha_n e_s); B_n = \sinh(\alpha_n e_s)/(\lambda_s \alpha_n); C_n = \lambda_s \alpha_n \sinh(\alpha_n e_s) \\ A_{kn} = \cosh(\gamma_{kn} e_k); B_{kn} = \sinh(\gamma_{kn} e_k)/(\lambda_f \gamma_{kn}); C_{kn} = \lambda_f \gamma_{kn} \sinh(\gamma_{kn} e_k) \end{matrix} \quad (10)$$

3. Banc expérimental

Le banc est constitué de deux plaques en polycarbonate ($\lambda_s = 0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) qui forment la partie centrale d'un canal (tricouche) de 3mm d'épaisseur totale ($e_s = 1 \text{ mm}$ pour les parois, $e_f = 1 \text{ mm}$ pour l'écoulement), de $w = 50 \text{ mm}$ de largeur et de longueur $L_{\text{canal}} = 60 \text{ mm}$ (figure 3). Le fluide parcourant le canal est de l'eau ($\lambda_f = 0.63 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho c_f = 4.18 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$) circulant en circuit fermé, à température d'entrée imposée par un thermostat à circulation. Le

fluide entre dans le système par un distributeur à 4 entrées dans une chambre de tranquillisation, et traverse ensuite deux filtres de façon à homogénéiser les vitesse et température d'entrée de l'eau dans le canal. Le système est symétrique si l'on change le sens de l'écoulement. Le débit est imposé et mesuré par un débitmètre à bille. Une résistance chauffante de longueur $L_{source} = 50$ mm et de largeur w , est collée sur la face extérieure de la paroi 1 du canal (face avant). La puissance délivrée par la résistance peut atteindre $\Phi = 45$ W. Les températures internes de paroi en entrée et sortie de canal sont mesurées par des thermocouples de type K. Une caméra infrarouge mesure l'évolution de la température de la face extérieure de la paroi 2 (face arrière). Cette face a été gardée nue (émissivité suffisante dans l'infrarouge, du fait de l'usinage), de façon à repérer les poches d'air éventuelles.

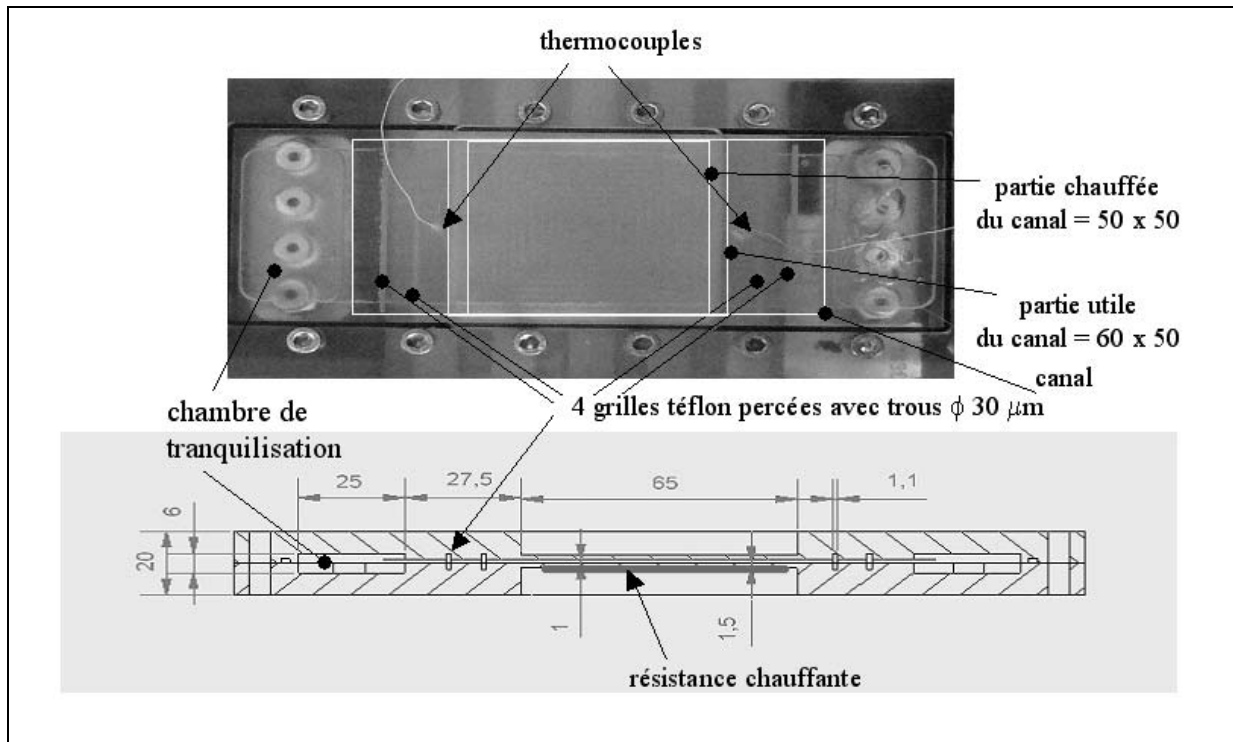


Figure 3 : Réalisation du canal tricouche

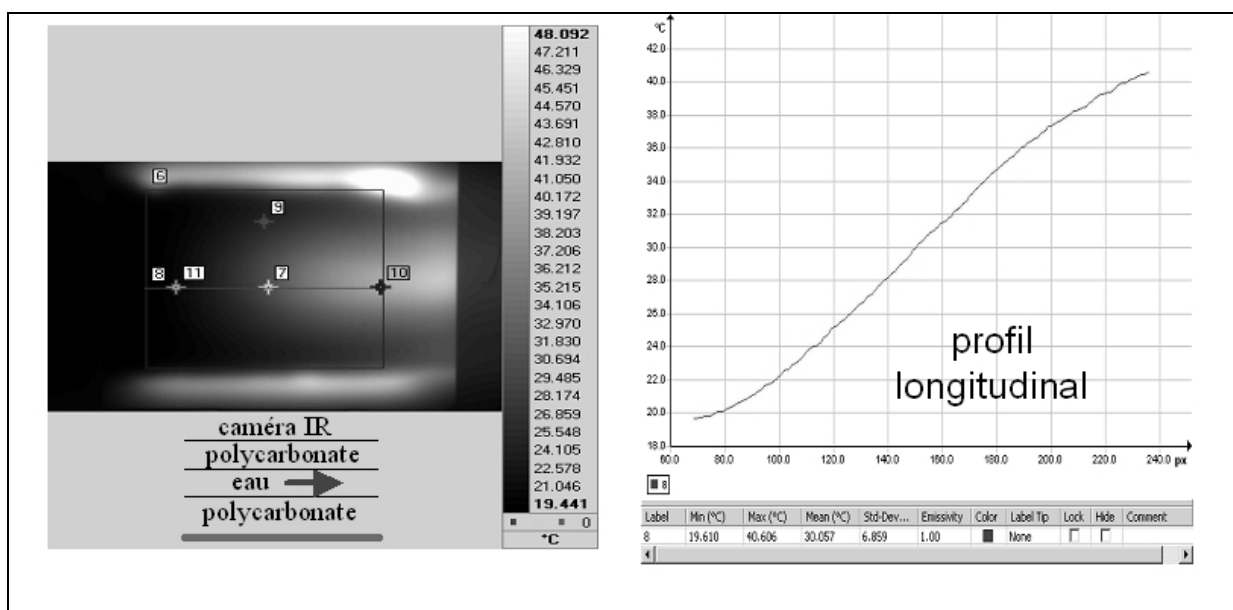


Figure 4 : Image infrarouge et profil longitudinal de température au centre du canal

La figure 4 présente une image thermographique en régime permanent (puissance délivrée par la résistance chauffante : 36,5 W, débit d'eau : $0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ d'où une vitesse débitante $U = 13,8 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$). Les mesures par thermographie infrarouge sont très peu bruitées (profil de la figure 4). La température évolue non linéairement le long du canal. Le point chaud en haut de l'image infrarouge est certainement dû à un collage local défectueux de la résistance et non à un effet hydrodynamique de bord: un essai à puissance nulle et à température d'eau de 10°C au dessus de la température ambiante montre un profil homogène dans le sens de la largeur.

4. Simulations et sensibilités

L'utilisation successive des équations (8) et (6) permet de calculer les profils longitudinaux de température pour toute ordonnée y du canal ou de ses parois. Les pertes externes sont caractérisées par un coefficient d'échange $h = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Nous considérons ici une vitesse moyenne débitante $U = 1 \text{ mm/s}$ (nombre de Reynolds $Re = 2e_f U / \nu = 2$) et donc un profil de vitesse parabolique. La double excitation positive puis négative (voir figure 1) correspond à une puissance surfacique (électrique et donc thermique) Φ sur deux longueurs $L_{\text{source}} = 50 \text{ mm}$, les sources positive et négative étant décalées d'une longueur $L_{\text{décal}} = 30 L_{\text{source}}$. Dans ces conditions le profil de température résultant du chauffage dispose d'une distance suffisante pour se relaxer avant le puits de puissance surfacique. Pour les transformées de Fourier on utilise une longueur $L = 2 \text{ m}$ et $N = 300$ harmoniques. Le choix de ces différentes longueurs permet de s'assurer que la partie du profil de température correspondant au chauffage uniforme sur la longueur L_{source} peut être extrait du profil de température global sur la longueur $2L$. En effet, le paramètre de couplage parois/fluide, c'est à dire le rapport entre les flux transférés par conduction longitudinale dans une paroi et par advection fluide (voir[1], [2]), est ici $M = \lambda_s e_s / (\rho c_f e_f L_{\text{source}} U) \approx 10^{-3} \ll 1$: le transfert parois/fluide est donc localement unidirectionnel. On présente ici le cas d'un découpage du profil de vitesse en $K = 3$ morceaux. Les profils globaux de température (faces avant et arrière) sont donnés sur la figure 5 pour une source $\Phi = 10 \text{ W}$, ainsi que le profil de sensibilité réduite de la température face arrière à la conductivité λ_s des parois, $X_{\lambda_s}^* = \lambda_s \partial T_{AR} / \partial \lambda_s$. Cette sensibilité est forte, de l'ordre de 15°C : une incertitude de 1 % sur λ_s a pour conséquence de générer une incertitude de l'ordre de 27 % sur le pic de température arrière.

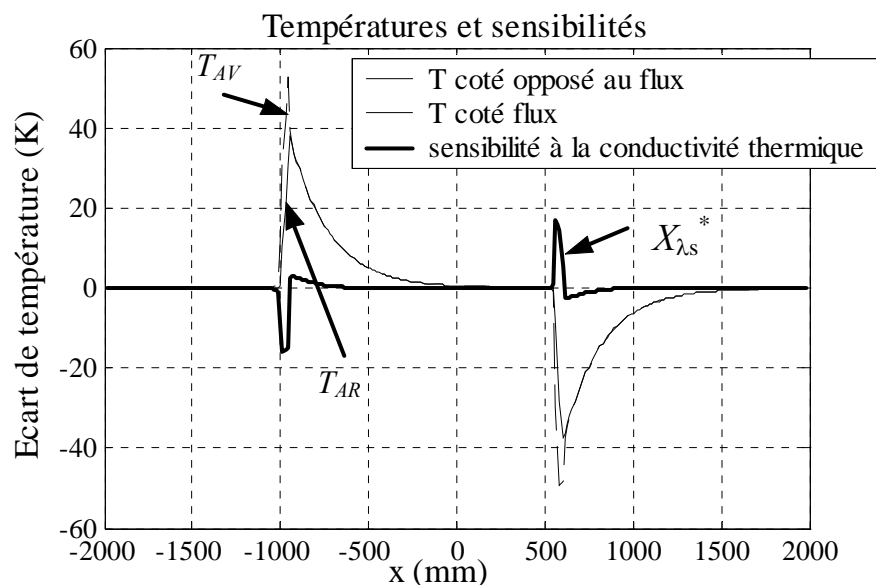


Figure 5 : Profils de température et de sensibilité face arrière à la conductivité des parois ($\Phi = 10 \text{ W}$)

Les profils de températures T_{AV} et T_{AR} ainsi que ceux des sensibilités relatives $X_{uk}^* = u_k \partial T_{AR} / \partial u_k$ de la température T_{AR} aux trois composantes u_k du profil de vitesse sont tracés en figure 6 ($\Phi = 10$ W). Il est intéressant de noter que ces sensibilités sont fortes, de l'ordre de 8°C pour les composantes u_1 et u_3 (sensibilités pratiquement égales), c'est à dire qu'une augmentation de 1 % sur l'une ou l'autre va faire baisser d'environ 20 % le pic de température arrière. D'autre part ces trois sensibilités sont proportionnelles sur la longueur de chauffe L_{source} alors que ce n'est plus le cas en aval, dans la phase de relaxation : ceci signifie qu'il doit être possible d'estimer les trois composantes de la vitesse (en supposant $u_3 = u_1$) à partir de la simple mesure du profil de température en face arrière, observable par une caméra infrarouge, sur les longueurs de chauffe et de relaxation. Ceci laisse donc entrevoir des perspectives intéressantes de convection inverse.

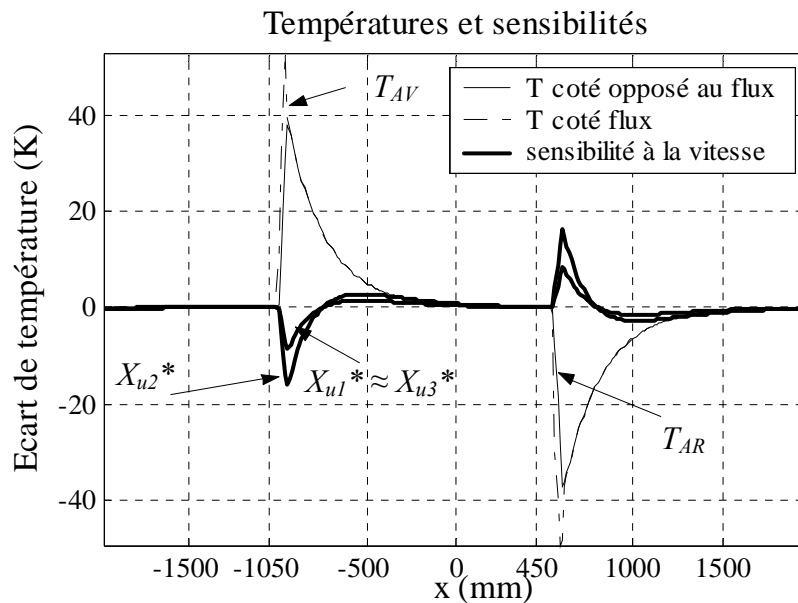


Figure 6 : Températures et sensibilités face arrière aux 3 composantes de la vitesse ($\Phi = 10$ W)

3. Conclusion

La modélisation semi-analytique du transfert dans un canal plan, traversé par un fluide à profil de vitesse établi et discrétisé en couches parallèles de vitesses uniformes avec prise en compte des transferts dans les parois a été rendu possible par l'utilisation de la transformation de Fourier dans la direction de l'écoulement. Un banc correspondant et de premiers résultats sont présentés. L'étude de sensibilité du profil de température en face arrière aux composantes de la vitesse laisse entrevoir la possibilité d'une estimation de ce profil à partir d'une mesure par thermographie infrarouge (convection inverse). L'intérêt réside à terme dans le cas où le canal n'est plus nu mais plutôt rempli d'un milieu poreux.

Références

- [1] R.B. Peterson, Numerical modeling of conduction effects in microscale counterflow heat exchangers, *Microscale Thermophysical Engineering*, vol. 3/1 (1999), 17-30.
- [2] G. Maranzana, I. Perry, D. Maillet, Mini and micro-channel : influence of axial conduction in walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol. 47/17-18 (2004), 3993-4004.
- [3] D. Maillet, S. André, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal Quadrupoles – Solving the Heat Equation through Integral transforms*, John Wiley & Sons, Ltd, Chichester (2000).