

FIG. 4. Representative coolant temperature distributions,  $\beta = 5$ .

about 1.035 to 1.075. Thus, in broad terms, the counter-flow arrangement yields about a 5% heat transfer advantage relative to parallel-flow. Such an advantage can be regarded as modest.

That counter-flow is advantageous is by no means surprising, but the existence of a maximum in the  $Q_{CF}/Q_{PF}$  curves is interesting. The maximum can be made plausible by explaining why  $Q_{CF}/Q_{PF} = 1$  at both small and large values of  $X_L$ . As  $X_L \rightarrow 0$ , the coolant is isothermal during its passage through

the tube, and the flow direction is, therefore, immaterial. For large  $X_L$ , the coolant becomes thermally saturated, i.e.  $T = T_{sat}$ , so that once again the flow direction is of no consequence. At operating conditions other than these limits,  $Q_{CF}$  must exceed  $Q_{PF}$ , thereby giving rise to a maximum in the curve of  $Q_{CF}/Q_{PF}$  vs  $X_L$ . With increasing  $\beta$ , thermal saturation occurs at larger  $X_L$ , so that the curves shift to the right and upward.

To complete the presentation, attention is briefly focused on the coolant temperature distribution. For the parallel-flow case, Fig. 2 already conveys this information provided that the ordinate variable is regarded as  $(T - T_0)/(T_{sat} - T_0)$  and the abscissa is regarded as  $X (< X_L)$ . Figure 4 shows representative temperature distributions for counter-flow (solid lines), where the curve parameter is  $X_L$ , and the results are for  $\beta = 5$ . The temperature increases in the flow direction as expected (right to left on the abscissa), and thermal saturation is in evidence for the case of  $X_L = 25$ . For comparison purposes, the figure also contains a few curves (dashed lines) for parallel-flow, plotted with respect to an oppositely increasing abscissa to facilitate the comparison. The figure shows that relative to the respective flow directions, the coolant temperature initially rises faster for parallel-flow, but counter-flow catches up and finally forges ahead because of its more efficient transfer properties in the downstream portion of the tube.

*Acknowledgements* — This research was supported in part by NSF grant ENG 75-18141 A01, and in part by the Iranian Ministry of Higher Education.

#### REFERENCES

1. D. Q. Kern and A. D. Kraus, *Extended Surface Heat Transfer*. McGraw-Hill, New York (1972).
2. B. V. Karlekar and R. M. Desmond, *Engineering Heat Transfer*. West Publishing, St. Paul (1977).

## DETERMINATION DE LA DIFFUSIVITE ET DE LA CHALEUR MASSIQUE PAR TRAITEMENT D'UNE EVOLUTION THERMOCINETIQUE TRANSITOIRE

P. THERY, J. P. DUBUS et F. WATTIAU\*

(Recu le 22.2.79. Version révisé le 4.10.79)

#### NOMENCLATURE

$a', a''$ , diffusivités;  
 $c, c', C$ , chaleurs massiques, capacité thermique;  
 $e, L, \varepsilon, x$ , longueurs, variables d'espace;  
 $t, J, p$ , temps, constante de temps, variable de Laplace;

$K$ , coefficient de transfert;  
 $J(t)$ , quantité de chaleur;  
 $\Phi_1, \Phi_2, \Phi'_1, \Phi'_2$ , flux calorifiques;  
 $\Sigma\Phi, \Delta\Phi$ , combinaisons de flux calorifiques;  
 $T_0, T'_0, T_1, T'_1, T_2, T'_2$ , températures;  
 $\Delta T, \Sigma T$ , combinaisons de températures;  
 $\rho, \rho'$ , masses volumiques;  
 $\lambda, \lambda'$ , conductivités thermiques;  
 $AA', BB'$ , plans de section droite;  
 $E, E_1, E_2$ , tensions électriques;  
 $s, d$ , expressions de la réponse.

\* Université des Sciences et Techniques de Lille.  
Cresmat, Centre de Recherche Science des Matériaux et  
Techniques de Construction, Bâtiment P3 - 3è Etage,  
59655—Villeneuve d'Ascq Cédex, France.

## INTRODUCTION

UNE MÉTHODE d'étude de la dynamique des échanges calorifiques dans un matériau consiste à imposer une variation de température sur les surfaces externes et à observer l'évolution des flux calorifiques induits en régime transitoire. La diffusivité et la conductivité thermiques ont pu être mesurées en imposant une variation de température représentable par une fonction mathématique du type "échelon" et en assimilant l'évolution temporelle observée du flux calorifique à la composante fondamentale de la solution théorique [1]. De façon plus générale, le problème consiste à déterminer la réponse propre de l'échantillon par analyse des échanges calorifiques avec le milieu extérieur. Ce problème doit être traité en tenant compte des fluxmètres thermiques qui perturbent par leur présence la dynamique des échanges calorifiques. Dans ce travail, nous établissons l'expression analytique générale représentant l'évolution thermocinétique du système "échantillon-fluxmètres" en régime variable et proposons une méthode d'identification de la réponse propre de l'échantillon. La réponse propre du système symétrique à trois couches représentant l'échantillon placé entre deux fluxmètres a été représentée par deux modes normaux respectivement symétrique et antisymétrique par rapport aux coordonnées d'espace. Le mode symétrique est la représentation de la quantité de chaleur accumulée à chaque instant dans le système, le mode antisymétrique la représentation du flux calorifique global traversant le dispositif. Les expressions analytiques représentant la réponse propre ont été utilisées pour représenter l'évolution thermocinétique en fonction des variations de températures imposées.

Un dispositif expérimental permettant d'imposer des températures variables sur les surfaces externes de l'ensemble "échantillon-fluxmètres" et une chaîne d'acquisition et de traitement numérique ont été mis en oeuvre pour vérifier ces résultats théoriques. L'étude expérimentale a été limitée aux régimes transitoires particuliers dans lesquels le système évolue d'un état d'équilibre thermique vers un autre ou d'un état d'équilibre vers un état stationnaire caractérisé par une valeur uniforme du gradient thermique. Le spectre de ces variations de températures imposées étant caractérisé par une prédominance des composantes basses fréquences, la réponse propre du système a pu être assimilée aux composantes fondamentales des modes normaux. Cette simplification a été utilisée pour établir une méthode d'identification de la réponse propre par traitement des échanges énergétiques en régime transitoire.

La connaissance des constantes de temps fondamentales des modes normaux permet de déterminer des constantes thermophysiques en régime variable. Cette méthode de caractérisation des matériaux a l'avantage d'éliminer le problème difficile de la mesure de la conductivité thermique.

Elle est particulièrement bien adaptée à la caractérisation des matériaux humides; la précision des mesures a permis de mettre en évidence l'influence de très faibles proportions d'humidité sur les propriétés thermiques des matériaux poreux.

## RESULTATS THEORIQUES

*Expression de la réponse propre de l'ensemble "échantillon-fluxmètres"*

Le système symétrique à trois couches représenté Fig. 1 représente l'échantillon de constantes thermophysiques  $\lambda, \rho, c$  placé entre deux fluxmètres de constantes thermophysiques équivalentes  $\lambda', \rho', c'$ . Introduisons les températures  $T_1'(x, t)$ ,  $T_2'(x, t)$ ,  $T_0'(x, t)$  pour représenter l'évolution thermocinétique du dispositif initialement en équilibre à la température  $T_0$ . L'évolution thermocinétique du système en régime variable provoquée par une variation temporelle des températures superficielles  $T_1(L, t)$  et  $T_2(-L, t)$  s'exprime simplement en fonction de la réponse propre du système, c'est-à-dire de l'évolution des flux calorifiques imposée par une variation rapide des conditions limites définie par les relations:

$$T_1'(L, t) = T_1 T_2'(-L, t) = T_2 \quad t > 0 \quad (1.1)$$

$$T_1'(x, 0) = T_2'(x, 0) = T_0'(x, 0) = T_0 \quad t < 0. \quad (1.2)$$

Pour résoudre l'équation de Fourier compte tenu de ces conditions limites, on introduit généralement les variables complexes  $z = (p/a)^{1/2} z' = (p/a)^{1/2}$  et la transformée de Laplace du champ de température est déterminée par les méthodes du calcul opérationnel. L'expression générale de la solution qui est très complexe [6] peut être simplifiée en introduisant les composantes symétrique et antisymétrique du champ de températures et de flux calorifiques par les relations:

$$\Sigma T'(x, t) = \frac{1}{2} [T_1'(x, t) + T_2'(-x, t)]$$

$$\Delta T'(x, t) = \frac{1}{2} [T_1'(x, t) - T_2'(-x, t)] \quad (2)$$

$$\Sigma \Phi(x, t) = \frac{1}{2} [\Phi_1(x, t) + \Phi_2(-x, t)]$$

$$\Delta \Phi(x, t) = \frac{1}{2} [\Phi_1(x, t) - \Phi_2(-x, t)]. \quad (3)$$

Ce changement de fonctions inconnues conduit à représenter les conditions limites par les relations:

$$\Sigma T = \frac{T_1 + T_2 - 2T_0}{2} \quad \Delta T = \frac{T_1 - T_2}{2}. \quad (4)$$

$\Sigma \Phi(x, t)$  représente le flux calorifique global traversant la portion de milieu comprise entre les plans de côtés  $+x$  et  $-x$ .  $\Delta \Phi(x, t)$  représente la quantité de chaleur stockée dans cette région de l'espace.

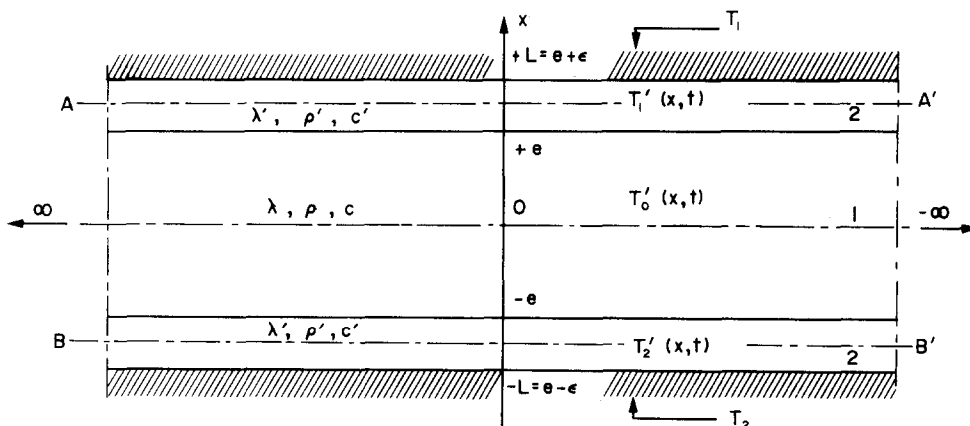


FIG. 1. Système à trois couches représentant un échantillon placé entre deux fluxmètres calorifiques.

La résolution de l'équation de Fourier a permis de montrer [6] que l'évolution thermocinétique pouvait être considérée comme la superposition de deux modes :

$\Delta\Phi(x, t)$  s'exprime en fonction de  $\Sigma T$  uniquement. Le couple  $[\Delta\Phi, \Sigma T]$  définit le mode symétrique. L'évolution temporelle du mode symétrique peut être caractérisée par les pôles de  $\Delta\Phi'(x, p)$ . Ces pôles de la forme  $p = -m$  sont définis par les solutions de l'équation :

$$\tan\left[\left(\frac{m}{a}\right)^{1/2} \varepsilon\right] - \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \cotan\left[\left(\frac{m}{a}\right)^{1/2} e\right] = 0. \quad (5)$$

De la même façon,  $\Sigma\Phi(x, t)$  ne dépend que de  $\Delta T$ ; le couple  $[\Sigma\Phi, \Delta T]$  définit le mode antisymétrique. Les pôles de  $\Sigma\Phi(x, p)$  de la forme  $p = -m$  sont définis par la relation :

$$\tan\left[\left(\frac{m}{a}\right)^{1/2} \varepsilon\right] + \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \tan\left[\left(\frac{m}{a}\right)^{1/2} e\right] = 0. \quad (6)$$

Les solutions des équations (5) et (6) sont alternées. La relation (5) génère les pôles de rang pair ( $m = 2j$ ), la relation (6) les pôles de rang impair ( $m = 2j + 1$ ).

En pratique, les températures sont imposées et mesurées sur les plans de côtes  $x = \pm L$ . Les flux calorifiques sont mesurés au centre des fluxmètres de côtes  $\pm [e + \varepsilon/2]$ . Dans ces conditions, la fonction de transfert entre les transformées de Laplace des températures imposées et des flux calorifiques induits est définie par les relations :

$$\Sigma\Phi = \Delta T z' \lambda' S$$

$$\times \frac{\left[ \cosh\left(z' \frac{\varepsilon}{2}\right) + \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \tanh(ze) \sinh\left(z' \frac{\varepsilon}{2}\right) \right]}{2p \cosh(z' \varepsilon) \times \left[ \tanh(z' \varepsilon) + \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \tanh(ze) \right]}$$

$$\Delta\Phi' = \Sigma T z' \lambda' S \quad (7.1)$$

$$\times \frac{\left[ \cosh\left(z' \frac{\varepsilon}{2}\right) + \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \coth(ze) \sinh\left(z' \frac{\varepsilon}{2}\right) \right]}{2p \cosh(z' \varepsilon) \times \left[ \tanh(z' \varepsilon) + \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{a'}{a}\right)^{1/2} \coth(ze) \right]}$$

$$(7.2)$$

La connaissance des flux calorifiques permet de calculer la quantité de chaleur accumulée entre les plans de mesure d'abscisses  $x = \pm(e + \varepsilon/2)$  en fonction du temps.

$$J(t) = \int_0^t (\Phi_1 - \Phi_2) dt = 2 \int_0^t \Delta\Phi(t) dt \quad (7.3)$$

soit en notation opérationnelle :  $J'(p) = 2\Delta\Phi'/p$ .

*Représentation de l'évolution temporelle des flux calorifiques en régime variable*

Lorsque les températures superficielles imposées dépendent du temps, les relations entre grandeurs conjuguées doivent être généralisées. Les flux calorifiques s'expriment par les produits de convolution [3] en fonction de la réponse propre. Le calcul des constantes thermophysiques connaissant l'évolution des flux calorifiques induite par une variation connue des températures superficielles est un problème de déconvolution.

Ce problème a une solution relativement simple dans le cas particulier où les variations de températures imposées sont représentables par des formes transitoires définies par une valeur initiale constante et évoluant vers une valeur finale constante. Ces signaux thermiques ont la particularité d'avoir un spectre dans lequel les composantes basses fréquences ont des amplitudes beaucoup plus importantes que les composantes hautes fréquences.

De la forme de ce spectre résulte un effet de filtrage et l'évolution thermocinétique est pratiquement déterminée par les composantes fondamentales des séries représentant les équations (7.1) et (7.3). En limitant les développements du deuxième ordre, la solution prend la forme :

$$\Sigma\Phi'(p) = Sp \left[ \frac{1}{(e/\lambda + \varepsilon/\lambda')p} + \frac{2\lambda' s_2}{(p + m_2)} + \frac{2\lambda' s_2}{(p + m_2)} \right] \Delta T$$

$$= ps(p) \Delta T(p) \quad (8.1)$$

$$J'(p) = Sp \left[ \frac{(2\rho ce + \rho' c' \varepsilon)}{p} - \frac{2\lambda' d_1}{m_1(p + m_1)} - \frac{2\lambda' d_1}{m_1'(p + m_1')} \right] \Sigma T$$

$$= pd(p) \Sigma T(p). \quad (8.2)$$

Les coefficients  $m_1$  et  $m_2$  figurant dans ces expressions sont les premières racines des équations (5) et (6), les termes du deuxième ordre représentent l'ensemble des termes d'ordres supérieurs des développements représentant les équations (7). Les constantes  $m_1'$  et  $m_2'$  n'ont donc pas de signification particulière.

Les équations (8) constituent un modèle de la réponse propre du système soumis aux entrées transitoires définies ci-dessus. Connaissant le modèle représentatif de l'évolution thermocinétique, nous avons identifié la réponse propre du système réel en utilisant un traitement adapté [4-5]. Les composantes symétrique et antisymétrique du signal d'entrée sont simultanément appliquées aux entrées du système réel et du modèle (Fig. 2). Les coefficients  $m_1, m_1', m_2, m_2'$  sont ajustés de façon à ce que l'écart entre la réponse du système réel et celle du modèle soit minimal au sens des moindres carrés. Le programme d'ajustement permet de déterminer avec précision les coefficients  $m_1$  et  $m_2$ , premières racines des équations (5) et (6).

## LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

*Description du montage - caractérisation des échangeurs thermiques*

L'échantillon est placé entre deux fluxmètres calorifiques soumis au champ de température imposé par deux plaques échangeuses reliées à deux thermostats réglés aux températures  $T_1$  et  $T_2$ .

Un commutateur à électrovannes est utilisé pour imposer des variations rapides de températures de la valeur  $T_1$  à la valeur  $T_2$  ou inversement sur les surfaces de l'ensemble "échantillon-fluxmètres". Les dispositifs de commutation des plaques échangeuses étant indépendants, le montage permet d'étudier plusieurs régimes transitoires.

(i) L'évolution symétrique dans laquelle les plaques échangeuses portées à la même température évoluent d'une température initiale  $T_1$  à une température finale  $T_2$  ou inversement.

(ii) L'évolution dissymétrique réalisée en imposant un état d'équilibre initial à la température  $T_2$  et en commutant un seul échangeur thermique à la température  $T_1$ .

Les variations transitoires de températures imposées ont pu être représentées par une expression analytique de la forme :

$$[T(t) - T_1] = (T_2 - T_1)[1 - \exp(-t/\tau)] \quad \text{avec } \tau = 20 \text{ s.}$$

Pour les échantillons de faibles épaisseurs, nous avons réalisé un système de commutation mécanique de constante de temps inférieure à 1 s.

*Les fluxmètres calorifiques*

Les flux calorifiques entrant dans l'échantillon ont été mesurés en interposant une résistance thermique sur le trajet du flux et en mesurant à l'aide d'une thermopile la différence de température induite aux bornes de la résistance thermique. La résistance thermique est un stratifié de verre époxy d'épaisseur 0,2 mm. La thermopile est constituée par 1200 thermocouples cuivre-constantan distribués sur la surface de mesure de  $250 \times 250 \text{ mm}^2$ .

En régime stationnaire, nous avons mesuré les valeurs des coefficients de transferts (258 et  $224 \mu\text{V/W}$ ) à 2%, près dans la gamme de température  $15-40^\circ\text{C}$  et pour des flux compris entre 0 et 40 W.

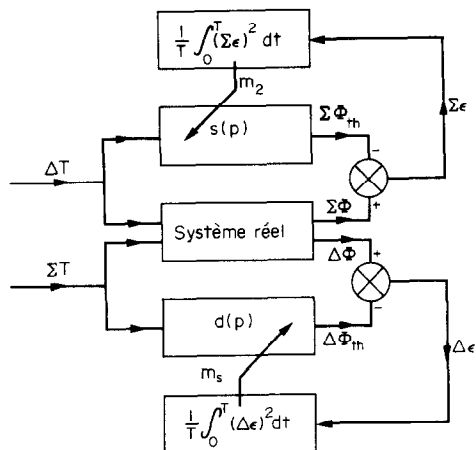


FIG. 2. Identification des constantes fondamentales  $m_1$  et  $m_2$  des modes normaux.

#### La chaîne d'acquisition et de traitement numérique

Les thermocouples de type N en contact thermique avec les plaques échangeuses et les fluxmètres calorifiques fournissent à chaque instant des tensions électriques représentatives des échanges calorifiques avec le milieu extérieur. Ces informations électriques sont échantillonnées et mesurées séquentiellement par un multiplexeur bas niveau et un voltmètre numérique programmable. Les données sont mises en mémoire dans un minicalcateur du type Tektronix 4051 avant traitement.

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### Caractérisation des fluxmètres en régime variable

Les fluxmètres représentés Fig. 3 sont assimilables à des milieux homogènes de résistances thermiques  $R'$ , de capacités  $C'$  et de diffusivités  $a'$ . Les tensions électriques mesurées sont proportionnelles aux flux calorifiques dans les plans de section droite  $AA'$  et  $BB'$ . L'analyse du régime transitoire caractérisant l'établissement d'un flux calorifique dans le système initialement à la température  $T_0$  de l'échangeur inférieur et soumis à une variation rapide de température imposée en appliquant la température  $T_1$  sur le fluxmètre

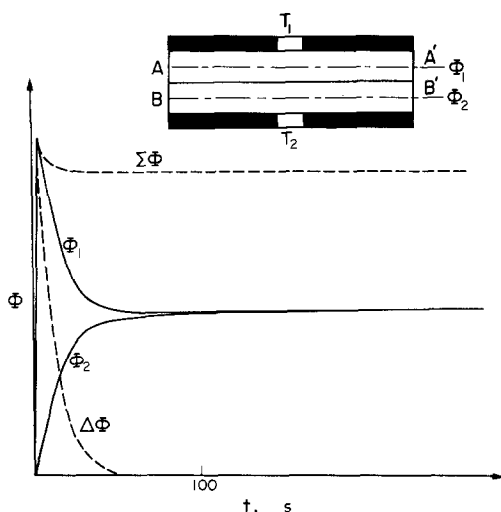


FIG. 3. Caractérisation des fluxmètres en régime transitoire. Evolutions fluxmétriques représentant l'établissement d'un régime permanent.

supérieur, a permis la mesure des coefficients  $R'$  et  $C'$ . Les évolutions calorifiques  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Sigma\Phi$ ,  $\Delta\Phi$  sont représentées Fig. 3. Le mode symétrique  $\Sigma\Phi$  converge rapidement vers sa valeur asymptotique; la faible durée du régime transitoire ne permet pas de calculer le coefficient  $m_2$  définissant la constante de temps fondamentale du mode antisymétrique. Le mode antisymétrique converge plus lentement. Son évolution peut être représentée par la quantité de chaleur  $J(t)$  accumulée entre les plans de mesure des flux calorifiques  $AA'$  et  $BB'$  en fonction du temps. L'expression théorique de  $J(t)$  s'obtient à partir de l'équation (8.2), le coefficient  $m_1$  étant la première racine de l'équation (5), dans laquelle on impose  $e = 0$

$$J(t) = \frac{(T_2 - T_1)}{2} \rho' c' \epsilon S - \frac{\sqrt{2}}{2m_1} \exp(m_1 t) + \frac{\sqrt{2}}{2m_1} \exp(-m_1' t). \quad (9)$$

Cette expression théorique a pu être ajustée à la courbe expérimentale par une valeur de  $m_1$  égale à 0,99. Cette valeur de  $m_1$  définissant la constante de temps fondamentale du mode symétrique ne caractérise pas complètement les fluxmètres. Il faut déterminer en plus la résistance ou la capacité thermique. La capacité calorifique a été calculée en mesurant la quantité de chaleur nécessaire pour porter les fluxmètres d'une température d'équilibre initiale  $T_0$  à une température finale  $T_1$  définies avec précision. Le traitement de ces informations a permis de calculer la capacité et la résistance thermique compte tenu de la valeur de  $m_1$ .

$$C' = 70,9 \text{ J/C à } 2\% \quad R' = 0,35^\circ\text{C/W à } 3\%.$$

#### Application à la mesure des constantes thermophysiques

Le principe de la mesure des constantes thermophysiques en régime variable consiste à soumettre l'ensemble "échantillon-fluxmètres" à une évolution thermocinétique dissymétrique et à identifier les constantes de temps fondamentales des modes normaux  $\Sigma\Phi(t)$  et  $\Delta\Phi(t)$ . La connaissance de  $m_1$  et  $m_2$  détermine la diffusivité  $a$  et la conductivité  $\lambda$  par la résolution des équations (5) et (6) lorsque l'on connaît les caractéristiques  $R'$  et  $C'$  des fluxmètres en régime transitoire. Des évolutions de forme semblable ont été observées dans le système "échantillon-fluxmètres" et ont permis de calculer la diffusivité et la conductivité thermiques [6]. Les valeurs calculées sont compatibles avec les résultats publiés [7] obtenus par d'autres méthodes de mesure.

L'évolution des flux calorifiques induits dans un matériau par une sollicitation thermique dissymétrique est une information exploitable pour caractériser les matériaux homogènes. Elle n'est pas adaptée à l'étude des matériaux poreux humides puisque la différence de température appliquée est couplée à des transferts d'humidité interne qui perturbent les propriétés thermiques de l'échantillon. Ces matériaux doivent être soumis à une évolution thermocinétique symétrique par rapport aux coordonnées d'espace. Les évolutions de ce type sont imposées en portant les plaques échangeuses à la même température et en faisant varier cette température d'une valeur initiale  $T_0$  à une valeur finale  $T_1$  définie avec précision. Durant toute l'évolution transitoire, le gradient imposé est nul, et les échanges thermiques sont décrits par le seul mode symétrique. L'évolution calorifique représentée par  $\Delta\Phi(t)$  ou  $J(t)$  permet la détermination de  $m_1$  par identification avec la solution théorique. La valeur asymptotique  $J(\infty)$  représentant la quantité de chaleur emmagasinée entre les plans de mesure pendant la durée du régime transitoire peut être utilisée pour calculer la capacité thermique. L'évolution exponentielle de  $J(t)$  pour les valeurs du temps de l'ordre de  $1/m_1$  peut être traitée de façon à calculer la valeur asymptotique  $J(\infty)$  avant la fin du régime transitoire.

Cette méthode de mesure nous a permis de déterminer avec une précision de 2,5% en régime transitoire la capacité thermique d'échantillon de grande dimension (de capacité

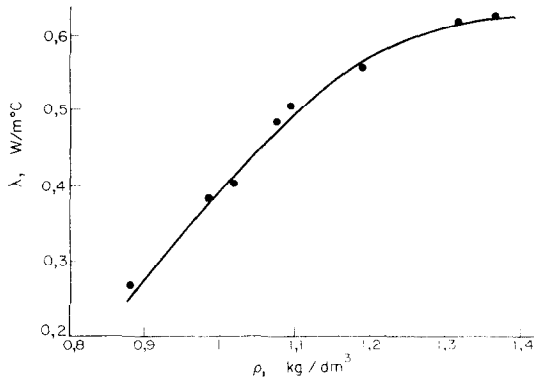


FIG. 4. Variation de la conductivité thermique du plâtre avec l'humidité.

supérieure à 200 J/°C). Elle est particulièrement intéressante pour mesurer la capacité thermique des matériaux humides. Nous avons observé que la capacité thermique est la somme de la capacité du matériau sec et de la capacité de l'eau d'humidification. Connaissant la capacité thermique et la valeur de  $m_1$ , nous avons pu représenter la conductivité thermique en fonction de la masse volumique du matériau humide Fig. 4.

#### CONCLUSION

L'étude détaillée de la dynamique des échanges calorifiques dans un milieu symétrique à trois couches a montré l'intérêt des modes normaux pour la représentation des évolutions thermocinétiques en régime variable. Les constantes de temps fondamentales des modes normaux ont été identifiées par un traitement adapté des évolutions fluxmétriques. Les coefficients obtenus caractérisent totalement l'échantillon étudié et peuvent être utilisés pour calculer les constantes thermophysiques. Dans le cas particulier des matériaux humides, l'évolution thermocinétique imposée doit être symétrique par rapport aux coordonnées d'espace. Ce traitement de ce type d'évolution conduit à la détermination de la capacité et la diffusivité thermiques.

Le traitement mathématique des évolutions thermocinétiques appliqué à la métrologie a le grand avantage d'éliminer le difficile problème expérimental de la conductivité en régime permanent. La représentation des échanges calorifiques par la mesure instantanée des flux calorifiques semble particulièrement adaptée à l'étude des évolutions thermocinétiques. Le développement des méthodes fluxmétriques en régime variable est lié d'une part à la fabrication de fluxmètres de faible capacité permettant de suivre les évolutions rapidement variables dans le temps, d'autre part à la mise au point de modèles mathématiques utilisables pour les faibles valeurs du temps.

*Remerciements* – Nous remercions Monsieur Marechal, Chef de la Division Thermique du Centre Expérimental du Bâtiment et des Travaux Publics qui nous a incité à développer de nouveaux fluxmètres calorifiques et avec qui nous avons des discussions très fructueuses sur les applications à la métrologie des mesures fluxmétriques.

#### REFERENCES

1. J. C. Marechal et J. M. Devisme, Mesure rapide et simultanée de la conductivité et de la diffusivité thermique. *Entropic* **64**, 27–34 (1975).
2. J. M. Devisme, Conductivité et diffusivité thermiques simultanées par mesure de flux en régime non stationnaire, Thèse de Doctorat 3<sup>e</sup> cycle Université de Paris VI (Novembre 1973).
3. Angot, *Complément de Mathématiques*, d'Optique (1961).
4. C. Foulard, S. Gentil et J. P. Sandriez, *Commande et Régulation par Calculateur Numérique*. Eyrolle, Paris (1977).
5. J. P. Dubus, P. Thery et F. Wattiau, Méthode automatique de caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau par identification de la réponse indicelle, *Ann. I.T.B.T.P.* **372**, 14–23 (1979).
6. F. Wattiau, Contribution théorique et expérimentale à l'étude des échanges thermiques en régime transitoire dans les matériaux de construction, Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Université des Sciences et Techniques de Lille (Décembre 1978).
7. J. Martinet, Contribution à l'étude de la thermocinétique, *Publ. Scient. Min. l'Air* **108**(1), 141 (1964).

## ON THE PENETRATION OF TURBULENCE THROUGH PERFORATED FLAT PLATES

DAN NAOT\*

Centre for Technological Education, Holon, Israel

and

FRANK KREITH

Solar Energy Research Institute, Golden, Colorado, U.S.A.

(Received 23 August 1979)

#### NOMENCLATURE

$d$ , pore diameter;  
 $E_1, E_2$ , turbulence spectra;  
 $f$ , longitudinal correlation;  
 $g$ , lateral correlation;  
 $k_1$ , streamwise wave number;

$k_r$ , threshold wave number;  
 $P$ , penetration coefficient;  
 $r$ , position coordinate;  
 $u$ , streamwise velocity fluctuation;  
 $v$ , velocity fluctuation normal to the plate;  
 $x$ , streamwise coordinate.

#### Greek symbols

$\alpha$ , numerical coefficient;  
 $\lambda_f$ , longitudinal microscale;  
 $\eta_n$ , non-dimensional threshold.

\*Presently guest scientist at the Sonderforschungsbereich 80, University of Karlsruhe, FRG.