

# Evaluation des paramètres thermiques d'un milieu poreux : optimisation d'outils de mesure "in situ"

JEAN-PAUL LAURENT†

Institut de Mécanique de Grenoble, BP 68, 38402 Saint Martin d'Hères Cédex, France

(Reçu le 3 Septembre 1987 et sous forme finale le 18 Avril 1988)

**Résumé**—Une approche synthétique, par la dynamique des systèmes, des différentes méthodes de mesure des paramètres thermiques en régime transitoire imposé par "sonde à chocs thermiques" est développée. Les modèles de transfert correspondants sont présentés ainsi que les techniques d'identification associées. Une attention particulière est portée au problème de l'influence d'une résistance thermique de contact sonde/matériau et une méthode d'étude de sensibilité est proposée. Des solutions sont décrites pour réduire les sources d'imprécision liées aux traitements utilisés. On montre que l'approche qui consiste à employer des sondes de très faible inertie thermique est bien adaptée à la mesure "in situ" dans les milieux poreux. Des indications sont données concernant la réalisation de ce type de capteurs, leurs conditions d'utilisation et l'évaluation de leurs performances.

## 1. INTRODUCTION

DANS DE nombreux domaines : génie civil, bâtiment, physique des sols, agro-alimentaire, etc. il est nécessaire, à défaut de modèles prédictifs satisfaisants, de mesurer les caractéristiques thermiques d'un matériau poreux, conductivité thermique et capacité calorifique, dans ses conditions habituelles de fonctionnement. On doit, pour cela, disposer de méthodes de mesure "in situ" de ces paramètres suffisamment fiables et précises. Ceci introduit d'emblée deux contraintes par rapport au choix des outils correspondants. Il faut pouvoir opérer dans des conditions thermiques et hydriques quelconques en perturbant au minimum l'état physique du milieu. D'autre part, la géométrie du capteur doit être compatible avec une mise en place a posteriori, le cas échéant sur le terrain, dans un matériau non préalablement conditionné.

Pour satisfaire à ces impératifs, des chercheurs ont mis au point, dans les années cinquante [1-3], des méthodes de détermination des paramètres thermiques en régime transitoire imposé. On se réfère aux outils correspondants sous le nom générique de "sondes à chocs thermiques". En effet, ceux-ci incorporent tous un élément chauffant cylindrique, généralement une résistance électrique, émettant un flux de chaleur pendant un bref laps de temps : quelques dizaines ou centaines de secondes. Outre la prise en compte des contraintes exposées plus haut, les avantages que l'on est en droit d'attendre de ce type de méthodes se situent au niveau de la simplicité de l'appareillage et de la rapidité de la mesure.

Suivant les cas, diverses techniques d'identification ont été développées : Dans l'approche "monotige" [4-16], historiquement la première, un signal en température est mesuré directement dans l'élément

chauffant et un modèle asymptotique très simple conduit à l'estimation de la conductivité thermique seule. Par contre, si l'on place le thermocouple dans le matériau : méthode "bitige" [17-20], on peut alors déterminer simultanément la diffusivité et la conductivité thermique. Enfin, plus récemment, une technique "tritige" [21, 22] a été imaginée en tenant compte d'un signal d'entrée réel en température mesurée par l'intermédiaire d'un thermocouple supplémentaire également placé dans le matériau.

Pour comparer ces différentes méthodes, il est intéressant d'adopter un formalisme unique—celui de la "dynamique des systèmes"—qui s'est avéré bien adapté à la modélisation de ce type de problèmes.

## 2. UNE APPROCHE DES METHODES TYPE "SONDES A CHOCS THERMIQUES" PAR LA DYNAMIQUE DES SYSTEMES

### 2.1. Principe

Ces méthodes s'apparentent dans leur schéma global au problème général de l'identification des paramètres de la fonction de transfert d'un système linéaire. Nous utiliserons donc, ici, les outils mathématiques du traitement du signal [23] qui ont été développées dans d'autres domaines de la Physique, en particulier en Automatique.

Dans ce contexte, le processus de détermination des paramètres thermiques d'un matériau par une méthode d'analyse transitoire se résume de la manière suivante : on excite le milieu à étudier par un signal d'entrée  $e(t)$  obtenu par l'intermédiaire de l'élément chauffant et l'on recueille une réponse sous forme d'un signal de sortie  $s(t)$  (Fig. 1). Le transfert entrée/sortie est modélisé analytiquement en résolvant, par des techniques mathématiques appropriées [24], l'équation de la chaleur pour la géométrie du capteur utilisé en adoptant comme condition à la limite pour  $e(t)$  une fonction de Dirac  $\delta(t)$ . On obtient, ainsi, l'expression

†Present address: Institut de Mécanique de Grenoble, Groupe "Hydrologie", BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France.

NOMENCLATURE

$a$	diffusivité thermique du matériau, $\lambda/C$
$C$	capacité calorifique du matériau
$C_s$	chaleur spécifique de la sonde
erf	fonction erreur, $2/\sqrt{\pi} \int_0^x \exp(-u^2) du$
erfc	fonction erreur complémentaire, $1 - \text{erf}$
$e(t)$	signal d'entrée
$E_i$	fonction exponentielle intégrale, $\int_x^\infty e^{-u}/u du$
$H$	réponse impulsionnelle, entrée: "Dirac" $\delta(t)$
$H_u$	réponse indicielle, entrée: "échelon" $u(t)$
$J_0$	fonction de Bessel de 1ère espèce d'ordre 0
$J_1$	fonction de Bessel de 1ère espèce d'ordre 1
$L$	longueur de l'élément chauffant
$M_s$	masse par unité de longueur de la sonde
$Q_e$	puissance électrique par unité de longueur
$Q$	flux de chaleur émis par unité de longueur
$Q'$	flux de chaleur émis par unité de surface
$r$	distance à l'axe de l'élément chauffant
$r_s$	rayon de l'élément chauffant
$R_c$	résistance thermique de contact
$s(t)$	signal de sortie expérimental mesuré

$s'(t)$	signal de sortie calculé
$t$	temps
$t_c$	temps de chauffage
$T$	température
$\Delta T$	élévation de température, $T(t) - T(0)$
$u(t)$	fonction échelon, $u(t < 0) = 0$ , $u(t \geq 0) = \text{cte}$
$Y_0$	fonction de Bessel de 2ème espèce d'ordre 0
$Y_1$	fonction de Bessel de 2ème espèce d'ordre 1
$z$	coordonnée axiale.

Lettres grecques

$\delta(t)$	fonction de Dirac, $\int_{-\infty}^\infty \delta(t) dt = 1$ , $\delta(t \neq 0) = 0$
$\gamma$	constante d'Euler, 0.577215 ...
$\lambda$	conductivité thermique.

Indices

$s$	élément chauffant
1	premier thermocouple dans le matériau
2	deuxième thermocouple dans le matériau.

générale d'une réponse impulsionnelle  $H(t)$  qui fournit un modèle de transfert incluant dans ses paramètres les caractéristiques thermiques du milieu ( $\lambda$  et  $C$ ). D'une manière générale, il suffit donc, pour déterminer ceux-ci à partir d'un essai type "sonde à chocs thermiques", d'effectuer un calage en fonction de  $\lambda$  et  $C$ , avec un critère de moindres carrés par exemple, d'une réponse théorique  $s'(t)$ , obtenue par convolution du signal d'entrée avec le modèle de réponse impulsionnelle  $H(t)$ , sur le signal de sortie réel mesuré  $s(t)$ .

En pratique, le signal d'entrée ayant souvent une forme, réelle ou supposée, particulièrement simple, on préférera utiliser une réponse indicielle  $H_u(t)$ , correspondant à une condition à la limite de type "échelon"  $u(t)$ . Cette réponse indicielle  $H_u(t)$  est, en fait, mathématiquement, l'intégrale par rapport au temps de la réponse impulsionnelle  $H(t)$ . Le signal de sortie théorique  $s'(t)$  est alors déterminé par simple produit de  $H_u(t)$  avec le signal d'entrée décomposé en échelons élémentaires. Si l'on prend, à titre d'exemple, le cas d'un signal d'entrée  $e(t)$  "en créneau":  $Q[u(t) - u(t - t_c)]$  (Fig. 2) où  $Q$  est une constante par rapport au temps on aura :

$$s'(t) = Q[H_u(t) - H_u(t - t_c)]. \tag{1}$$

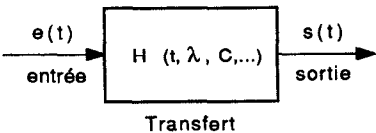


FIG. 1. Le système sonde/matériau.

2.2. Une typologie

Les différents types de sondes à chocs thermiques peuvent se différencier suivant la nature du signal d'entrée  $e(t)$  considéré: il peut s'agir de la puissance électrique  $Q_e(t)$  injectée dans l'élément chauffant, du flux thermique  $Q(t)$  émis par celui-ci ou d'une température  $T_1(t)$  mesurée dans le matériau à une distance  $r_1$  de l'axe du corps de chauffe. De même, le signal de sortie  $s(t)$  peut être une température  $T_2(t)$  mesurée à une distance  $r_2$  supérieure à  $r_1$  ou la température  $T_s(t)$  de l'élément chauffant lui-même. La Fig. 3 résume l'ensemble de ces possibilités en indiquant les transferts correspondants.

Pour établir des modèles analytiques  $H(t)$  ou  $H_u(t)$ , suffisamment "simples" pour être utilisés en pratique pour l'estimation des paramètres thermiques, on est conduit à supposer que les hypothèses suivantes sont vérifiées:

- (a) H1: conduction pure (pas de convection, pas d'échanges radiatifs);
- (b) H2: paramètres thermiques invariants ( $\forall t, T$ );

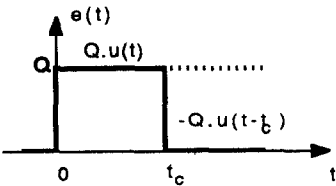


FIG. 2. Signal d'entrée "en créneau".

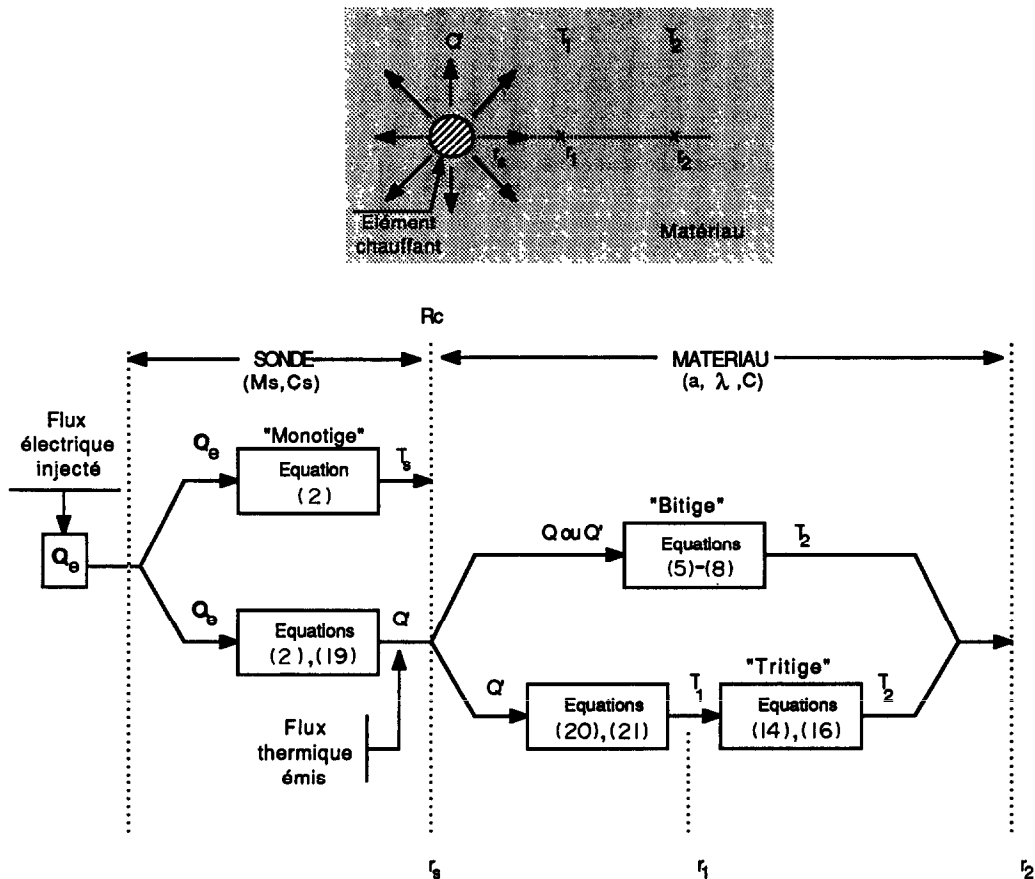


FIG. 3. Schéma complet des transferts dans un système sonde/matériau.

- (c) H3 : milieu homogène et isotrope ;
- (d) H4 : milieu infini ;
- (e) H5 : conditions initiales nulles partout.

En fait, seules H1 et H2 sont strictement nécessaires pour se placer dans le cas d'un système linéaire. Les autres hypothèses, qui peuvent paraître très contraignantes, ne sont introduites que pour des raisons pratiques. D'ailleurs H3, qui exclue le cas des matériaux à structure anisotrope (composites par exemple), et H4 peuvent être relativées en exprimant que l'élément de volume de mesure doit être supérieur à l'élément de volume représentatif du milieu poreux considéré et inférieur à son extension géométrique dans toutes les directions Enfin, H5 n'est introduite que parce que l'on ne peut généralement pas mesurer le champs de température dans le milieu avant la mesure. Quoiqu'il en soit, et nous reviendrons plus loin sur ce point, il convient de s'assurer que les conditions expérimentales vérifient au mieux chacune de ces hypothèses. Si c'est le cas, la forme de  $H(t)$  ou  $H_u(t)$ , est alors complètement déterminée par le choix d'un couple signal d'entrée/signal de sortie pour une géométrie de sonde donnée. On peut distinguer trois approches.

2.2.1. Méthodes type "monotige". Dans celles-ci,

ainsi nommées parce qu'alors les capteurs correspondants ne possèdent qu'une seule tige: l'élément chauffant, on considère comme signal d'entrée  $e(t)$  la puissance électrique  $Q_e(t)$  injectée par unité de longueur dans l'élément chauffant et comme signal de sortie la température  $T_s(t)$  de la sonde mesurée par l'intermédiaire d'un thermocouple placé dans l'élément chauffant. Un modèle correspondant a été calculé par Blackwell [1] qui a résolu l'équation de la chaleur dans cette configuration avec les hypothèses supplémentaires suivantes :

- (a) H6 : géométrie cylindrique ;
- (b) H7 : sonde de rayon  $r_s$  infiniment longue (transfert thermique purement radial) ;
- (c) H8 : isothermicité de l'élément chauffant.

Dans ces conditions on obtient comme expression de la réponse indicielle :

$$H_u(t, \lambda, C, r_s, M_s, C_s, Rc) = \frac{T_s(t)}{Q_e}$$
$$= \frac{8}{\pi \lambda} \left( \frac{r_s^2 C}{M_s C_s} \right)^2 \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-atx^2/r_s^2)}{x^3(A^2 + B^2)} dx. \quad (2)$$

Avec

$$A = xJ_0(x) + J_1(x)[\lambda Rc x^2/r_s - 2\pi r_s^2/M_s C_s]$$

$$B = xY_0(x) + Y_1(x)[\lambda Rc x^2/r_s - 2\pi r_s^2/M_s C_s]. \quad (3)$$

Pour les grandes valeurs du temps, (2) tend vers une expression asymptotique :

$$T_s(t) \rightarrow \frac{Q_e}{4\pi\lambda} \left[ \log(t) + \log\left(\frac{4a}{r_s^2}\right) - \gamma + \frac{2\lambda Rc}{r_s} + O\left(\frac{1}{t^2}\right) \right]. \quad (4)$$

D'où une méthode de détermination de la conductivité thermique  $\lambda$  "en monotige" consistant à effectuer une régression linéaire, à des temps judicieusement choisis, sur la courbe  $\Delta T_s = f(\ln t)$  dont la pente sera égale à  $Q_e/4\pi\lambda$ . C'est mode d'estimation, en raison de son extrême simplicité, qui est pratiquement toujours adopté même si les modèles de départ utilisés diffèrent parfois de (2) lorsque l'on souhaite, par exemple, intégrer une structure de l'élément chauffant plus complexe [1, 2, 10, 12] ou, au contraire, simplifiée [5, 6, 9, 11, 13]. Pour déterminer simultanément la diffusivité thermique  $a$ , et donc la capacité calorifique  $C$ , il est nécessaire d'après (2) ou (4) d'estimer parallèlement la résistance de contact  $Rc$ . Ceci a conduit les chercheurs, soit à faire l'hypothèse que celle-ci est nulle [3, 13] ce qui est très rarement réalisé, soit à élaborer des techniques de traitement plus sophistiquées [4, 16] dont la complexité peut paraître en contradiction avec le but recherché en utilisant de telles méthodes.

**2.2.2. Méthodes type "bitige".** Pour obtenir une information plus directement liée aux caractéristiques thermiques du matériau étudié, on peut adopter comme signal de sortie  $s(t)$  une température  $T(t)$  mesurée par l'intermédiaire d'un thermocouple situé dans une tige supplémentaire placée dans le matériau à une certaine distance  $r$  de l'élément chauffant. Le signal d'entrée correspondant est alors le flux thermique  $Q$ , ou  $Q'$ , émis par le corps de chauffe dans le milieu. Le modèle de réponse indicielle flux/température lié à cette configuration, donc associé à une condition à la limite de type Neumann (condition de flux), prend une forme différente suivant le degré de simplification que l'on accepte pour la géométrie de l'élément chauffant : longueur supposée infinie (transfert purement radial) ou non, approximation de source "filiforme" ou non. En résolvant l'équation de la chaleur avec les hypothèses H1 à H6, on obtient, suivant les cas, pour expression de la réponse indicielle dans le plan médian ( $z = 0$ ) perpendiculaire à l'élément chauffant.

Sonde filiforme infiniment longue [24]

$$H_u(t, \lambda, C, r) = \frac{T(r, t)}{Q} = -\frac{1}{4\pi\lambda} E_i\left(-\frac{r^2}{4at}\right). \quad (5)$$

Sonde filiforme de longueur  $L$  [17]

$$H_u(t, \lambda, C, r, L) = \frac{T(r, t)}{Q} = \frac{1}{2\pi\lambda} \int_0^1 \exp\left(-\frac{r^2}{4au^2t}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{L}{4u\sqrt{at}}\right) \frac{du}{u}. \quad (6)$$

Sonde de rayon  $r_s$  infiniment longue [24]

$$H_u(t, \lambda, C, r_s, r) = \frac{T(r, t)}{Q'} = \frac{2}{\pi\lambda} \int_0^\infty (1 - e^{-au^2t}) \times \frac{Y_0(ur)J_1(ur_s) - J_0(ur)Y_1(ur_s)}{J_1^2(ur_s) + Y_1^2(ur_s)} \frac{du}{u^2}. \quad (7)$$

Sonde de rayon  $r_s$  de longueur  $L$  [20, 25]

$$H_u(t, \lambda, C, r_s, r, L) = \frac{T(r, t)}{Q'} = \frac{2}{\pi\lambda} \int_0^\infty f(a, u, t, L) \times \frac{Y_0(ur)J_1(ur_s) - J_0(ur)Y_1(ur_s)}{J_1^2(ur_s) + Y_1^2(ur_s)} \frac{du}{u^2}. \quad (8)$$

Avec

$$f(a, u, t, L) = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{L}{4\sqrt{at}}\right) e^{-au^2t} - \frac{1}{2} \left[ e^{Lu/2} \operatorname{erfc}\left(\frac{L}{4\sqrt{at}} + u\sqrt{at}\right) + e^{-Lu/2} \operatorname{erfc}\left(\frac{L}{4\sqrt{at}} - u\sqrt{at}\right) \right]. \quad (9)$$

Quel que soit le modèle adopté, on constate que l'expression analytique de la réponse indicielle flux/température  $H_u(t)$  peut se mettre sous la forme générale :

$$H_u(t) = K/\lambda \cdot g(a, t, \dots). \quad (10)$$

Où  $K$  est une constante et  $g$  une fonction dont les paramètres ne font intervenir les caractéristiques thermiques du milieu que par l'intermédiaire de leur rapport  $\lambda/C$  : la diffusivité thermique  $a$ .

On pourra donc toujours déterminer simultanément  $a$  et  $\lambda$  par une méthode de type "bitige" en estimant d'abord la diffusivité thermique par la minimisation par rapport à celle-ci d'une fonction du type :

$$A(a) = \sum_{i \neq j} \left[ \frac{s(t_i)}{s(t_j)} - \frac{s'(t_i)}{s'(t_j)} \right]^2 = \sum_{i \neq j} \left[ \frac{\Delta T(t_i)}{\Delta T(t_j)} - \frac{G(a, t_i, \dots)}{G(a, t_j, \dots)} \right]^2. \quad (11)$$

Puis en calculant une valeur moyenne de la conductivité thermique par :

$$\lambda = \frac{1}{n} \sum_n \left[ \frac{s'(t_i)}{s(t_i)} \right] = \frac{QK}{n} \sum_n \left[ \frac{G(a, t_i, \dots)}{\Delta T(t_i)} \right]. \quad (12)$$

Où  $\Delta T(t_i)$  représente le signal de sortie expérimental (température dans le matériau à une distance  $r$ ) échantillonné sur  $n$  points et  $G(a, t)$  une combinaison linéaire de  $g(a, t)$  tenant compte de la forme du signal d'entrée. Si l'on suppose un signal d'entrée "en créneau" [17–20], on a alors :

$$G(a, t) = g(a, t) - g(a, t - t_c). \quad (13)$$

Cette méthode utilisée par Belleudy [17] est, en fait, dérivée de la méthode dite "des temps doubles" proposée par Jaeger [3]. Son application reste très simple si l'on dispose de moyens de calculs automatiques et elle conduit, ainsi, à une détermination très rapide de la conductivité thermique et de la capacité calorifique.

**2.2.3. Méthodes type "tritige".** A la base de la réalisation de cet autre type de sonde par Audibert et Gaudet [21, 26], se trouve l'idée de substituer au signal d'entrée en flux, dont l'estimation peut être problématique (voir §3), un signal d'entrée en température  $T_1(t)$  mesuré par l'intermédiaire d'un thermocouple supplémentaire placé dans le matériau, entre l'élément chauffant et le thermocouple mesurant le signal de sortie  $T_2(t)$  en  $r_2$ , à une distance  $r_1$  (voir Fig. 3). Il est possible, de cette façon, de s'abstenir de toute hypothèse sur la forme du signal d'entrée.

Dans ce cas, la forme de la réponse impulsionnelle température/température  $H(t)$  correspondante est déterminée en résolvant l'équation de la chaleur, toujours avec les mêmes hypothèses (H1 à H5), pour un milieu semi-infini borné intérieurement par une surface cylindrique sur laquelle est appliquée, cette fois, une condition à la limite de type Dirichlet (condition de température). Si l'on introduit, de plus, une hypothèse de flux purement radial (H7), on obtient [21, 26] pour expression de  $H(t)$  dans le plan médian  $z = 0$  :

$$H(t, a, r_1, r_2) = -\frac{2a}{\pi} \int_0^\infty e^{-au^2 t} \times \frac{J_0(ur_2)Y_0(ur_1) - Y_0(ur_2)J_0(ur_1)}{J_0^2(ur_1) + Y_0^2(ur_1)} u du. \quad (14)$$

Il est néanmoins possible d'obtenir une expression analytique de  $H(t)$  en considérant une hypothèse moins restrictive que H7 du type :

$$T_1(r_1, z)/T_1(r_1, 0) = 1 \text{ pour } -L \leq z \leq L, \\ T_1(r_1, z) = 0 \text{ pour } |z| > L. \quad (15)$$

On a alors [1, 22] :

$$H(t, a, r_1, r_2, L) = -\frac{2a}{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{L}{4\sqrt{(at)}}\right) \int_0^\infty e^{-au^2 t} \times \frac{J_0(ur_2)Y_0(ur_1) - Y_0(ur_2)J_0(ur_1)}{J_0^2(ur_1) + Y_0^2(ur_1)} u du. \quad (16)$$

Toutefois l'utilisation de (14) est le plus souvent justifiée par une extension géométrique ( $L/r_s$ ) suffisante de l'élément chauffant [27, 28]. Dans tous les cas, on calculera le signal de sortie "théorique"  $s'(t)$  par convolution de  $H(t)$  et de  $\Delta T_1(t)$  :

$$s'(t) = \int_0^t \Delta T_1(\tau) H(t - \tau) d\tau. \quad (17)$$

On pourra donc estimer la diffusivité thermique  $a$  en minimisant sur  $n$  points :

$$A(a) = \sum_{i=1}^n [s'(t_i) - s(t_i)]^2 = \sum_{i=1}^n [s'(t_i) - \Delta T_2(t_i)]^2. \quad (18)$$

### 3. INFLUENCE D'UNE RESISTANCE THERMIQUE DE CONTACT SONDE/MATERIAU SUR LA PRECISION DE DETERMINATION DES PARAMETRES THERMIQUES

#### 3.1. Problématique générale

La mise en place d'une sonde dans un matériau poreux entraîne, inévitablement, l'existence d'une résistance thermique de contact non négligeable, voire importante, entre l'élément chauffant et le matériau. En effet, l'introduction de la sonde dans un milieu non conditionné a priori, cas inhérent à toute mesure "in situ", ne peut se faire que par le perçage préalable de trous cylindriques correspondants aux cotes et entraxes du capteur utilisé. Même si cette opération est réalisée avec précautions (emploi de gabarits et guides de perçage), il est clair que le contact thermique élément chauffant/matériau ne sera jamais parfait ne serait-ce qu'à cause de la structure même du milieu poreux. L'optimisation d'un capteur type "sonde à chocs thermiques", quelle que soit la méthode retenue, doit donc, nécessairement, comporter une phase d'étude de sensibilité de la précision de détermination des paramètres thermiques par rapport à cette résistance thermique de contact "parasite". En l'occurrence, l'approche que nous avons développée dans le paragraphe précédent prend alors tout son intérêt car elle permet de découpler totalement le problème de l'estimation du signal d'entrée de celui de la validité du modèle de transfert utilisé.

#### 3.2. Une méthode d'étude de sensibilité

Disposant des modèles que nous avons présentés dans le paragraphe 2, il est possible de modéliser totalement analytiquement le système sonde/matériau tel que nous l'avons schématisé sur la Fig. 3. En effet, le flux thermique réellement émis par un élément chauffant dans lequel on injecte une puissance électrique par unité de longueur  $Q_c$  pendant une durée  $t_c$  est donné par :

$$Q(t) = \begin{cases} Q_e - M_s C_s \frac{dT_s}{dt} & \text{pour } t \leq t_c \\ -M_s C_s \frac{dT_s}{dt} & \text{pour } t > t_c \end{cases}$$

$$\text{et } Q'(t) = \frac{Q(t)}{2\pi r_s}. \quad (19)$$

Où  $T_s$  est obtenue par le modèle (2). La forme de  $Q(t)$ , ou de  $Q'(t)$ , étant a priori quelconque, le calcul des signaux de sortie  $T_1(t)$  et  $T_2(t)$  nécessite de disposer d'une expression de la réponse impulsionnelle flux/température  $H(t)$  qui peut être déduite de (7), ou (8), par simple dérivation par rapport au temps. On obtient suivant les cas :

Sonde de rayon  $r_s$  et de longueur supposée infinie [21, 26]

$$H(t, \lambda, C, r_s, r) = \frac{2}{\pi C} \int_0^\infty e^{-au^2 t} \times \frac{Y_0(ur)J_1(ur_s) - J_0(ur)Y_1(ur_s)}{J_1^2(ur_s) + Y_1^2(ur_s)} du. \quad (20)$$

Sonde de rayon  $r_s$  et de longueur  $L$  [22]

$$H(t, \lambda, C, r_s, r, L) = \frac{2}{\pi C} \operatorname{erf}\left(\frac{L}{4\sqrt{at}}\right) \int_0^\infty e^{-au^2 t} \times \frac{Y_0(ur)J_1(ur_s) - J_0(ur)Y_1(ur_s)}{J_1^2(ur_s) + Y_1^2(ur_s)} du. \quad (21)$$

Ces expressions permettent de calculer  $T_1(t)$  et  $T_2(t)$  à partir de  $Q'(t)$  par :

$$T_1(t) = \int_0^t Q'(\tau) H(t-\tau, r_1) d\tau$$

$$\text{et } T_2(t) = \int_0^t Q'(\tau) H(t-\tau, r_2) d\tau. \quad (22)$$

On possède donc, ainsi, tous les outils mathématiques nécessaires à la réalisation d'une étude analytique complète de sensibilité de la précision de détermination des paramètres thermiques par rapport à la résistance thermique de contact en vue de l'optimisation d'un capteur. Schématiquement, cette étude comportera les phases suivantes :

(1) Pour l'élément chauffant considéré ( $r_s$ ,  $L$ ,  $M_s$  et  $C_s$  fixés) on peut évaluer, par (2), la température  $T_s(t)$  de l'élément chauffant et par (19) le flux thermique  $Q'(t)$  émis par celui-ci dans milieu donné, caractérisé par  $\lambda$  et  $C$ , dans des conditions expérimentales quelconques définies par  $Q_e$ ,  $t_c$  et  $Rc$ .

(2) A partir de  $Q'(t)$  et de (20) ou (21) on peut ensuite calculer les deux signaux de sortie  $T_1(t)$  et  $T_2(t)$ , respectivement en  $r_1$  et  $r_2$ , par convolution (22).

(3) On peut alors tester une méthode type "sonde à chocs thermiques" quelconque en choisissant un couple signal d'entrée/signal de sortie et un modèle de transfert correspondant. On estimera alors, suivant les cas :

- (a) une nouvelle valeur  $\lambda'$  de la conductivité thermique : "monotige", modèle (4) ;
- (b) un couple ( $\lambda'$ ,  $C'$ ) : "bitige", modèles (5)–(8).
- (c) une valeur  $a$  de la diffusivité thermique : "tritige", modèles (14) ou (16).

Ceci permet de calculer un écart relatif des paramètres thermiques estimés par rapport à ceux injectés au départ et donc d'évaluer la précision théorique de la méthode d'identification utilisée dans les conditions retenues.

Ce processus en trois étapes peut être réitéré, pour un couple sonde/matériau donné, autant de fois qu'on le souhaite en faisant varier la résistance de contact  $Rc$  ce qui conduit effectivement à effectuer l'étude de sensibilité par rapport à ce paramètre.

### 3.3. Analyse critique d'un exemple d'étude de sensibilité

A titre d'illustration, nous présentons Fig. 4 un exemple complet d'étude de sensibilité que nous avons réalisé pour un élément chauffant donné et pour un matériau particulier. L'analyse des résultats obtenus montre que les performances des méthodes que nous avons décrites au paragraphe 2 sont très fortement influencées par l'existence d'une résistance de contact. Il est important d'en bien comprendre les raisons :

(1) En "monotige" le signal de sortie  $T_s(t)$  (Fig. 4(a)) est très perturbé par la résistance de contact  $Rc$  et la validité du modèle asymptotique réduit (4), à des temps égaux, est d'autant moins bonne que celle-ci est élevée. Le calcul classique de la conductivité thermique par régression linéaire sur la courbe  $\Delta T_s = f(\ln t)$ , réalisée sur un intervalle de temps identique, entraîne donc une erreur d'estimation croissante en fonction de  $Rc$  : Fig. 4(b).

(2) En "bitige" il est impossible de mesurer directement le signal d'entrée  $Q(t)$ . On est nécessairement conduit, pour estimer celui-ci, à assimiler flux thermique émis et puissance électrique injectée  $Q_e$  donc à supposer une forme du signal d'entrée "en créneau" qui justifie l'utilisation de réponses indicielles. Or cette hypothèse est d'autant moins réaliste que la résistance de contact est élevée. En effet, les influences couplées de  $Rc$  et de l'inertie thermique de la sonde ( $M_s C_s$ ) sont à l'origine de déformations importantes de  $Q(t)$  : Fig. 4(c). Assimiler  $Q(t)$  et  $Q_e(t)$  constitue donc une source majeure d'erreur lors de l'identification des paramètres thermiques par une méthode bitige : Fig. 4(d).

(3) En "tritige", l'utilisation d'un signal d'entrée réel  $T_1(t)$  rend effectivement la méthode indifférente à une résistance de contact pour l'identification de la diffusivité thermique  $a$ . Par contre, pour estimer la conductivité thermique  $\lambda$  ou la capacité calorifique  $C$ ,

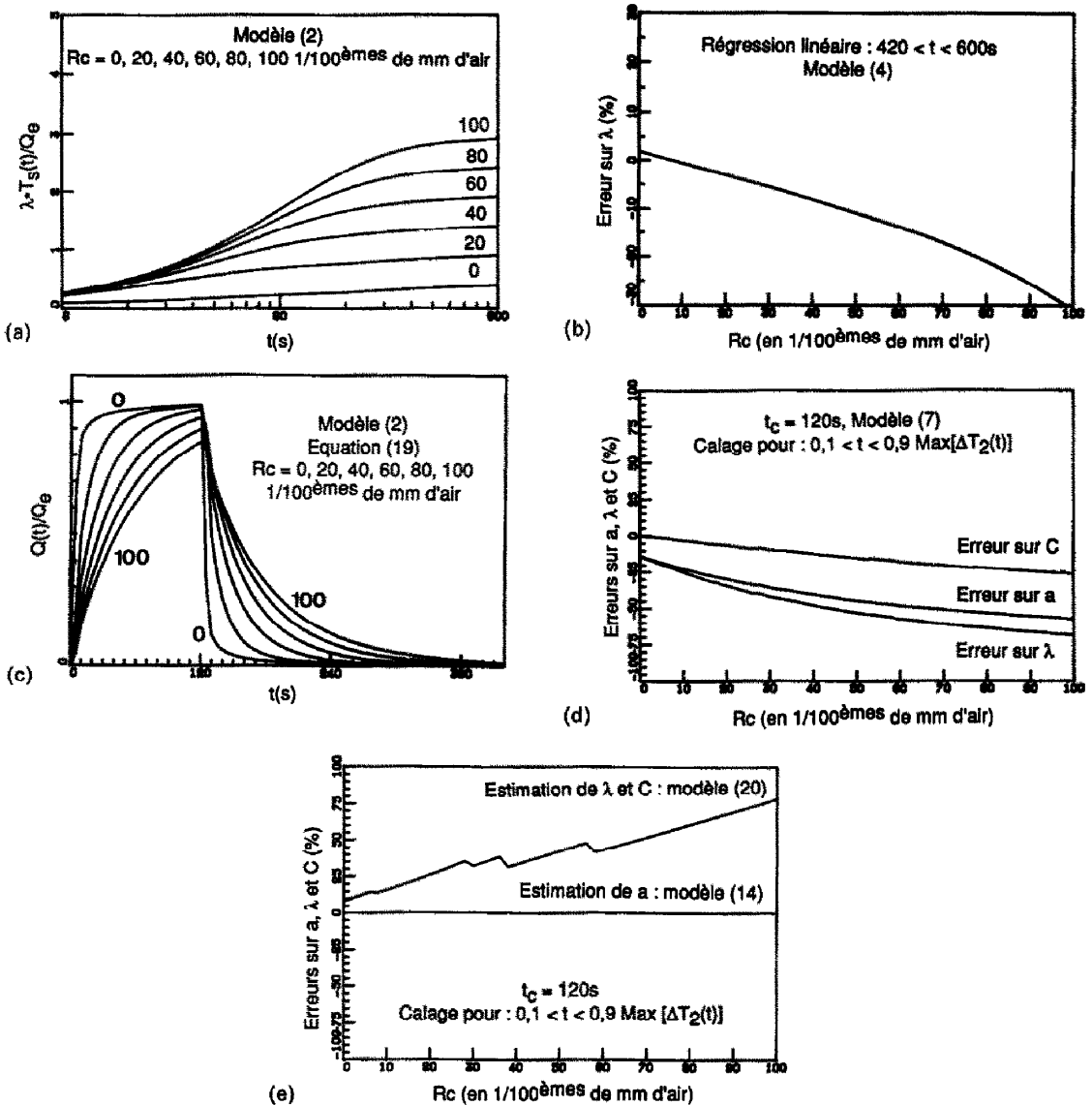


FIG. 4. Exemple d'étude de sensibilité à une résistance de contact de la précision théorique de détermination des paramètres thermiques par des méthodes type "sondes à chocs thermiques". Élément chauffant :  $r_s = 2,5 \times 10^{-3}$  m,  $M_s = 5,0 \times 10^{-2}$  kg m $^{-1}$ ,  $C_s = 450$  J kg $^{-1}$  K $^{-1}$ , longueur  $\infty$ . Matériau :  $\lambda = 1$  W m $^{-1}$  K $^{-1}$ ,  $C = 1,5 \times 10^6$  J m $^{-3}$  K $^{-1}$ . Nota :  $R_c$  est exprimée par l'intermédiaire de l'épaisseur  $e$  d'air donnant la même résistance ( $e = R_c \lambda_{air}$ ). (a) Evolution de  $T_s(t)$ . (b) Erreur sur  $\lambda$  "en monotige". (c) Déformation de  $Q(t)$ . (d) Erreur sur  $a$ ,  $\lambda$ ,  $C$  "en bitige". (e) Erreur sur  $a$ ,  $\lambda$ ,  $C$  "en tritige".

l'expression de la réponse impulsionnelle température/température ((14) ou (16)) ne faisant intervenir que  $a$ , on est obligé de revenir à un modèle de transfert considérant comme signal d'entrée le flux thermique émis par l'élément chauffant ((20) ou (21)). On est alors de nouveau confronté au problème de l'estimation de  $Q(t)$ . Si l'on retient l'hypothèse d'un "créneau" parfait :  $Q(t) = Q_e(t)$ , on commet encore une erreur importante, croissante en fonction de la résistance de contact  $R_c$ , en estimant  $\lambda$  et  $C$  (Fig. 4(e)) bien que l'on utilise, cette fois, une valeur juste de la diffusivité thermique.

#### 4. REALISATION DE SONDES A CHOCS THERMIQUES ADAPTEES A LA MESURE "IN SITU"

##### 4.1. Deux solutions possibles

Nous venons de voir, comme l'avaient d'ailleurs constaté d'autres auteurs avant nous [4, 26], que l'influence couplée d'une résistance thermique de contact et de l'inertie thermique de l'élément chauffant était une source importante d'erreur lors de l'identification des paramètres thermiques par sonde à chocs thermiques quelle que soit le type de méthode employé.

Si l'on ne souhaite pas, comme c'est notre cas, agir artificiellement sur le contact sonde/matériau pour conserver le principe d'une mesure "in situ" dans un milieu quelconque non conditionné préalablement, il importe d'intervenir aux niveaux de la conception des capteurs et/ou des traitements utilisés pour minimiser cette influence et obtenir un degré de précision choisi au départ et contrôlable a posteriori.

Une première voie possible pour atteindre ce but est de s'abstenir autant que possible de toute hypothèse irréaliste sur la forme du signal d'entrée ce qui revient à adapter l'approche "tritige", développée initialement pour la détermination de la diffusivité thermique, au problème de l'identification de la capacité calorifique et de la conductivité thermique. C'est cette approche que nous avons adoptée dans un premier temps en optimisant une sonde tritige "courte" et le traitement associé, notamment en ce qui concerne l'estimation du signal d'entrée en flux  $Q'(t)$ . Malheureusement, au niveau expérimental, nous nous sommes rapidement rendu compte que la précision qu'il était possible d'atteindre concrètement dans un milieu poreux sur les entraxes  $r_1$  et  $r_2$  était généralement insuffisante ce qui entraîne des incertitudes sur la détermination de  $\lambda$  et  $C$  trop importantes [22].

Nous avons donc, finalement, préféré adopter une autre voie qui consiste, au contraire, à modifier les caractéristiques technologiques de l'élément chauffant pour être capable de générer des signaux de formes données et de valider ainsi, au mieux, les hypothèses introduites lors de l'établissement des différents modèles et traitements associés. Cette solution ayant donné de bons résultats, c'est celle-ci que nous détaillons dans ce qui suit.

#### 4.2. Sondes de très faible inertie thermique

4.2.1. *Une technologie appropriée.* Pour minimiser l'influence d'une résistance thermique de contact élément chauffant/matériau sur la forme réelle du signal d'entrée en flux, il importe, d'après (19), de réduire au maximum l'inertie thermique du corps de chauffe et donc sa masse linéique  $M_s$ . Dans l'exemple de la Fig. 4, nous avons utilisé les caractéristiques d'un élément chauffant réel que nous avons réalisé en bobinant un fil résistif relativement fin ( $\phi 0,5 \times 10^{-3}$  m) bobiné sur un support très léger ce qui permettait d'atteindre une valeur de  $M_s$  déjà plutôt faible puisqu'elle était de l'ordre de  $5,0 \times 10^{-2}$  kg m $^{-1}$ . Malgré cela, nous avons vu, sur cet exemple, qu'il était généralement injustifié d'assimiler flux thermique émis et puissance électrique injectée et ceci quelle que soit la méthode d'identification utilisée.

Nous avons donc voulu aller plus loin dans l'optimisation technologique de l'élément chauffant en réduisant considérablement sa masse. Ceci a été rendu possible en adoptant une conception originale basée sur l'utilisation de tubes en alliage fortement résistif dont les parois, très minces:  $< 10^{-4}$  m, se substituent à l'élément chauffant bobiné. Une rigidité mécanique suffisante, compatible avec l'introduction

de la sonde dans le matériau, est obtenue par un traitement thermique approprié du tube employé. La Fig. 5 présente le schéma de cet élément chauffant (Fig. 5(a)), ainsi fabriqué de manière très simple, et illustre deux réalisations construites autour de celui-ci: Figs. 5(b) et (c).

4.2.2. *Performances "théoriques".* Grâce à cette nouvelle technologie, nous avons donc pu diminuer la masse linéique de l'élément chauffant: en utilisant un tube de diamètre  $3,5 \times 10^{-3}$  m et de paroi d'épaisseur  $0,07 \times 10^{-3}$  m nous obtenons une valeur de  $M_s$  de l'ordre de  $6 \times 10^{-3}$  kg m $^{-1}$  ou environ  $10^{-2}$  kg m $^{-1}$  si l'on tient compte du fil d'alimentation en cuivre placé à l'intérieur. Dans ces conditions, la sensibilité à une résistance thermique de contact de la détermination des paramètres thermiques en "monotige" ou en "bitige" reste très limitée ce que l'on peut vérifier par la méthode décrite au §3.2: voir Fig. 6. A propos des résultats présentés Fig. 6(b), il y a lieu de noter que le traitement "bitige" que nous avons finalement adopté est en fait légèrement différent de celui présenté au §2.2.2. En effet, un choix judicieux du temps de chauffage  $t_c$  conduit en "monotige" à une détermination théoriquement très précise de la conductivité thermique (Fig. 6(a)). On a donc maintenant intérêt à utiliser cette valeur pour la détermination simultanée de la capacité calorifique en "bitige". Le traitement complet d'un essai effectué à partir d'un capteur du type de celui présenté Fig. 5(c) se décompose alors en deux étapes:

(1) Calcul de  $Q_c/4\pi\lambda$  par régression linéaire sur  $\Delta T_s = f(\ln t)$  d'où l'on déduit  $\lambda$  en utilisant la valeur mesurée de  $Q_c$ : méthode "monotige" (§2.2.1, modèle 4).

(2) Minimisation par rapport à  $C$  d'une fonction  $A(C)$  définie par:

$$A(C) = \sum_{i=1}^n [s'(t_i) - \Delta T(t_i, r)]^2. \quad (23)$$

Où  $\Delta T(t_i, r)$  est le signal de sortie expérimental, délivré par le thermocouple placé dans le matériau, échantillonné sur  $n$  points et  $s'(t)$  un signal de sortie "théorique" calculé, en utilisant la valeur de  $\lambda$  déterminée précédemment, par:

$$s'(t) = Q_c[H_a(t) - H_a(t - t_c)]. \quad (24)$$

$H_a(t)$  étant un modèle de réponse indicelle flux/température (§2.2.2) dont les valeurs peuvent être tabulées préalablement. La Fig. 7 donne un exemple complet de dépouillement d'un essai "bitige" par cette méthode. On remarquera qu'il est possible de contrôler le réalisme de l'hypothèse implicite de "créneau parfait" que suppose l'utilisation de (24) en calculant, par (19), le flux thermique  $Q'(t)$  réellement émis. Le cas échéant, on peut alors tenir compte de la forme réelle de celui-ci en estimant  $s'(t)$  cette fois par convolution de  $Q'(t)$  avec un modèle de réponse impulsionnelle flux/température ((20) ou (21)). Tou-



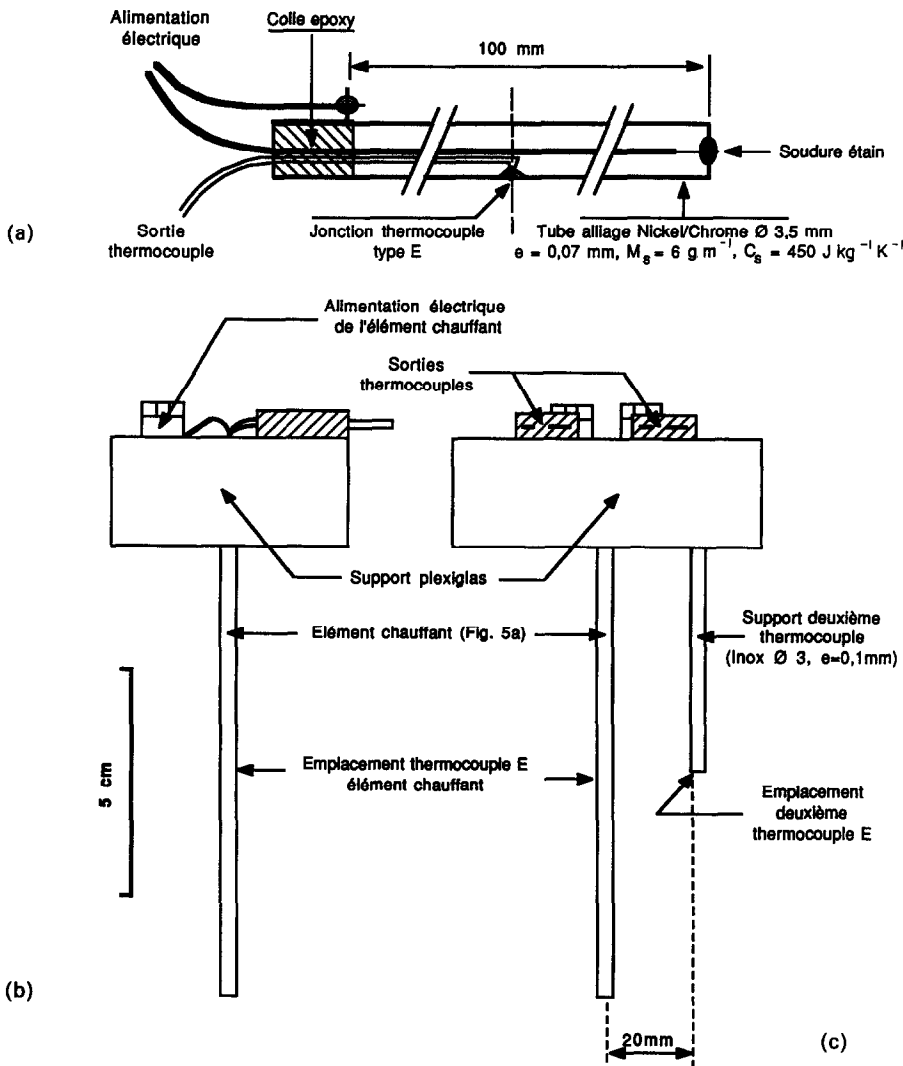


FIG. 5. Sondes de très faible inertie thermique. (a) Élément chauffant de très faible inertie thermique. (b) Sonde "monotige". (c) Sonde "bitige".

tefois, notre expérience nous a montré que ce n'était pratiquement jamais nécessaire.

4.2.3. *Précision expérimentale.* Plusieurs facteurs, au niveau expérimental, sont susceptibles d'introduire une incertitude supplémentaire sur la détermination de la conductivité thermique "en monotige":

(1) *Dérive de la température du milieu.* L'estimation de la conductivité thermique par régression linéaire sur la courbe  $\Delta T_s = f(\ln t)$  s'effectue sur une plage de température très faible (voir exemple Fig. 7(b)). De plus, on s'intéresse ici à la dérivée d'un signal par rapport au temps. Il suffit donc d'une dérive très faible de la température du milieu pour introduire une erreur notable lors de la détermination de la conductivité thermique. Il est donc primordial de s'assurer d'une parfaite stabilité thermique du milieu avant l'essai: Hypothèse H5.

(2) *Incertitude sur la connaissance de  $Q_e$ .*  $\lambda$  étant obtenu par l'intermédiaire du rapport  $Q_e/4\pi\lambda =$

$W/4\pi\lambda L$  où  $W$  est la puissance électrique injectée (watts) et  $L$  la longueur de la sonde, ces deux derniers paramètres doivent être connus avec une grande précision. Or  $W$  est mesurée expérimentalement en calculant le produit  $R_e I^2$ ,  $R_e$  étant la résistance électrique de la sonde et  $I$  l'intensité du courant de chauffage. On aura donc:

$$\Delta\lambda/\lambda = \Delta R_e/R_e + \Delta L/L + 2\Delta I/I. \tag{25}$$

Dans cette formule le terme prépondérant est celui concernant la résistance électrique dans lequel il faut intégrer les variations de résistivité de l'alliage en fonction de la température (2,1% entre 0 et 100°C). Pour la longueur, une incertitude est introduite par la soudure à l'extrémité inférieure de l'élément chauffant. Enfin, la valeur de l'intensité  $I$  doit être connue avec une grande précision et, surtout, ne pas fluctuer pendant la mesure. On doit donc disposer d'une alimentation électrique d'une grande stabilité. Glo-

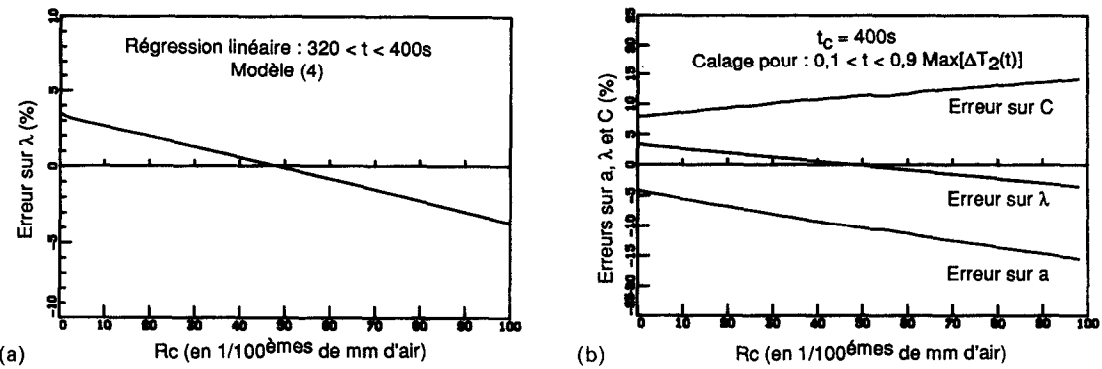


FIG. 6. Exemple de l'erreur théorique introduite par une résistance de contact dans la détermination des paramètres thermiques par une méthode "bitige" optimisée. Matériau :  $\lambda = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $C = 1,5 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Sonde : idem Fig. 5(c). Conditions expérimentale :  $t_c = 400 \text{ s}$ . (a) Erreur sur  $\lambda$  "en monotige". (b) Erreur sur  $a$ ,  $C$  "en bitige".

blement on peut estimer que l'incertitude sur  $\lambda$  due à ces trois paramètres est toujours inférieure à 2%.

(3) *Variations des paramètres thermiques pendant la mesure.* Le choc thermique peut entraîner dans un milieu poreux humide un risque de thermomigration au voisinage de l'élément chauffant ce qui peut influencer notablement sur les valeurs des paramètres thermiques apparents [21]. En l'occurrence, une faible élévation de température suffit à la réalisation correcte d'un essai de type "monotige" car le signal de sortie est mesuré à l'endroit où il est maximum ce qui permet

de minimiser cet effet et, donc, de vérifier au mieux les hypothèses H1 et H2. Toutefois, il faut remarquer qu'il est impossible d'effectuer une mesure correcte si l'on se trouve dans une zone de température correspondant à une transition de phase dans le milieu ou à une contribution trop élevée des transferts radiatifs.

(4) *Mise en place de la sonde, représentativité de la mesure.* En pratique, bien que l'on soit amené à supposer une extension infinie du milieu (Hypothèse H4), la mesure des propriétés thermiques s'effectue toujours dans un milieu, soit semi-infini : existence

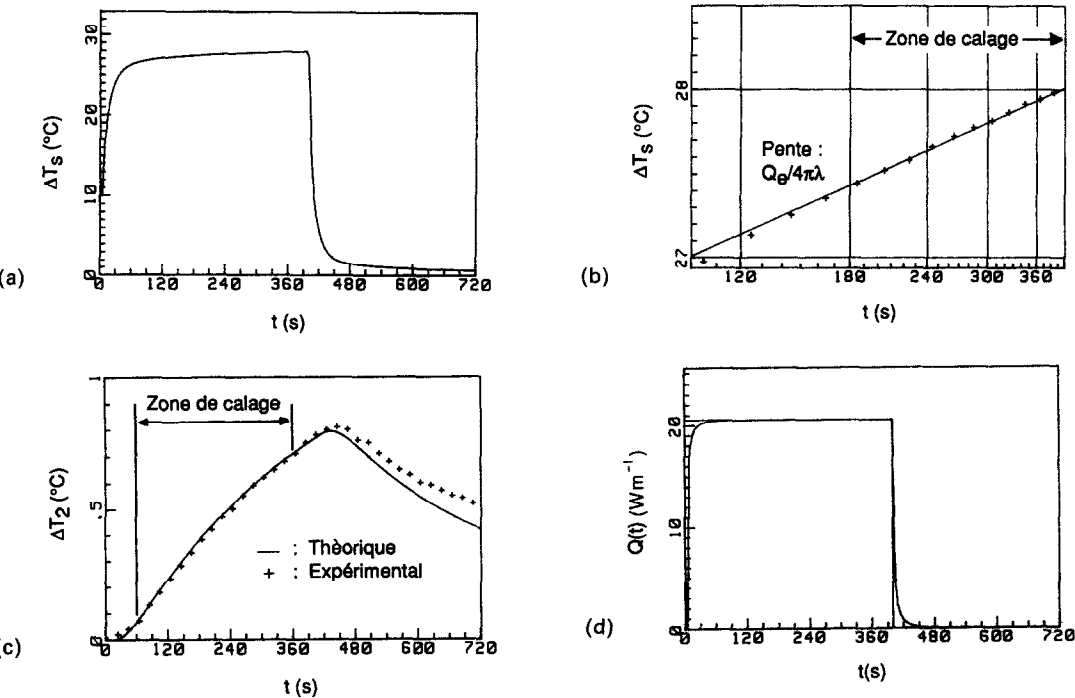


FIG. 7. Exemple de dépouillement complet d'un essai "bitige" optimisé. Matériau : terre crue, densité : 2 (porosité = 25%), 8% d'eau en poids. Sonde : idem Fig. 5(c). Conditions expérimentales :  $t_c = 400 \text{ s}$ ,  $Q_c = 20,72 \text{ W m}^{-1}$ ,  $T = 35,3^\circ\text{C}$ . Résultats obtenus :  $a = 1,102 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $\lambda = 2,27 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $C = 2,23 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Nota : Connaissant  $\lambda$  et  $C$ , il est possible d'estimer  $R_c$  par (4). On a, pour ce cas :  $R_c = 33/100$ èmes de mm d'air. (a) Courbe expérimentale  $T_s(t)$ . (b) Calcul de la conductivité thermique (modèle 4). (c) Calage de la diffusivité thermique (modèle 8). (d) Calcul du flux thermique (équation (19)).

d'une surface libre, soit même borné dans toutes les directions : échantillon. Pour que H4 soit réaliste il faut que l'élément de volume de mesure (EVM) soit suffisamment petit. Dans le cas présent d'un élément chauffant cylindrique, l'EVM peut être approximé par un cylindre de rayon  $R$  dont on peut donner un ordre de grandeur en considérant une source filiforme :

$$R \approx 2e^{-0.5\gamma} \sqrt{(at_c)} \approx 1.5 \sqrt{(at_c)}. \quad (26)$$

Ce rayon  $R$  doit donc être comparé a posteriori avec les dimensions du milieu étudié ce qui peut conduire, éventuellement, à ajuster le temps de chauffage  $t_c$ . Par ailleurs, la longueur de l'élément chauffant (0,1 m) a été choisie de manière à ce que le thermocouple situé en son milieu soit "suffisamment loin" de la surface compte-tenu des caractéristiques thermiques des milieux dans lesquels nous souhaitons effectuer des mesures :  $0,1 \times 10^{-6} < a < 2 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Enfin un dernier point est également à contrôler : pour que le milieu puisse être considéré comme homogène (Hypothèse H3), il faut de plus que l'EVM soit nettement supérieur à l'élément de volume représentatif estimé du milieu poreux considéré.

Globalement, avec l'élément chauffant présenté, si l'on intègre les incertitudes d'ordre "théorique" et expérimental et si l'on optimise le choix de  $t_c$  et de  $Q_c$  en fonction des caractéristiques thermiques du milieu et de sa température, une précision de l'ordre de 5% pour la détermination de  $\lambda$  "en monotige" peut être atteinte quelle que soit la résistance thermique de contact.

En ce qui concerne la détermination complémentaire de la capacité calorifique  $C$  en "bitige", on est, évidemment, confronté de nouveau au problème de l'incertitude sur la connaissance de l'entraxe réel  $r$  : distance de l'axe de l'élément chauffant au thermocouple placé dans le matériau. Une analyse dimensionnelle montre que l'influence de celle-ci sur l'incertitude de détermination de la capacité calorifique peut s'exprimer par :

$$\Delta C/C = \Delta a/a + \Delta \lambda/\lambda = 2\Delta r/r + \Delta \lambda/\lambda. \quad (27)$$

Si nous reprenons l'exemple de la Fig. 7, avec la valeur de  $r$  que nous avons choisie (0,02 m) et en considérant que  $\Delta r$  était de l'ordre de  $\pm 2 \times 10^{-4} \text{ m}$ , une précision moyenne d'environ 15% a été obtenue, compte tenu de l'erreur due au traitement (cf. Fig. 6(b)), pour la détermination de la capacité calorifique. Ce résultat reste médiocre. De plus, il serait très difficile de tenir compte de la présence éventuelle d'une résistance de contact, cette fois, entre le milieu et le deuxième thermocouple situé en  $(r, 0)$ .

## 5. CONCLUSION

Les méthodes type "sonde à chocs thermiques" sont a priori bien adaptées à la détermination "in situ" des paramètres thermiques d'un milieu poreux car elles minimisent la perturbation du milieu inhérente à la

mesure. Deux critères fondamentaux sont à respecter. Le premier est de pouvoir opérer dans un matériau non préalablement conditionné ce qui conduit à choisir des capteurs dont la géométrie cylindrique autorise une mise en place par perçage. Le deuxième, qui est en fait le corollaire du premier, impose que la méthode utilisée soit peu sensible au problème d'un mauvais contact thermique sonde/matériau.

Pour atteindre ce dernier objectif une première voie consisterait à s'abstenir de toute hypothèse irréaliste sur la forme des signaux d'entrée. C'est ce que pourrait réaliser une sonde "tritige" optimisée. Toutefois, l'utilisation "in situ" de cette méthode, potentiellement très performante, est limitée par le problème de la mise en place dans le matériau à cause de l'importante source d'erreur que constitue l'incertitude sur les entraxes réels.

Une autre voie est d'agir préférentiellement sur les performances de l'élément chauffant utilisé de manière à être capable de générer des signaux de formes très voisines de celles supposées par les différents modèles de transfert. La réalisation d'un nouvel élément chauffant de très faible inertie thermique nous a permis d'explorer ce genre de solution. Nous avons ainsi pu concevoir et réaliser, en particulier, une sonde monotige dont les caractéristiques technologiques permettent d'atteindre, quelles que soient les conditions expérimentales, un bon niveau de précision dans la détermination de la conductivité thermique. Ceci, joint à une grande facilité d'utilisation, nous a permis d'effectuer un nombre très important de mesures dans le cadre de l'étude de l'influence de divers paramètres physiques ou structuraux sur l'évolution de la conductivité thermique de matériaux poreux du bâtiment : terres crues [22], plâtre, béton cellulaire, etc.

*Remerciements*—Le travail dont il est rendu compte dans cet article a pu être effectué grâce à un financement du ministère français de la Recherche et de la Technologie. Il s'est déroulé au sein de la division "Physique et Chimie des Matériaux" dans l'établissement de Grenoble du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment. L'auteur remercie ici toutes les personnes qui y ont contribué et, en particulier, R. Copé D. Quenard et H. Sallée.

## BIBLIOGRAPHIE

1. J. H. Blackwell, A transient-flow method for determination of thermal constants of insulating materials in bulk, *Can. J. Phys.* **25**(2), 137-144 (1954).
2. D. A. De Vries and A. J. Peck, On the cylindrical probe method of measuring thermal conductivity with special reference to soils, *Aust. J. Phys.* No. 11, 255-271 and 410-423 (1958).
3. J. C. Jaeger, The use of complete temperature time curves for determination of thermal conductivity with particular reference to rocks, *Aust. J. Phys.* No. 12, 203-217 (1959).
4. G. Achard, J. J. Roux et J. C. Sublet, Description d'une sonde de mesure des caractéristiques thermiques des couches superficielles du sol. Résultats d'une campagne de mesure, *Revue Gén. Thermique* No. 267, 177-188 (1984).
5. M. S. Baghe-Khandan, Y. Choi and M. R. Okos,

- Improved line heat source thermal conductivity probe, *J. Fd Sci.* **46**, 1430–1432 (1981).
6. G. Bastian, Détermination de la conductivité thermique de matériaux de construction par une méthode type sonde cylindrique, *Revue Phys. Appliquée* **17**, 217–225 (1982).
  7. A. E. Beck, F. M. Anglin and J. H. Sass, Analysis of heat flow datas for *in-situ* thermal conductivity measurements, *Can. J. Earth Sci.* **8**(1), 1–19 (1971).
  8. J. C. Benet, P. Pomade et P. Hinzlin, Mesure de la conductivité thermique des sols par sonde cylindrique en régime transitoire. Etude de l'influence de la mise en place de la sonde, *Matér. Constructions* No. 60, 385–391 (1977).
  9. J. R. Bloomer and J. Ward, A semi-automatic field apparatus for the measurement of thermal conductivities of sedimentary rocks, *J. Phys. E: Scient. Instrum.* **12**, 1033–1035 (1979).
  10. J. Bruijn, I. A. Van Haneghem and J. Schenk, An improved nonsteady-state probe method for measurements in granular materials. Part I: theory, *High Temp.–High Pressures* **15**, 359–366 (1983).
  11. J. C. Foures, R. Javelas et B. Perrin, Application d'une méthode impulsionnelle à la détermination du coefficient de conductivité thermique des matériaux de construction, *Revue Gén. Thermique* No. 218, 129–134 (1980).
  12. J. C. Foures, R. Javelas et B. Perrin, Caractéristiques thermiques de matériaux de construction: détermination, variations en fonction de la teneur en eau, *Revue Gén. Thermique* No. 230, 111–118 (1981).
  13. G. C. Glatzmaier and F. Ramirez, Simultaneous measurement of the thermal conductivity and thermal diffusivity of unconsolidated materials by the transient hot wire method, *Rev. Scient. Instrum.* **56**(7), 1394–1398 (1985).
  14. G. Leroy, J. P. Bardon et R. Sanejouand, Sonde pour la mesure en place de la conductivité thermique du sol. Confrontation des mesures aux observations sur un stock expérimental de chaleur, Journées d'étude sur "Les caractéristiques thermiques des sols et leur mesure in-situ", S.F.T., Paris (1983).
  15. B. H. Vos, Measurements of thermal conductivity by a non-steady-state method, *Appl. Sci. Res.* **5**, 425–438 (1955).
  16. C. Zarcone, R. Lenormand, G. Bacon et P. Crausse, Mesure des caractéristiques thermophysiques de milieux poreux par la méthode des chocs thermiques, Séminaire "Comportement thermique et hydraulique de la zone non saturée", E.P.F. Lausanne, Suisse (1979).
  17. P. Belleudy, Détermination des coefficients de transfert de chaleur et de masse d'un mortier de béton et d'un sol, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble (1981).
  18. J. Hamburger et P. Belleudy, Une méthode de mesure simultanée de la diffusivité et de la conductivité thermique adaptée aux roches et aux matériaux de construction, Symposium A.I.R.H. "Les transferts de chaleur et de masse en milieu poreux", Toulouse (1980).
  19. J. C. Jaeger and J. H. Sass, A line source method for measuring the thermal conductivity and diffusivity of cylindrical specimens of rock and other poor conductors, *Br. J. Appl. Phys.* **15**, 1187–1194 (1964).
  20. D. Quenard, Mesures des caractéristiques hygrothermiques de matériaux à l'aide d'une sonde à chocs thermiques, DESS, Université de Reims (1982).
  21. S. Audibert, Détermination des caractéristiques thermocinétiques des milieux poreux. Analyse théorique, mesures et résultats, Thèse de 3ème cycle, U.S.M./I.N.P. Grenoble (1985).
  22. J. P. Laurent, Contribution à la caractérisation thermique des milieux poreux granulaires: optimisation d'outils de mesure in-situ des paramètres thermiques, application à l'étude des propriétés thermiques du matériau terre, Thèse de Doctorat, I.N.P. Grenoble (1986).
  23. J. Max, *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, 3ème Edn. Editions Masson, 2 tomes, Paris (1981).
  24. H. S. Carslaw and J. C. Jagger, *Conduction of Heat in Solids* (2nd Edn). Clarendon Press, Oxford (1959).
  25. J. H. Blackwell, Radial-axial heat flow in regions bounded internally by circular cylinders, *Can. J. Phys.* **31**, 472–479 (1953).
  26. S. Audibert et J. P. Gaudet, Etude de fonctions de transfert pour l'identification des paramètres thermiques de milieux poreux, *Entropie* No. 119, 40–48 (1984).
  27. J. H. Blackwell, The axial-flow error in the thermal-conductivity probe, *Can. J. Phys.* **34**, 412–417 (1956).
  28. P. G. Knibbe, The end-effect error in the determination of thermal conductivity using a hot-wire apparatus, *Int. J. Heat Mass Transfer* **29**, 463–473 (1986).

#### DETERMINATION OF POROUS MEDIA THERMAL PARAMETERS: OPTIMIZATION OF 'IN SITU' MEASUREMENT TOOLS

**Abstract**—A synthetic presentation of the different methods of measuring in a transient way the thermal parameters with 'thermal shock probes' is made by using the point of view of systems dynamics. The corresponding heat transfer models and the associated identification techniques are described. Particular attention is focused on the problem of the influence of a thermal contact resistance between the probe and the material. A method to study this problem is proposed. Solutions are given to improve the accuracy of the different treatments which can be used. It is shown that using probes with very low thermal inertia is particularly well adapted to "in situ" measurement in porous media. Indications are given on the realization of this type of probe, their conditions of practical use and the estimation of their performances.

#### BESTIMMUNG DER THERMISCHEN PARAMETER PORÖSER MEDIEN: OPTIMIERUNG VON METHODEN ZUR "IN SITU"-MESSUNG

**Zusammenfassung**—Die verschiedenen Methoden zur transienten Messung thermischer Eigenschaften mit Hilfe von Sprung-Antwort-Verfahren werden vorgestellt. Die entsprechenden Wärmeübertragungsmodelle und die dazugehörigen Verfahren der Parameteridentifikation werden beschrieben. Besonderes Augenmerk wird auf das Problem des thermischen Kontaktwiderstandes zwischen Sensor und Versuchsstoff gelegt. Eine Methode zur Untersuchung dieses Problems wird vorgeschlagen. Es werden Lösungen gezeigt, um die Genauigkeit der verschiedenen in Frage kommenden Verfahren zu verbessern. Die Verwendung von Sensoren mit sehr geringer thermischer Trägheit ist besonders gut zur "in situ"-Messung in porösen Medien geeignet. Es werden Hinweise auf die Ausführung derartiger Sensoren, die Bedingungen für den praktischen Gebrauch sowie die Auswertung gegeben.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТЫХ СРЕД: ОПТИМИЗАЦИЯ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ “*IN SITU*”

**Аннотация**—Предложены различные нестационарные методы измерения тепловых параметров “датчиками теплового скачка” с использованием динамики систем. Описаны соответствующие модели теплопереноса и методы идентификации. Особое внимание уделяется проблеме сопротивления теплового контакта между датчиком и материалом. Предложен способ изучения этой проблемы. Даны решения, позволяющие повысить точность различных применяемых методик. Показано, что датчики с очень низкой тепловой инерцией являются наиболее подходящим для измерений “*in situ*” в пористых средах. Даны рекомендации по реализации этого вида датчиков, условиям их практического использования и оценке их характеристик.