

UN NOUVEL INSTRUMENT POUR LA MESURE DE LA CONDUCTIBILITE THERMIQUE DES MATIERES ISOLANTES

G. HERPOL* et N. WILLEMS*

(Reçu le 9 août 1966)

Résumé—Un nouveau dispositif est présenté pour la mesure de la conductibilité thermique des matériaux isolants en vrac. C'est une forme particulière du principe de la sonde thermique mesurant la conductibilité en régime transitoire. La nouvelle sonde a ceci de particulier qu'elle est sphérique et que l'élément actif de la sonde est un semi-conducteur servant en même temps à développer de la chaleur et à mesurer la température. La théorie de la sonde sphérique est présentée et une solution graphique exacte est proposée, basée sur l'utilisation des tables de Faddeeva et Terentév, sous la forme d'abaques préparées une fois pour toutes et pouvant toujours servir. Une réalisation de principe est décrite. Les résultats de cette méthode se comparent favorablement avec ceux des autres et elle contient plus de possibilités.

NOTATIONS

<i>A</i> ,	variable intermédiaire;
<i>a</i> ,	coefficient de diffusion thermique de la température ($\lambda/\rho c$) [m^2/h];
<i>B</i> ,	variable intermédiaire;
<i>b</i> ,	rayon de la sonde [m];
<i>c</i> ,	chaleur spécifique [$kcal/kg\ deg C$];
λ ,	coefficient de conductibilité thermique [$kcal/m\ h\ deg C$];
<i>m</i> ,	surface extérieure de la sonde [m^2];
<i>n</i> ,	capacité thermique de la sonde [$kcal/deg C$];
<i>p</i> ,	opérateur de Laplace;
<i>Q</i> ,	chaleur développée par effet Joule [$kcal/h$];
<i>q</i> ,	$\sqrt{(p/a)}$;
<i>r</i> ,	rayon de l'isotherme sphérique [m];
ρ ,	masse spécifique [kg/m^3];
<i>t</i> ,	température [$deg C$];
τ ,	temps [h];
<i>T</i> ,	transformée de Laplace d'une fonction;

<i>V</i> ,	rapport des capacités thermiques de la sonde et du matériau isolant $\frac{4}{3}(\rho_o c_o/\rho c)$;
<i>u, v, w</i> ,	fonctions intermédiaires;
<i>x, y, z</i> ,	variables intermédiaires.

1. INTRODUCTION

Parmi les méthodes permettant de mesurer rapidement et en régime transitoire la conductibilité thermique des matériaux et plus particulièrement des isolants, la sonde thermique occupe indiscutablement une place d'honneur.

Son principe fut déjà suggéré par Fourier en 1888 [1]; mais, à notre connaissance du moins, il ne fut utilisé pratiquement pour la première fois qu'en 1948 par Van der Held et Van Drunen [2]. La méthode consiste à placer, dans la masse du matériau, un fil conducteur droit, dans lequel on fait passer un courant électrique. L'effet Joule développé dans le fil crée, dans le matériau, un champ thermique cylindrique. Le fil s'échauffe d'autant plus rapidement que la conductibilité du matériau qui l'entoure est plus petite et il est possible de déduire la conductibilité de la mesure de la vitesse d'échauffement [3].

Diverses formes ont été suggérées pour cette sonde au cours des temps [4], présentant toutes,

* Resp. Directeur et Assistant au Laboratoire d'Emploi des Combustibles et de Transmission de la Chaleur de la Faculté des Sciences Appliquées de l'Université de Gand, Belgique.

à côté de certains avantages, quelques inconvénients. Toutes ces formes comportent toujours deux ou plusieurs éléments: l'élément chauffant et des éléments de mesure de la température.

Or, pour obtenir par cette méthode des résultats précis, surtout sur des échantillons de dimensions extérieures assez réduites, il est indispensable d'arriver à construire une sonde assez longue et de diamètre assez petit. Si l'on mesure la température de l'élément chauffant par des thermocouples, il faut placer dans le corps de la sonde un assez grand nombre de fils, tous bien isolés les uns par rapport aux autres, ce qui entraîne des difficultés [5].

Ce sont ces dernières qui nous ont amené à imaginer une sonde qui ne comporterait qu'un seul élément, servant à la fois d'élément chauffant et d'élément de mesure de la température. Il n'y a là rien d'impossible, puisqu'une résistance électrique peut certes remplir les deux rôles. Mais, comme nous voulions en plus, si possible, mesurer la conductibilité en créant de très faibles augmentations de température, il fallait une résistance électrique à grand coefficient de température. Nous avons donc pensé aux semi-conducteurs.

Cependant, la résistivité de ces derniers étant forte, il a fallu renoncer à utiliser des sondes longues pour diverses raisons et c'est ainsi que nous avons été conduits à la sonde sphérique qui fait l'objet de cet article.

2. THÉORIE DE LA SONDE SPHÉRIQUE

Considérons un semi-conducteur ayant la forme d'une sphère (Fig. 1), placé au sein d'une masse illimitée d'un matériau homogène et isotrope dont la conductibilité thermique est à mesurer. Il est supposé qu'entre le semi-conducteur et la masse qui l'entoure, ne se place aucune résistance thermique, c'est-à-dire que les deux surfaces se touchent parfaitement. A partir d'un certain moment, faisons passer, dans le semi-conducteur, un courant électrique tel que l'effet Joule développé soit constant. Par effet Joule le semi-conducteur s'échauffera et la

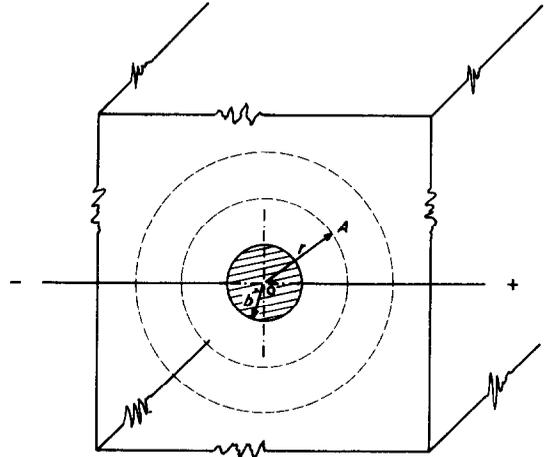


FIG. 1. Sonde sphérique.

chaleur développée s'écoulera dans la masse du matériau qui l'entoure en y créant un champ thermique sphérique, caractérisé en un point A, distant de r du centre de la sphère, par la relation

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} \quad (1)$$

dans laquelle

- $a = \lambda/\rho c$ [m^2/h] avec
- λ , coefficient de conductibilité thermique [$\text{kcal}/\text{m h degC}$];
- ρ , masse spécifique [kg/m^3];
- c , chaleur spécifique [$\text{kcal}/\text{kg degC}$];
- t , température au point A [$^{\circ}\text{C}$];
- r , distance AO [m];
- τ , temps [h].

La variation avec le temps de la température au point A doit résulter de l'intégration de l'équation (1), moyennant certaines conditions aux limites.

En admettant qu'au départ l'ensemble soit à la température ambiante et que nous prenions cette température comme référence pour exprimer toutes les autres, elle peut être considérée comme nulle.

L'effet Joule développé dans la sonde sert en partie à échauffer cette dernière et passe en

partie par la surface limite entre la sonde et son entourage. Si on s'arrange pour que la conductibilité thermique de la sonde soit très grande par rapport à celle de son entourage et que la chaleur développée par effet Joule soit assez petite, on peut admettre sans grande erreur que la répartition de la température dans la sonde est à peu près uniforme et égale à celle de sa surface, surtout si la sonde est assez petite.

Il résulte de ces considérations que les conditions aux limites sont les suivantes :

- pour $\tau = 0, t = 0$ pour toutes les valeurs de r ;
- pour $r = b$

$$Q = -4\pi b^2 \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=b} + \rho_o c_o \cdot \frac{4}{3} \pi b^3 \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} \right)_{r=b} \quad (2)$$

pour toutes les valeurs de τ , où

Q , chaleur développée par effet Joule dans la sonde par unité de temps et maintenue constante durant toute la durée de l'essai [kcal/h] ;

b , rayon de la sonde sphérique [m] ;

ρ_o , masse spécifique de la sonde [kg/m³] ;

c_o , chaleur spécifique de la sonde [kcal/kg degC] ;

Pour simplifier l'écriture, nous désignerons par :

m , la surface extérieure de la sonde = $4\pi b^2$ [m²] ;

n , la capacité thermique de la sonde = $\frac{4}{3} \pi b^3 \cdot \rho_o c_o$ [kcal/degC].

La condition (2) devient ainsi :

$$Q = -m\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=b} + n \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} \right)_{r=b} \quad (3)$$

Si nous désignons par T la transformée de Laplace de la fonction

$$t = f(\tau, r)$$

et par p l'opérateur de Laplace, l'équation (1)

pourra s'écrire :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{p}{a} T = 0,$$

ou, en posant $q = \sqrt{(p/a)}$,

$$\frac{\partial^2(rT)}{\partial r^2} - q^2(rT) = 0. \quad (4)$$

La solution générale de l'équation (4) est :

$$rT = C_1 e^{qr} + C_2 e^{-qr}. \quad (5)$$

Les conditions aux limites deviendront : pour $\tau = 0, T = 0$ pour toutes les valeurs de r ; pour $r = b$:

$$\frac{Q}{m\lambda} \frac{1}{p} + \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=b} - \frac{n}{m\lambda} p(T)_{r=b} = 0. \quad (6)$$

La première ne peut être remplie que si $C_1 = 0$, car le premier terme du second membre de l'expression (5) ne peut être une transformée de Laplace que si r devient négatif, ce qui est impossible ici.

La seconde donne :

$$C_2 = \frac{Q}{m\lambda} \frac{e^{qb}}{p \left(\frac{n}{m\lambda} \cdot \frac{p}{b} + \frac{q}{b} + \frac{1}{b^2} \right)}. \quad (7)$$

La solution de l'équation différentielle, compte tenu des conditions aux limites, devient donc :

$$rT = \frac{Q}{m\lambda} \frac{\exp[-q(r-b)]}{p \left(\frac{n}{m\lambda} \cdot \frac{p}{b} + \frac{q}{b} + \frac{1}{b^2} \right)} \quad (8)$$

Or, en posant :

$$A = \frac{m}{2n} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{a}} [1 - \sqrt{(1-V)}] \quad (9)$$

$$B = \frac{m}{2n} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{a}} [1 + \sqrt{(1-V)}] \quad (10)$$

avec

$$V = \frac{na}{mb\lambda} = \frac{4}{3} \frac{\rho_o c_o}{\rho c}$$

(comme V n'a pas de dimensions, celle de A^2 et de B^2 est l'inverse d'un temps).

On peut alors écrire :

$$\frac{m\lambda}{n} \cdot b \left(\frac{n}{m\lambda} \frac{p}{b} + \frac{q}{b} + \frac{1}{b^2} \right) = [(\sqrt{p}) + A] [(\sqrt{p}) + B]. \quad (11)$$

En introduisant l'expression (11) dans la formule (8) et en appliquant à cette dernière la théorie des fractions partielles, on obtient :

$$T = \frac{Q}{n} \frac{b}{r} \cdot \frac{1}{B-A} \left[\frac{\exp[-q(r-b)]}{p[(\sqrt{p})+A]} - \frac{\exp[-q(r-b)]}{p[(\sqrt{p})+B]} \right]. \quad (12)$$

Si on se rappelle que l'expression

$$\frac{e^{-\alpha\sqrt{p}}}{p[(\sqrt{p})+\beta]}$$

est la transformée de Laplace de la fonction

$$\frac{1}{\beta} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{\tau}} \right) - \frac{1}{\beta} \exp[\alpha\beta + \beta^2\tau] \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{\tau}} + \beta\sqrt{\tau} \right), \quad (13)$$

en retransformant l'expression (12), on obtiendra :

$$\begin{aligned} t(r, \tau) &= \frac{Q}{n} \cdot \frac{b}{r} \cdot \frac{1}{B-A} \left\{ \frac{1}{A} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} \right) - \frac{1}{A} \exp \left[\frac{r-b}{\sqrt{a}} A + A^2\tau \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} + A\sqrt{\tau} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{B} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} \right) + \frac{1}{B} \exp \left[\frac{r-b}{\sqrt{a}} B + B^2\tau \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} + B\sqrt{\tau} \right) \right\} \\ &= \frac{Q}{n} \cdot \frac{b}{r} \cdot \frac{1}{B-A} \left\{ \frac{B-A}{AB} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} \right) - \frac{1}{A} \exp \left[\frac{r-b}{\sqrt{a}} A + A^2\tau \right] \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A\sqrt{\tau} \right) + \frac{1}{B} \exp \left[\frac{r-b}{\sqrt{a}} B + B^2\tau \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{r-b}{2\sqrt{a\tau}} + B\sqrt{\tau} \right) \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Puisque nous supposons une répartition uniforme de la température dans la sonde elle-même, la loi ci-dessus étant valable pour $r = b$, la loi d'élévation de la température de la sonde sera :

$$t(b, \tau) = \frac{Q}{n} \cdot \frac{1}{B-A} \left[\frac{B-A}{AB} - \frac{1}{A} e^{A^2\tau} \operatorname{erfc}(A\sqrt{\tau}) + \frac{1}{B} e^{B^2\tau} \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau}) \right]. \quad (15)$$

Or les expressions A et B ne sont pas réelles, avec
car

$$V = \frac{4}{3} \frac{\rho_o c_o}{\rho c} > 1.$$

et

$$x = \frac{m\lambda}{2n\sqrt{a}}$$

Elles peuvent donc s'écrire :

$$\left. \begin{aligned} A &= x - iy \\ B &= x + iy \end{aligned} \right\} (16)$$

$$y = \frac{m\lambda}{2n\sqrt{a}} \cdot \sqrt{(V-1)}.$$

Il est possible de résoudre l'équation (15) en

vue d'en déduire λ en utilisant une solution graphique basée sur les tables de Faddeeva et Terentév [6], lorsqu'on connaît l'élévation de température qui se produit entre deux temps déterminés d'avance.

En effet, posons :

$$w(z) = e^{-z^2} \left(1 + \frac{2i}{\pi} \int_0^z e^{t^2} dt \right) \quad (18)$$

on

$$w(iz) = e^{z^2} \left(1 - \frac{2}{\pi} \int_0^z e^{-t^2} dt \right) = e^{z^2} \cdot \operatorname{erfc} z. \quad (19)$$

On peut introduire la fonction w dans l'expression (15) en faisant respectivement $z = A\sqrt{\tau}$ et $z = B\sqrt{\tau}$. Puisque A et B sont complexes, la fonction w sera aussi complexe et peut s'écrire :

$$w(z) = u(x, y) + iv(x, y).$$

Ce sont les fonctions u et v qui figurent dans les tables de Faddeeva et Terentév [6], mais seulement pour des valeurs de $x + iy$ et non pour celles de $x - iy$. Pour pouvoir utiliser ces tables, une transformation est nécessaire.

On sait que :

$$w(iA) = w[i(x - iy)] = w(y + ix) \quad (20)$$

$$w(iB) = w[i(x + iy)] = w(-y + ix). \quad (21)$$

La fonction (20) montre que l'on peut utiliser directement les tables citées, en intervertissant simplement les valeurs de x et de y .

$$w(y + ix) = u(y, x) + iv(y, x) \quad (22)$$

Avec

$$u(y, x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x e^{-t^2}}{(y-t)^2 + x^2} dt$$

et

$$v(y, x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y-t) e^{-t^2}}{(y-t)^2 + x^2} dt.$$

L'expression (21) doit être ramenée à des valeurs positives

$$w(-y + ix) = u(-y, x) + iv(-y, x), \quad (23)$$

avec

$$u(-y, x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x e^{-t^2}}{(y+t)^2 + x^2} dt,$$

$$v(-y, x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y+t) e^{-t^2}}{(y+t)^2 + x^2} dt.$$

En posant $t = -p$ on obtient respectivement

$$u(-y, x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x e^{-p^2}}{(y-p)^2 + x^2} dp = u(y, x), \quad (24)$$

$$v(-y, x) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y-p) e^{-p^2}}{(y-p)^2 + x^2} dp = -v(y, x). \quad (25)$$

Il en résulte que (23) devient :

$$w(-y + ix) = u(y, x) - iv(y, x). \quad (26)$$

Pour la fonction (26) on peut donc aussi utiliser les tables citées en intervertissant simplement les valeurs de x et y .

L'équation (15) devient, lorsqu'on remplace A, B, AB et $B - A$ par leurs valeurs (16) et en introduisant les fonctions w de (22) et (26)

$$\frac{n}{Q} t(b, \tau) = \frac{1}{x^2 + y^2} \times \left\{ 1 - \frac{x}{y} v[y(\sqrt{\tau}), x\sqrt{\tau}] - u[y(\sqrt{\tau}), x\sqrt{\tau}] \right\} \quad (27)$$

Le premier terme a la mesure d'un temps; il en est de même pour $1/(x^2 + y^2)$. Il en résulte que l'expression entre crochets est sans dimensions.

3. SOLUTION GRAPHIQUE

La solution graphique de l'équation (15), par le canal de l'expression (27), peut s'obtenir en établissant, une fois pour toutes, un abaque utilisable quelles que soient les valeurs absolues des éléments.

On choisit arbitrairement deux temps τ_1 et τ_2 ; au bout de ces temps, les températures atteintes par la sonde sont respectivement t_1 et t_2 .

$$\frac{n}{Q} t_1 = \frac{1}{x^2 + y^2} \left\{ 1 - \frac{x}{y} v[y(\sqrt{\tau_1}), x\sqrt{\tau_1}] - u[y(\sqrt{\tau_1}), x\sqrt{\tau_1}] \right\} \quad (28)$$

$$\frac{n}{Q} t_2 = \frac{1}{x^2 + y^2} \left\{ 1 - \frac{x}{y} v[y(\sqrt{\tau_2}), x\sqrt{\tau_2}] - u[y(\sqrt{\tau_2}), x\sqrt{\tau_2}] \right\}. \quad (29)$$

Les expressions (28) et (29) étant sans dimensions, sauf le temps qui est la mesure des termes $(n/Q)t$ et $1/(x^2 + y^2)$, on peut arriver à l'abaque en calculant l'emplacement des courbes pour une sonde déterminée. (Notre sonde a un diamètre de 8,4 mm et son produit $\rho_0 c_0$ est de 345 kcal/m³degC. Il en résulte que les valeurs de m et de n sont ainsi fixées). On a choisi ensuite le domaine des λ et a que l'on désire pouvoir mesurer et on en a déduit le domaine des valeurs intéressantes de x et de y conformément aux expressions (17).

Pour chaque combinaison de λ et de a , on obtient ainsi les valeurs de x et de y et donc $(n/Q)t_1$ et $(n/Q)t_2$ au moyen des tables de Faddeeva et Terentév.

Le principe de l'abaque est reproduit sur Fig. 2. Sur diagramme semi-logarithmique, on porte, en abscisses, la valeur $10^3(n/Q)t_1$ et en ordonnées celle de $10^4 a$. La ligne xx' relie des points où $10^3(n/Q)t_2$ est constant; yy' ceux où λ est constant et zz' ceux où le rapport $\rho c/\rho_0 c_0$ est constant. Les figures 3 et 4 présentent

l'abaque pour un domaine de λ compris entre 0,02 k et 0,5 k kcal/m h degC et de a compris entre 0,0001 et 0,0031 m²/h.

Le facteur k est introduit de façon à permettre l'utilisation des abaques pour n'importe quelle sonde. Il vaut :

$$k = \frac{(\rho_0 c_0) \text{ sonde utilisée}}{(\rho_0 c_0) \text{ sonde de référence}}$$

a valeur $\rho_0 c_0$ de la sonde de référence étant 540 kcal/m³degC.

Les temps arbitrairement choisis sont $\tau_1 = 1 \text{ min} = \frac{1}{60} \text{ h}$, $\tau_2 = 4 \text{ min} = \frac{4}{60} \text{ h}$. Quoiqu'en théorie ces valeurs puissent être quelconques, il est à noter que τ_1 , ne peut être choisi assez grand pour réduire la valeur relative de la petite erreur inévitable commise lors de l'enclenchement simultané des mesures du temps et de la température. La valeur de τ_2 ne peut pas être trop grande car, comme l'échantillon n'est pas infini, il ne faut pas qu'il y ait des modifications de température à la surface extérieure. Par ailleurs, comme l'élévation de température a une forme logarithmique, la variation de température devient de plus en plus lente, au fur et à mesure que le temps avance.

Quant à la valeur de Q , elle ne peut être trop petite, et cela afin d'avoir une élévation de température assez rapide, mais doit rester au-dessous d'une limite supérieure pour des raisons résultant du circuit électrique, du maintien de sa constance et de la répartition uniforme de la température de la sonde.

Pour utiliser l'abaque, lorsque deux mesures ont été faites, on détermine sur la courbe $10^3(n/Q)t_2$ le point P correspondant à l'abscisse $10^3(n/Q)t_1$ et ce point détermine directement λ , a et $\rho c/\rho_0 c_0$. On remarquera que les droites à $10^3(n/Q)t_2 = \text{constante}$ deviennent de plus en plus verticales au fur et à mesure que l'on chemine vers la droite de l'abaque; l'intersection avec la verticale de l'abscisse devient donc moins précise. C'est pourquoi il a fallu faire deux abaques à des échelles différentes, pour maintenir la précision de l'intersection dans tout le champ que l'on désire couvrir.

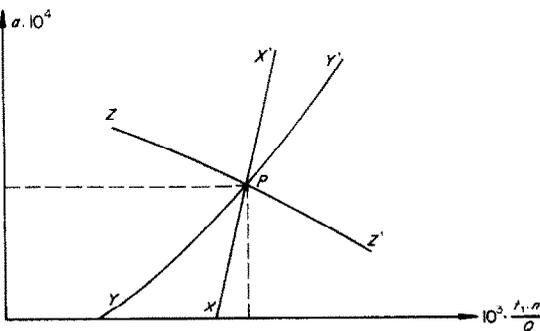


FIG. 2. Principe de l'abaque.

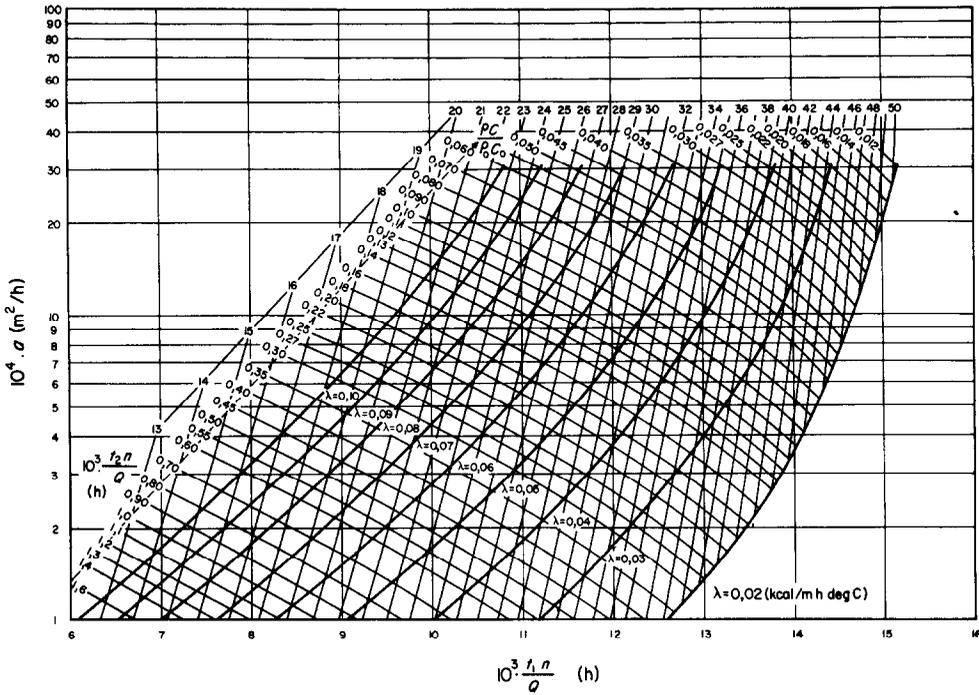


FIG. 3. Abaque de $\lambda = 0,02$ k kcal/m h degC à $\lambda = 0,10$ k kcal/m h degC.

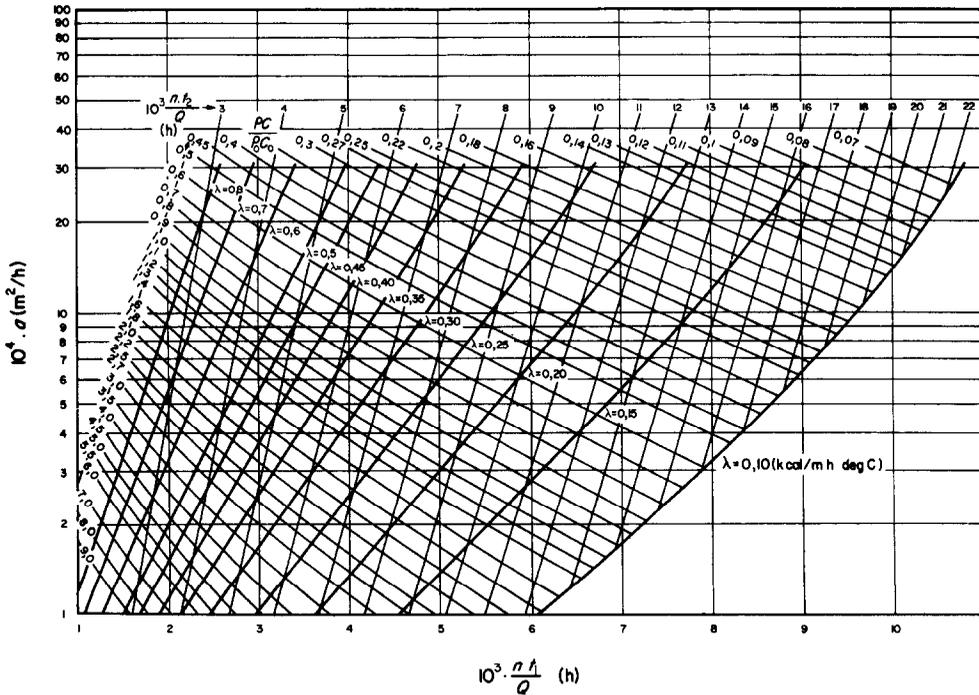


FIG. 4. Abaque de $\lambda = 0,10$ k kcal/m h degC à $\lambda = 0,80$ k kcal/m h degC.

4. RÉALISATION DE L'APPAREILLAGE

La sonde a été réalisée en partant d'une thermistance C.T.N. commerciale à disque (Fig. 5). Autour de cette thermistance on rapporte du métal par soudure pour réaliser une sphère (Fig. 6 et Fig. 7). Le diamètre de cette dernière ne peut pas être choisi trop petit. En effet si, pour réaliser au mieux l'hypothèse d'une température de sonde à peu près constante dans

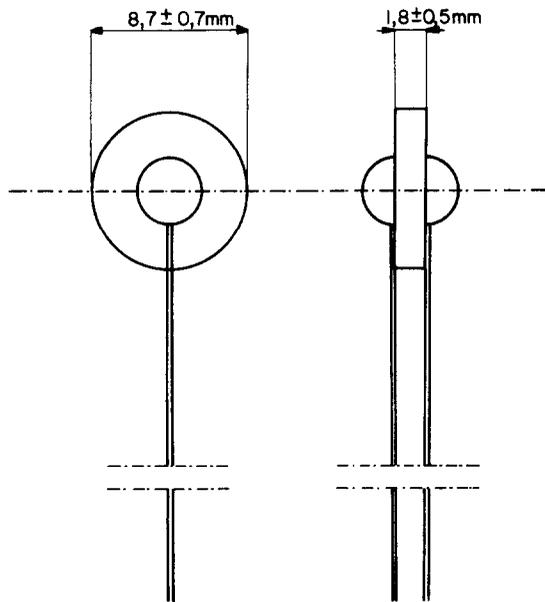


FIG. 5. Résistance C.T.N. Disque.

toute sa masse, il faudrait choisir un diamètre aussi petit que possible, il faut se rappeler qu'une autre hypothèse est aussi à la base du calcul. Il ne peut y avoir de résistance thermique additionnelle entre la sonde et son entourage. Or, plus petit est le diamètre, plus on s'écartera de cette hypothèse. Par ailleurs les conducteurs d'amenée doivent être petits en comparaison de la sonde, car ils constituent une perturbation de la sphéricité parfaite du champ thermique. Entre ces exigences contradictoires, il faut choisir l'optimum. Il est important que le λ_0 de la sonde soit beaucoup plus grand que celui de la matière à l'essai.

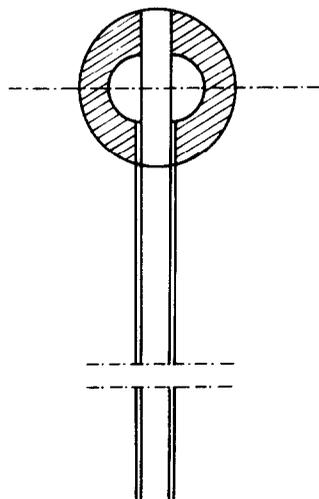


FIG. 6. Résistance C.T.N. + Soudure: sonde sphérique.

La Fig. 8 donne le schéma électrique du montage permettant d'envoyer dans la thermistance une puissance électrique constante et de mesurer en même temps sa température. Enfin, Fig. 9 donne une photo de l'ensemble utilisé lors de l'exécution d'une mesure.

5. PRÉCISION DE LA MÉTHODE

Il va de soi que la précision de la méthode dépend avant tout des soins qui ont été pris pour se rapprocher autant que possible des hypothèses qui sont à la base de la théorie. Il y a là certaines difficultés et nous ne voulons pas prétendre que la précision soit très grande. Elle est cependant du même ordre de grandeur de celle des méthodes usuelles en régime permanent. Aussi les résultats que nous avons obtenus pour un grand nombre de matériaux sont-ils les mêmes que ceux qui donnent les autres méthodes.

L'intérêt de la méthode réside surtout dans la rapidité de sa mise en oeuvre et dans le fait qu'elle donne à la fois λ et a . De plus puisque l'élévation de température peut être très faible, on évite, dans les matériaux contenant de

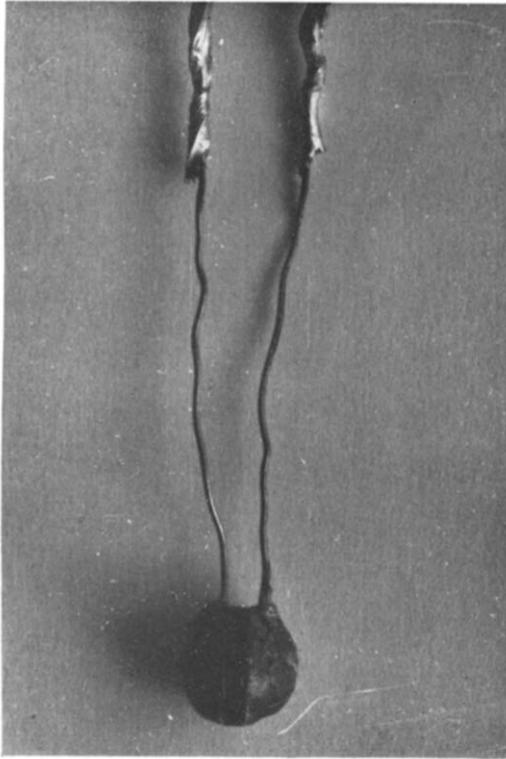


FIG. 7. Photo de la sonde sphérique.

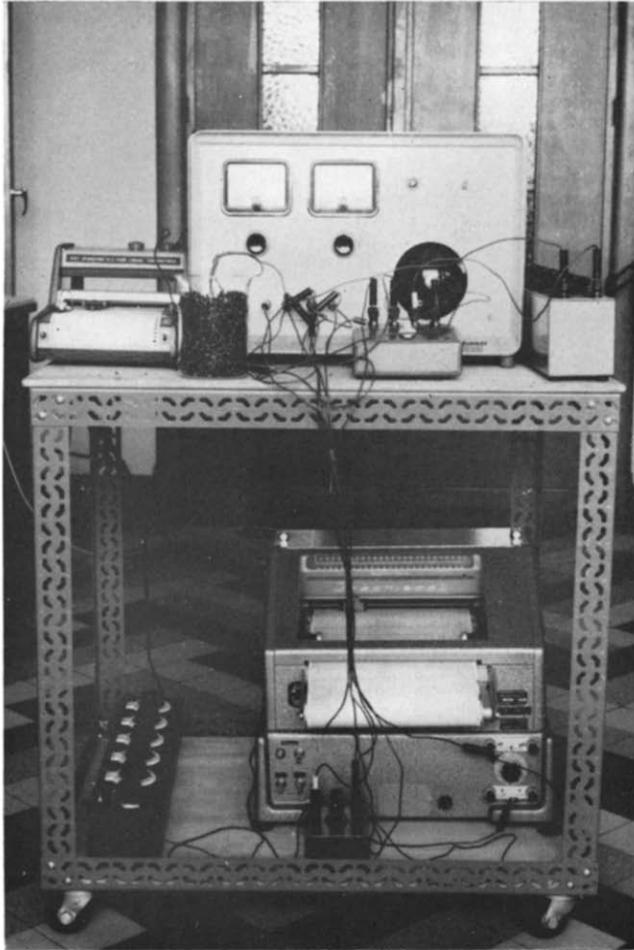


FIG. 9. Photo de l'ensemble.

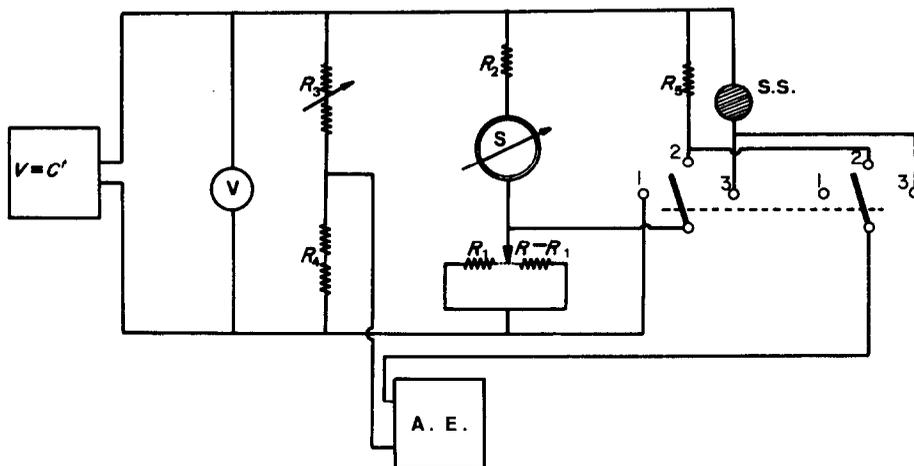


FIG. 8. Schéma électrique du montage.

S.S.	Sonde sphérique.
S	Appareil enregistreur et stabilisateur de la puissance.
V	Voltmètre.
A.E.	Appareil enregistreur.
$R-R_{12345}$	Résistances.
(1-2-3)	Commutateur.

l'humidité, des migrations d'eau pouvant fausser considérablement les mesures faites en régime permanent, qui demandent un temps très considérable. De ce chef, la méthode convient très bien pour rechercher l'influence de l'humidité sur le coefficient de conductibilité, encore fort mal connue aujourd'hui dans beaucoup de cas. Enfin, en soignant particulièrement le circuit électrique et en utilisant des instruments de haute précision, on peut aussi utiliser la méthode pour la mesure de la conductibilité des liquides.

BIBLIOGRAPHIE

1. J. B. FOURIER, Théorie analytique de la chaleur, *Ann. Chem. Phys.*, 37, 291 (1828).
2. E. F. M. VAN DER HELD et F. G. VAN DRUNEN, A method of measuring the thermal conductivity of liquids, *Physica*, 15, 865 (1949).
3. H. S. CARSLAW and J. C. JAEGER, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, London (1959).
4. G. HERPOL et R. MINNE, *Nieuwe Industriële Thermosonde*, Revue M-Acta Technica Belgica n° 5 (1959).
5. B. H. VOS, Measurements of thermal conductivity by a non-steady state method, *Appl. Scient. Res.* A5, 425 (1955).
6. V. N. FADDEEVA and N. M. TERENTÉV, Tables of values of the function $w(z)$ for a complex argument, *Gosudarstv. Izdat. Then. Teor. Lit.*, Moscow (1954).

Abstract—A new device for measuring thermal conductivity of loose insulating materials is proposed which is a particular form of the non-steady state method of the thermal probe. This new probe is spherical instead of cylindrical, its principal part being a semi-conductor that is used simultaneously as heat source and temperature sensing element. The theory of the spherical probe is developed and an exact graphic solution is given, based on the tables of Faddeeva and Terentév, appearing in a series of diagrams prepared once and for all and which can always be used. A prototype realization is described. The results of this method compare themselves favourably with those obtained by other methods, but it gives more possibilities.

Zusammenfassung—Eine neue Vorrichtung zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von lockerem Isoliermaterial wird vorgeschlagen. Sie besitzt eine besondere Form der Wärmesonde und arbeitet nach der instationären Methode. Die neue Sonde ist kugelig anstelle von zylindrisch und besteht im Hauptteil aus einem Halbleiter der gleichzeitig als Wärmequelle und Temperaturfühler verwendet wird. Die Theorie der Kugelsonde ist entwickelt und eine exakte grafische Lösung wird angegeben. Sie beruht auf Tabellen von

Faddeeva und Terentév und ist in einer Reihe von Diagrammen dargestellt, die einmal ausgewertet immer benützt werden können. Eine Prototyp-Ausführung wird beschrieben. Die Ergebnisse dieser Methode lassen sich gut mit jenen, die nach anderen Methoden erhalten wurden, vergleichen; es ergeben sich mit der hier beschriebenen Vorrichtung mehr Möglichkeiten.

Аннотация—Предложено новое приспособление для измерения теплопроводности сыпучих изоляционных материалов, представляющее собой особый вариант нестационарного метода термического зондирования. Новый зонд имеет форму шара, а не цилиндра, основная часть его является полупроводником, который одновременно используется как источник тепла и как датчик температур. Разработана теория сферического зонда, и на основе таблиц Фадеевой и Терентьева дано точное графическое решение в виде ряда диаграмм, которые составлены раз и навсегда и всегда могут быть использованы. Описан образец зонда и электрическая схема приспособления. Результаты измерений по данному методу хорошо согласуются с результатами, полученными другими методами, однако предлагаемый метод обладает более широкими возможностями.