



HAL
open science

Mesures de diffusivités thermiques par la méthode photoacoustique et par l'effet mirage

G. Rousset, F. Lepoutre

► **To cite this version:**

G. Rousset, F. Lepoutre. Mesures de diffusivités thermiques par la méthode photoacoustique et par l'effet mirage. *Revue de Physique Appliquée*, 1982, 17 (4), pp.201-207. 10.1051/rphysap:01982001704020100 . jpa-00244989

HAL Id: jpa-00244989

<https://hal.science/jpa-00244989>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification

Physics Abstracts

78.20Bh — 78.20Nc — 44.30

Mesures de diffusivités thermiques par la méthode photoacoustique et par l'effet mirage

G. Rousset et F. Lepoutre

Groupe de Recherches Thermiques du C.N.R.S. associé à l'Ecole Centrale des Arts et Manufactures, Grande Voie des Vignes, 92290 Chatenay Malabry, France

(Reçu le 4 septembre 1981, révisé le 13 novembre 1981, accepté le 23 novembre 1981)

Résumé. — Deux expériences originales de détermination de diffusivités thermiques sans l'intermédiaire de thermocouples sont proposées. Dans ces deux expériences, l'échantillon étudié est excité par absorption de rayonnement en régime sinusoïdal : dans l'une, la grandeur mesurée est un son détecté par un microphone, dans l'autre on utilise la déviation du faisceau laser passant au voisinage de l'échantillon parallèlement à sa surface.

Abstract. — Two new experiments for thermal diffusivities measurements without using thermocouples are proposed. In both experiments the sample is excited by a radiative beam modulated in sine mode : in the first experiment the observed quantity is a sound detected by a microphone ; in the second experiment one uses the thermal deflection of laser beam passing close to the sample and in a parallel direction to its surface.

1. Introduction. — Il existe deux familles de méthodes pour mesurer des diffusivités thermiques : les méthodes impulsionnelles et les méthodes sinusoïdales [1-5] :

— la méthode « flash » est l'une des plus connues parmi celles du premier type : elle consiste à imposer un flux de chaleur impulsionnel sur la face avant de l'échantillon et à observer l'évolution de la température de la face arrière.

Plusieurs principes d'interprétation du thermogramme ont été proposées en tenant compte de la totalité ou d'une partie des pertes thermiques.

— Dans la méthode du deuxième type, l'échantillon est soumis sur l'une de ses extrémités à un flux sinusoïdal. L'étude en différents points de l'échantillon du champ de température, en amplitude et en phase, permet de déterminer la diffusivité thermique.

Le point commun à toutes ces méthodes est l'utilisation du thermocouple comme détecteur. Le choix du nombre et de l'emplacement de ces thermocouples produit des modifications de la géométrie du système et des perturbations importantes du champ de température théorique. C'est pourquoi on observe dans la bibliographie des dispersions importantes entre les valeurs des propriétés thermophysiques des matériaux étudiés [5].

Les méthodes proposées dans cet article se rattachent à la deuxième famille d'expériences, en ce qui

concerne le flux sinusoïdal incident. Mais leur originalité est de mesurer indirectement la température de la surface de l'échantillon avec une très grande sensibilité et sans perturbation [6].

2. Méthode utilisant une détection microphonique. —
2.1 PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — La méthode photoacoustique est devenue récemment une technique communément utilisée pour l'étude non destructive de substances solides, liquides et pulvérulentes d'origines très diverses depuis les minéraux jusqu'aux organismes vivants [6].

Le principe de cette méthode est très simple (Fig. 1a) : un échantillon, d'épaisseur l_s , placé à l'intérieur d'une cellule fermée et remplie de gaz, est excité par un faisceau lumineux modulé en amplitude à la fréquence f . Pour les rayonnements correspondant à une bande d'absorption de la substance, il se produit dans l'échantillon une variation de température à la même fréquence que l'excitation. Par suite des échanges conductifs entre l'échantillon et le gaz, la température de ce dernier est donc, elle aussi, modulée à la fréquence f . La mesure de cette variation périodique permet de connaître l'énergie absorbée et, par conséquent, les propriétés optiques et thermiques de l'échantillon.

La méthode photoacoustique proprement dite utilise un détecteur microphonique qui mesure les variations périodiques de la pression du gaz induites

par la modulation de sa température. La sensibilité en température est de l'ordre de 10^{-6} K, correspondant à une sensibilité en pression de l'ordre de 10^{-4} Pa.

Le paragraphe suivant est consacré à l'établissement des expressions de la pression dynamique à l'avant (Fig. 1a) et à l'arrière de l'échantillon (Fig. 1b).

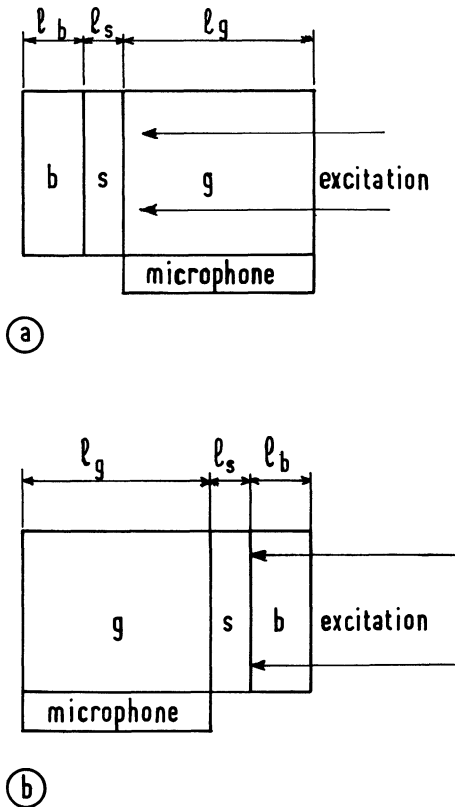


Fig. 1. — Principe des expériences photoacoustiques à détection microphonique : a) cas de l'excitation avant; b) cas de l'excitation arrière.

[Principle of photoacoustic experiments using microphones : a) Front surface excitation; b) Rear surface excitation.]

2.2 THÉORIE. — 2.2.1 *Principe du calcul.* — La théorie présentée ici utilise le modèle monodimensionnel de Rosenwaig et Gersho [7] : on écrit tout d'abord les équations de transfert de chaleur dans les trois milieux concernés ((s) échantillon, (b) support de l'échantillon et (g) gaz (Fig. 1)), en tenant compte d'un terme source dû à l'absorption de la lumière dans l'échantillon. Les équations sont ensuite résolues en régime sinusoïdal avec les conditions aux limites de continuité des flux et des températures, à chaque interface. Il est en outre supposé que les variations périodiques de température sont nulles aux deux extrémités de la cellule. On obtient ainsi la température périodique en tout point du gaz g.

On montre que l'amplitude de la température dans le gaz décroît exponentiellement lorsqu'on s'éloigne de

l'échantillon. Seule, donc, une mince couche de gaz adjacente à l'échantillon répond thermiquement au flux périodique de lumière. Cette couche se dilatant et se contractant périodiquement joue le rôle d'un piston plan qui agit d'un mouvement périodique le reste du gaz. En appliquant une loi d'évolution adiabatique au gaz, on obtient ainsi l'expression de la surpression périodique qui est détectée par le microphone. La validité de ce modèle relativement simple a été vérifiée par un calcul plus rigoureux [8].

2.2.2 *Cas de l'excitation avant.* — La figure 1a schématise le cas considéré ici pour lequel le calcul de la surpression est fait dans un gaz placé du côté de l'excitation par rapport à l'échantillon.

Le résultat du calcul dont le principe a été décrit au paragraphe précédent a été simplifié à l'aide de deux hypothèses : toute la lumière excitatrice est absorbée à la surface de l'échantillon et l'effusivité du gaz est négligeable devant celle de l'échantillon. Ces hypothèses seront toujours vérifiées dans les expériences. L'expression théorique de la surpression δp_1 s'écrit [9] sous la forme du produit de deux termes, l'un A_1 dépendant de la fréquence de modulation f , l'autre B indépendant de f :

$$\delta p_1 = A_1 B e^{j\omega t} \quad (1)$$

avec :

$$B = \frac{\gamma P_0 I_0}{T_0} \frac{l_s^2}{2 l_g k_s} \sqrt{\frac{\alpha_g}{\alpha_s}} \quad (2)$$

et

$$A_1 = |A_1| e^{-j\varphi_1} = \frac{1}{1 + g \frac{d^+ + d^-}{d^+ - d^-}} \left[g + \frac{d^+ + d^-}{d^+ - d^-} \right] \frac{1}{(\sigma_s l_s)^2} \quad (3)$$

P_0 , T_0 et γ sont respectivement la pression, la température et le rapport des chaleurs à pression et volume constants du gaz.

I_0 est la puissance lumineuse absorbée par l'échantillon. On a posé d'une part :

$$d^+ = \exp(\sigma_s l_s) \quad \text{et} \quad d^- = \exp(-\sigma_s l_s) \quad (4)$$

avec :

$$\sigma_s = (1 + j) \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \quad (5)$$

et, d'autre part :

$$g = \frac{e_b}{e_s} = \frac{\sqrt{k_b \rho_b c_b}}{\sqrt{k_s \rho_s c_s}} \quad (6)$$

les indices s, b, g sont relatifs à l'échantillon, à son support et au gaz respectivement. ρ représente une masse volumique, c une chaleur massique, k une conductivité et α une diffusivité.

Dans l'expression de B apparaît la quantité I_0 qu'il faut considérer comme inconnue car l'expérimentateur qui désire mesurer la diffusivité thermique d'un matériau n'est pas censé connaître ses propriétés optiques. Ceci signifie que la surpression δp_1 ne peut être mesurée de façon absolue; seules les variations de δp_1 avec la fréquence de modulation f sont exploitables expérimentalement. Afin d'étudier ces variations, nous introduisons la variable réduite f/f_c , f_c fréquence caractéristique de l'échantillon définie par :

$$f_c = \frac{\alpha_s}{l_s^2} \quad (7)$$

La figure 2a donne les variations théoriques de $|\delta p_1|$ en unités arbitraires en fonction de $\sqrt{f/f_c}$. Il en résulte que :

— Lorsque la fréquence f est inférieure à la fréquence caractéristique f_c , on obtient un réseau de courbes paramétrées par le rapport g des effusivités du support et de l'échantillon. Pour interpréter les points expérimentaux dans ce domaine, il est donc nécessaire de connaître les propriétés thermiques du support (b). En général, celles-ci sont inconnues et il n'est donc pas possible d'utiliser ce domaine de fréquence.

— Lorsque la fréquence f est supérieure à la fréquence caractéristique f_c , on obtient une courbe unique. Malheureusement, cette fonction indépendante des propriétés thermiques du support est une droite dont la pente (-2) n'apporte aucune information sur la diffusivité thermique de l'échantillon. Une étude identique de la phase φ_1 conduit à des résultats tout à fait semblables.

L'étude théorique de la surpression δp_1 montre donc que la configuration expérimentale de la figure 1a n'est pas facilement utilisable pour la détermination de diffusivités thermiques.

2.2.3 *Cas de l'excitation arrière.* — La figure 1b schématise le cas de l'excitation arrière où le calcul de la surpression est fait dans un gaz placé du côté de la face non éclairée de l'échantillon. Avec les hypothèses du paragraphe 2.2.2, on obtient une expression de la surpression δp_2 donnée par [9] :

$$\delta p_2 = A_2 B \exp(j\omega t) \quad (8)$$

L'expression de B est la même que celle du paragraphe 2.2.2 et A_2 est défini par :

$$A_2 = |A_2| \exp(-j\varphi_2) = \frac{2}{d^+ - d^-} \frac{1}{1 + g \frac{d^+ + d^-}{d^+ - d^-} (\sigma_s l_s)^2} \quad (9)$$

Les grandeurs utilisées sont les mêmes qu'au paragraphe précédent.

Comme dans le cas de l'excitation avant, seules les variations de δp_2 , en unités arbitraires, avec la fré-

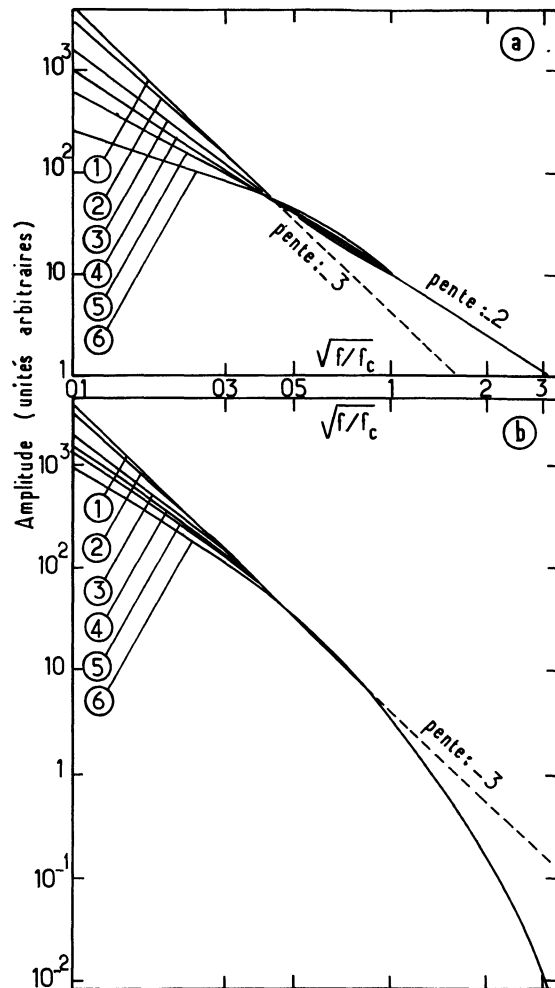


Fig. 2. — Amplitudes (a) de $|\delta p_1|$ (excitation avant), (b) de $|\delta p_2|$ (excitation arrière) en fonction de $\sqrt{f/f_c}$ pour différentes valeurs de g . 1 : $g = 0$; 2 : $g = 0,1$; 3 : $g = 0,5$; 4 : $g = 1$; 5 : $g = 2$; 6 : $g = 100$.

[Amplitudes : a) of $|\delta p_1|$ (front surface excitation); b) of $|\delta p_2|$ (rear surface excitation) as functions of $\sqrt{f/f_c}$, and for different values of g . 1 : $g = 0$; 2 : $g = 0.1$; 3 : $g = 0.5$; 4 : $g = 1$; 5 : $g = 2$; 6 : $g = 100$.]

quence de modulation, sont exploitables. La figure 2b représente l'amplitude de δp_2 en fonction du rapport $\sqrt{f/f_c}$:

— pour f inférieur à f_c , on obtient un réseau de courbes paramétrées par g . Cette grandeur étant inconnue expérimentalement, ce domaine de fréquence n'est pas utilisable;

— pour f supérieur à f_c , le réseau se réduit à une courbe unique dont la dépendance en fréquence est celle de la fonction $\exp(-\sqrt{\pi f/f_c})/(f/f_c)$. L'analyse des points expérimentaux dans ce domaine de fréquence permettra de déduire f_c et donc la diffusivité thermique de l'échantillon une fois mesurée son épaisseur l_s .

L'étude de la phase φ_2 donne des résultats identiques; en particulier, pour $f/f_c > 1$, la phase φ_2 croît linéairement en $\sqrt{f/f_c}$.

Pour mesurer une diffusivité thermique par la méthode photoacoustique, il faut donc réaliser une expérience correspondant au cas de la figure 1b et travailler à des fréquences de modulation supérieures à f_c . La figure 2, qui utilise pour $|\delta p_1|$ et $|\delta p_2|$ la même unité arbitraire, montre que ces conditions expérimentales ne sont pas aisées à remplir car elles correspondent au cas où le signal est le plus faible. Pour $f > f_c$, $|\delta p_2|$ est en effet, trente à quarante fois plus faible que $|\delta p_1|$ à la même fréquence f . Le montage expérimental nécessite donc certaines précautions.

2.3 RÉALISATION EXPÉRIMENTALE. — Le montage expérimental est représenté sur la figure 3. La source lumineuse utilisée est un arc au xénon de puissance électrique 450 W dont le faisceau est modulé par un hacheur mécanique à des fréquences f réglables entre quelques hertz et quelques kilohertz. Une faible partie de ce faisceau est prélevée pour constituer une référence, et le reste éclaire uniformément l'échantillon placé au sommet de la cellule photoacoustique. Le gaz compris entre la face arrière de l'échantillon et la membrane du microphone a une épaisseur réglable entre 2 mm et 2 cm. Le microphone utilisé est de type capacitif (B et K 4144) et sa sensibilité vaut 50 mV/Pa. Le signal issu du microphone est traité par une détection synchrone (PAR 5204); l'amplitude et la phase sont ensuite enregistrées en fonction de la fréquence de modulation. Enfin, les points expérimentaux sont comparés à l'expression théorique (9) par une méthode de moindres carrés.

Lorsque l'échantillon est fixé à la cellule simplement entre deux joints toriques (Fig. 3a), on observe [8, 9] des vibrations mécaniques très importantes, dites « effet tambour ». Ces vibrations sont dues aux dilatations de l'échantillon suivant son rayon. Celles-ci varient suivant l'axe de l'échantillon par suite des gradients périodiques de température. La

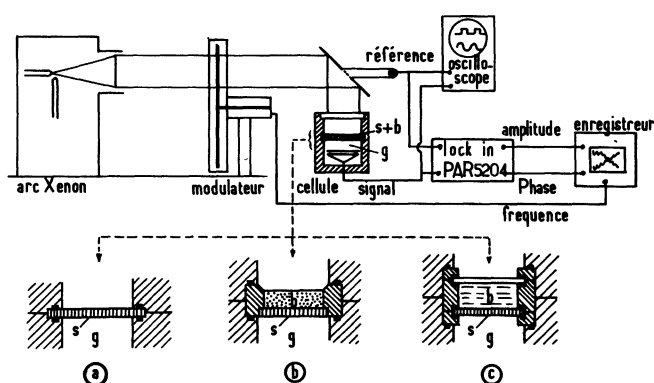


Fig. 3. — Montage expérimental. Les schémas a, b, c représentent les trois montages de l'échantillon (s) et de son support (b).

[Description of the experimental set up. Figures a, b, c represent the three mountings of the sample (s) and its backing material (b). See text.]

cellule étant fermée par l'échantillon, elles se traduisent par des variations de pression parasites qui perturbent considérablement le phénomène photoacoustique et rendent toute mesure impossible. Pour amortir ces vibrations, l'échantillon peut être fixé de deux autres façons :

- par une colle transparente (Fig. 3b)
- dans un montage étanche où l'eau joue le rôle de support (Fig. 3c).

Le troisième montage (Fig. 3c) a donné les meilleurs résultats car l'eau mouille parfaitement la surface, tandis que le collage (Fig. 3b) ne donne pas toujours une adhérence parfaite [9]. La figure 4 montre les points expérimentaux obtenus avec un acier de

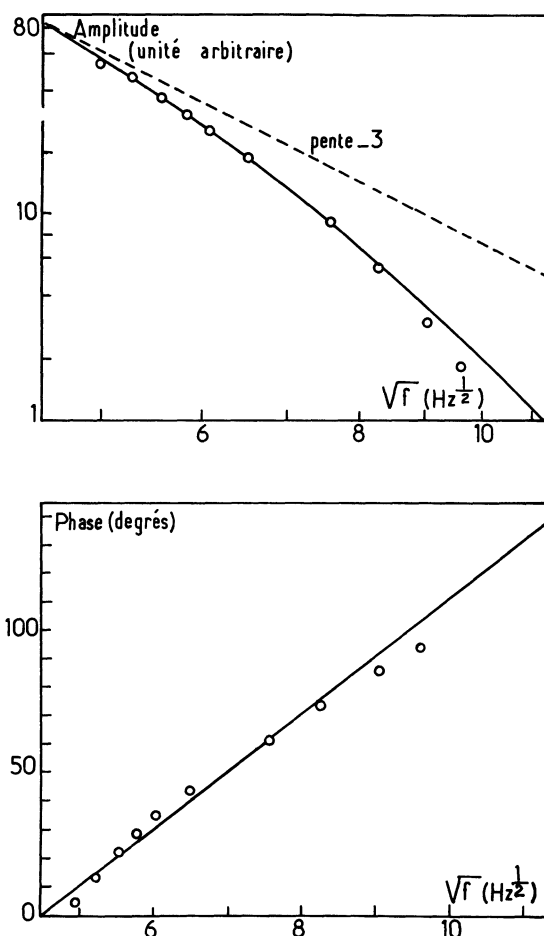


Fig. 4. — Amplitude et déphasage du signal microphonique recueilli à l'arrière d'un échantillon d'acier inox 304 lorsque l'effet photoacoustique est dominant (montage c de la figure 3). Les courbes théoriques (traits pleins) approchant les points expérimentaux (○) conduisent à une valeur de α_s correcte ($\alpha_s = 3,8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \pm 0,2 \times 10^{-6}$) à 325 K.

[Amplitude and phase shift of a sound signal detected in the case of a rear surface excitation when the thermoelastic vibrations of the sample are damped (mounting c of figure 3). The continuous curves corresponding to the theory fit the experimental points and lead to $\alpha_s = 3.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \pm 0.2 \times 10^{-6}$ for this sample (stainless steel 304) at 325 K.]

type 304. La courbe théorique qui est obtenue par le calcul des moindres carrés correspond à une diffusivité thermique α_s égale à $3,8 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, en bon accord avec les données bibliographiques [10].

3. Méthode utilisant l'« effet mirage ». — 3.1 PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — Les déformations thermo-élastiques périodiques de l'échantillon ne sont en fait gênantes dans la méthode photoacoustique qu'en raison de l'utilisation d'un détecteur de pression pour mesurer indirectement les variations alternatives de température. Pour éviter cet inconvénient, nous avons réalisé une deuxième expérience fondée sur l'« effet mirage ». Cette expérience a été mise au point, pour la première fois, par Boccara et Fournier [11] suivant le schéma de principe de la figure 5 : au voisinage de l'échantillon, baigné sur ses deux faces par un même fluide (ici de l'air) et éclairé périodiquement par un arc au xénon, s'établit suivant la normale (Ox) un gradient alternatif de température (voir § 2.2.1). Ce gradient alternatif de température produit un gradient alternatif suivant Ox de l'indice de réfraction du fluide voisin. Pour mesurer ce gradient, on détecte à l'aide d'une diode de position la déviation θ_x d'un faisceau laser passant parallèlement à la surface de l'échantillon à une distance x de celui-ci (Fig. 5).

Les notations utilisées pour le calcul de la déviation θ_x [11] sont, en plus de celles définies au paragraphe 2, précisées sur la figure 6. Le rayon de courbure R, en un point M d'ordonnée y de la trajectoire du

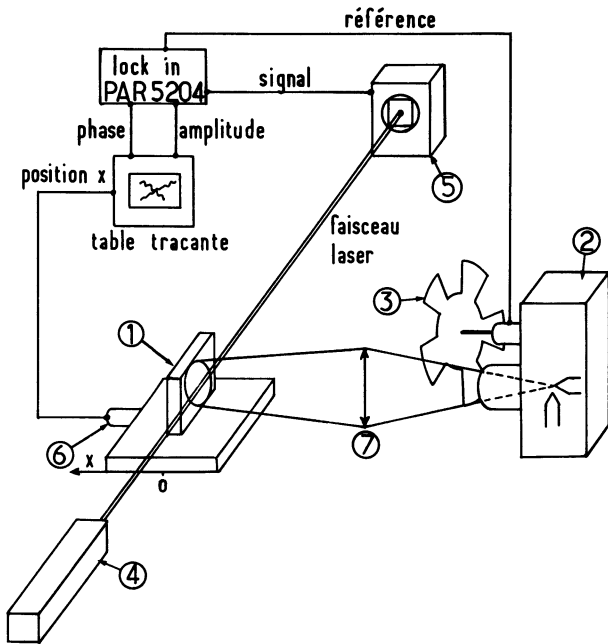


Fig. 5. — Schéma de principe du montage expérimental : 1. échantillon; 2. arc xénon; 3. hacheur mécanique; 4. laser hélium-néon; 5. détecteur de position; 6. déplacement en translation; 7. lentille convergente.

[Schematic description of the experiment using the « Mirage Effect » : 1. sample; 2. xenon arc; 3. mechanical chopper; 4. He-Ne laser; 5. sensor position; 6. translation; 7. lens.]

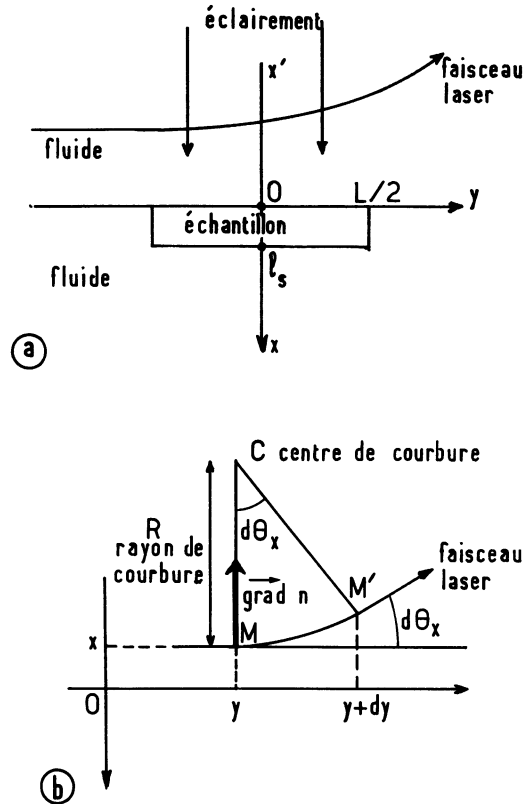


Fig. 6. — Définitions et principe de calcul relatifs à l'« effet mirage » : a) définition des axes; b) courbure élémentaire du faisceau laser au point M.

[Definitions and principles related to the « Mirage Effect » : a) axis definitions; b) laser beam deflection at point M.]

faisceau laser, est relié à l'indice de réfraction n du fluide par :

$$R = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (10)$$

La déviation θ_x en un point d'abscisse x est donc reliée au gradient de température en x par :

$$\frac{\partial \theta_x}{\partial y} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T_g(x)} \frac{\partial T_g(x)}{\partial x} \quad (11)$$

où $T_g(x)$ est la température dans le fluide en x.

La mesure de θ_x permet de connaître $T_g(x)$ sans passer par une détection de pression et donc évite les difficultés dues à l'« effet tambour ».

Le calcul décrit au paragraphe 2.2.1 conduit à l'expression de $T_g(x)$; après intégration de (11) suivant y, on obtient les déviations θ_x^{av} et θ_x^{ar} correspondant respectivement au cas où le faisceau laser passe du côté où l'échantillon est éclairé et au cas où il passe du côté non éclairé :

$$\theta_x^{av} = Q \left[\frac{1}{2} \frac{d^+ + d^-}{d^+ - d^-} \exp(\sigma_g x) \right] \quad (12)$$

$$\theta_x^{ar} = Q \left[\frac{1}{d^+ - d^-} \exp - [\sigma_g(x - l_s)] \right] \quad (13)$$

où Q , défini par :

$$Q = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T_g} \frac{L \cdot I_0}{2k_s} \sqrt{\frac{\alpha_s}{\alpha_g}} \quad (14)$$

est un terme indépendant de la fréquence f de modulation et inconnu expérimentalement puisqu'il contient I_0 (cf. § 2.2.2).

Les termes entre crochets de (12) et (13) dépendent de la fréquence f et de la diffusivité de l'échantillon α_s par d^+ et d^- (cf. § 2). La fréquence f intervient également dans les exponentielles de (12) et (13) qui dépendent de x . A titre d'exemples, les figures 7 et 8 donnent l'amplitude et la phase de θ_x^{av} ($x = 0$) et θ_x^{ar} ($x = l_s$), c'est-à-dire sur les deux surfaces de l'échantillon, en fonction de $\sqrt{f/f_c}$.

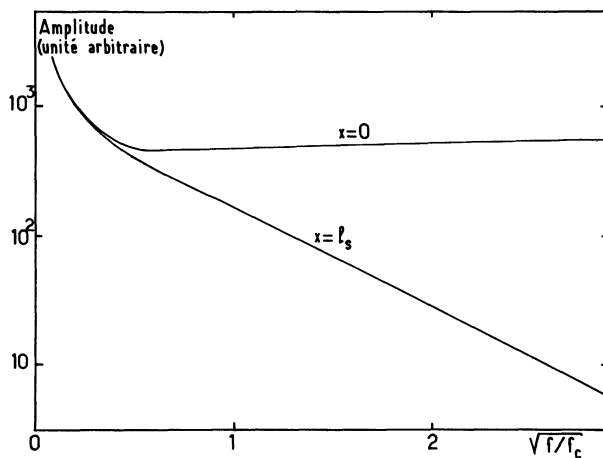


Fig. 7. — Amplitudes théoriques de θ_x^{av} ($x = 0$) et θ_x^{ar} ($x = l_s$) en fonction de $\sqrt{f/f_c}$.

[Theoretical amplitudes of θ_x^{av} ($x = 0$) and θ_x^{ar} ($x = l_s$) vs. $\sqrt{f/f_c}$.]

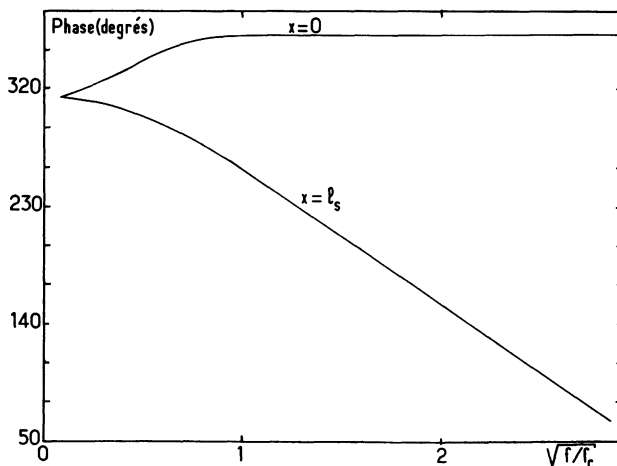


Fig. 8. — Phases théoriques de θ_x^{av} ($x = 0$) et θ_x^{ar} ($x = l_s$) en fonction de $\sqrt{f/f_c}$.

[Theoretical phase shifts of θ_x^{av} ($x = 0$) and θ_x^{ar} ($x = l_s$) vs. $\sqrt{f/f_c}$.]

3.2 RÉSULTATS. — Le signal détecté par la diode de position est traité par une détection synchrone (Fig. 5). La phase et l'amplitude de ce signal sont ensuite comparées aux expressions théoriques (12) et (13) par une méthode de moindres carrés.

Les premières expériences réalisées ont révélé un rapport signal sur bruit plus faible que dans le cas des expériences en cellule fermée; en particulier, il n'a pas été possible de dépouiller les signaux obtenus à l'arrière de l'échantillon.

Les mesures relevées à l'avant de l'échantillon ont été analysées en deux temps :

— pour $f > f_c$, les points expérimentaux sont indépendants de α_s (Figs. 7 et 8) mais permettent de déterminer α_g et la position exacte de l'échantillon, c'est-à-dire l'origine 0 de la figure 6a.

— pour $f < f_c$, la valeur de α_s est déduite des points expérimentaux par une méthode de moindres carrés en introduisant dans l'expression théorique (12), les valeurs de α_g et de la position origine de l'échantillon déterminées pour $f > f_c$.

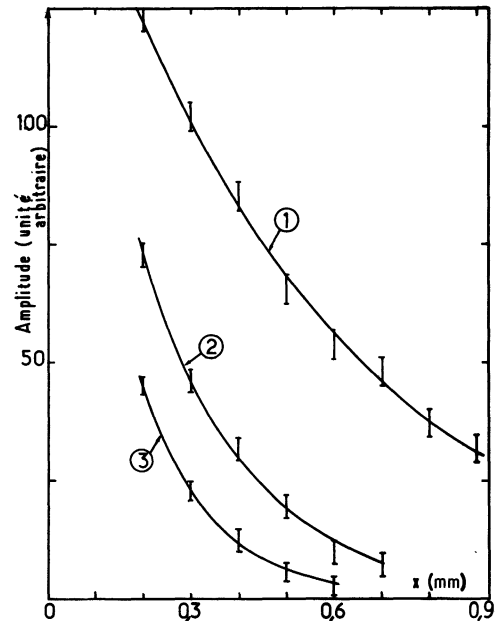


Fig. 9. — Amplitude de la déviation du côté de la face éclairée d'un échantillon de zinc de fréquence caractéristique $f_c = 172$ Hz, pour trois fréquences : ① : $f = 34$ Hz; ② : $f = 161$ Hz; ③ : $f = 419$ Hz. — : courbes théoriques pour $\alpha_s = 4,3 \times 10^{-5} \pm 0,2 \times 10^{-5}$ et

$$\alpha_g = 2,8 \times 10^{-5} \pm 0,2 \times 10^{-5}$$

à 325 K. $\bar{\Gamma}$: valeurs expérimentales (la hauteur du trait donne l'incertitude).

[Amplitude of the probe beam deflection on the side of the illuminated face of a Zn sample ($f_c = 172$ Hz) for three frequencies : ① : $f = 34$ Hz; ② : $f = 161$ Hz; ③ : $f = 419$ Hz. — : theoretical curves for

$$\alpha_s = 4,3 \times 10^{-5} \pm 0,2 \times 10^{-5}$$

and $\alpha_g = 2,8 \times 10^{-5} \pm 0,2 \times 10^{-5}$ at 325 K. $\bar{\Gamma}$ experimental values with their uncertainties.]

La figure 9 donne quelques points expérimentaux obtenus avec un échantillon de zinc et représentant l'évolution de l'amplitude du signal en fonction de la position x de l'échantillon pour trois fréquences de modulation $f \geq f_c$, choisies dans le domaine des fréquences étudiées. Les valeurs de α_s et α_g déduites de ces expériences conduisent aux courbes théoriques représentées sur cette même figure.

Les valeurs obtenues par cette méthode sont en excellent accord avec celles du paragraphe 2 et les données bibliographiques [10]. La précision est de l'ordre de quelques %.

4. Conclusion. — La méthode photoacoustique ou l'utilisation de l'« effet mirage » permettent de mesurer des diffusivités thermiques avec une bonne précision (tableau I) sans perturber le champ de température. Les limitations aux faibles diffusivités de ces deux techniques ont deux origines : la première est liée aux fréquences de modulation (0,1 Hz avec une détection synchrone); la seconde est liée au type de matériau dont on recherche la diffusivité puisque certains d'entre eux ne peuvent être étudiés sous faible épaisseur (1/10 mm). Ces deux limitations conduisent grossièrement à une diffusivité limite de l'ordre de $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Il n'y a, par contre, aucune limitation aux valeurs élevées des diffusivités.

Dans les deux types d'expériences, les signaux détectés ne sont pas très faibles (de quelques μV à quelques mV) mais nécessitent toujours une détection

synchrone pour éliminer le bruit. Les difficultés essentielles sont, dans le cas de la détection par microphone, l'existence de vibrations mécaniques de l'échantillon et, dans le cas de la détection par « effet mirage »,

Tableau I. — Exemples de comparaison des résultats obtenus par ce travail et par d'autres méthodes.

Matériaux	Ce travail	Autres méthodes [10]	
		Valeurs minimums	Valeurs maximums
Acier 304	$3,8 \times 10^{-6}$ (à 325 K)	$3,56 \times 10^{-6}$ (à 291 K)	$3,76 \times 10^{-6}$ (à 366 K)
Nickel	$1,9 \times 10^{-6}$ (à 325 K)	$1,6 \times 10^{-5}$ (à 327 K)	$2,1 \times 10^{-5}$ (à 322 K)
Zinc	$4,3 \times 10^{-5}$ (à 325 K)	$3,3 \times 10^{-5}$ (à 295 K)	$4,6 \times 10^{-5}$ (à 333 K)

la faiblesse du signal arrière. La mise en oeuvre des expériences reste cependant simple.

De nouvelles expériences vont être réalisées pour appliquer la méthode à d'autres matériaux : substances composites, poudres, liquides. Ces expériences étendront également le domaine de température, la détection microphonique étant utilisée plutôt pour les basses températures ($T_0 < 300 \text{ K}$) et l'effet mirage pour les hautes températures ($T_0 > 300 \text{ K}$). Enfin, un travail théorique sur la thermoélasticité des échantillons est en cours pour étudier les possibilités de la méthode dans ce domaine.

Bibliographie

- [1] PAROTT, J. E., STUCKES, A. D., *Thermal Conductivity of Solids*.
- [2] PARKER, W. J., JENKINS, R. J., BUTTLER, C. P. and ABBOTT, G. L., *J. Appl. Phys.* **32** (1961) 1679.
- [3] ABELES, B., CODY, G. D. and BEEKS, D. S., *J. Appl. Phys.* **31** (1960) 1585.
- [4] CARSLAW, M. S. and JAEGER, J. C., *Conduction of Heat in Solids* (The Clarendon Press, Oxford) 1959.
- [5] LAURENT, M., « Résultats et conclusions des études comparatives et critiques de quelques méthodes de détermination des caractéristiques thermophysiques des solides conducteurs », Journée d'Etudes de la S.F.T., 23 avril 1981.
- [6] PAO, Y. H., *Optoacoustic Spectroscopy and Detection* (Academic Press, New York) 1977.
- YAZA, Z. and AMER, N. M., Technical digests of the first topical meeting on photoacoustic spectroscopy, Ames Iowa, WA 5 (1979).
- [7] ROSENCWAIG, A. and GERSHO, A., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 64.
- [8] PELZL, J., « *Photoacoustics, Principles and Applications* », Editor : H. Coufal (Vieweg Verlag, Wiesbaden) 1981.
- [9] CHARPENTIER, P., LEPOUTRE, F. and BERTRAND, L., accepté à *J. Appl. Phys.*, à paraître début 1982.
- [10] TOULOUKIAN, Y. S., POWELL, R. W., HO C. Y., NICOLAOU, M. C., *Thermal diffusivity* (IFI/Plenum, New York) 1973.
- [11] BOCCARA, A. C., FOURNIER, D., BADOZ, J., *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 130.