



Physique/Solides, fluides : propriétés mécaniques et thermiques

# Étude du transfert de chaleur dans l'air sous un disque horizontal par interférométrie de shearographie

Ahmed El Motassadeq, Hassan Chehouani \*

LP2M2E, Équipe d'instrumentation, métrologie et procédés (IMP), BP 549 faculté des sciences et techniques, Université Cadi Ayyad, Gueliz, 40000 Marrakech, Maroc

Reçu le 20 février 2007 ; accepté après révision le 9 août 2007

Disponible sur Internet le 30 octobre 2007

Communiqué par Jacques Villain

## Résumé

Ce travail décrit l'utilisation de l'interférométrie de shearographie pour la visualisation et la mesure du champ de température de l'air dans un écoulement de convection naturelle axisymétrique 2D. La limitation du champ de l'interféromètre a été contournée par un nouvel arrangement optique adéquat pour mesurer avec une bonne précision la distribution de température au voisinage d'un disque horizontal chauffé de 30 mm de diamètre. Le protocole de traitement utilisant les avantages de la FFT pour le filtrage et le dépouillement bidimensionnels ont permis de réduire efficacement les différents bruits des interférogrammes. Les faibles fluctuations de l'ordre d'interférence restantes ont été supprimées par un lissage préalable avant l'inversion de l'intégrale d'Abel. Nous présentons la cartographie du champ de température  $T(r, z)$  de l'air sous le disque et le coefficient local de transfert de chaleur. *Pour citer cet article : A. El Motassadeq, H. Chehouani, C. R. Physique 8 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Heat transfer study of the air under a horizontal disk using shearography.** This article describes the use of shearing interferometry (shearography) for the visualization and measurement of the air temperature in a 2D axisymmetric natural convection flow. The limitation of the interferometer field was circumvented by a new optical arrangement to accurately measure the temperature distribution under a horizontal hot disc, 30 mm in diameter. The fringe analysis protocol, using the advantages of an FFT algorithm, allowed us to perform two-dimensional filtering and the evaluation that lead to an efficient reduction of different noise on the interferograms. The remaining small fluctuations were removed by an appropriate smoothing technique applied to the measured interference order before Abel integral inversion. We present the mapping of the air temperature field  $T(r, z)$  under the disc and determine the variation of the local heat transfer coefficient. *To cite this article: A. El Motassadeq, H. Chehouani, C. R. Physique 8 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés :* Interférométrie ; Shearographie ; Mesure de température ; Analyse par FFT ; Convection naturelle

*Keywords :* Interferometry ; Shearography ; Temperature measurement ; FFT analysis ; Natural convection

\* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : [chehouani@fstg-marrakech.ac.ma](mailto:chehouani@fstg-marrakech.ac.ma) (H. Chehouani).

## 1. Introduction

Dans l'étude des transferts thermiques, la mesure du champ de la température et des caractéristiques de la couche limite thermique représente un outil fiable pour la validation des codes de calcul. Actuellement, il est bien admis que les techniques optiques sont les plus appropriées aux diagnostics des écoulements de convection naturelle qui sont très sensibles aux perturbations dues à l'introduction des sondes de mesure [1,2]. La technique d'interférométrie de shearographie est particulièrement attractive par sa simplicité de mise en œuvre et le coût relativement faible de sa réalisation. En effet, cette technique classique permet de réaliser une mesure différentielle de la phase. On fait interférer non pas l'onde objet avec une onde de référence ayant suivi un trajet très différent, mais deux ondes provenant de deux points voisins de l'objet. Dans le plan d'observation, on obtient alors deux images de l'objet légèrement décalées (on dit aussi cisailées) l'une de l'autre. Ce décalage appelé parfois taux de cisaillement définit alors le champ de mesure de l'interféromètre. Cette technique est généralement utilisée pour mesurer les déformations dans les solides [3]. Néanmoins, son utilisation dans la caractérisation thermique des écoulements fluides entre autres gazeux reste très limitée [4,5]. Le faible champ de mesure offert par un interféromètre de shearographie explique l'utilisation limitée de cette technique en métrologie thermique des écoulements fluides.

Dans ce travail, on s'intéresse à la mesure du champ de température et du coefficient d'échange au voisinage d'un disque horizontal chauffé dans l'air ambiant. Cette configuration est couramment rencontrée dans les procédés d'élaboration des matériaux par la technique CVD et dans le refroidissement des composants électroniques notamment les thermistances [6]. Notre objectif, est de démontrer que l'on peut contourner la contrainte du faible champ de l'interféromètre en utilisant une épaisseur suffisante et une orientation bien appropriée de la lame de verre servant à la production des faisceaux qui interfèrent.

## 2. Métrologie par interférométrie de shearographie

### 2.1. Dispositif expérimental

La Fig. 1 illustre le dispositif expérimental utilisé. Le faisceau issu du laser He-Ne de 10 mW traverse un polariseur qui sert à régler son intensité lumineuse pour un meilleur contraste de l'image. Le faisceau est ensuite filtré et élargi par un filtre spatial constitué d'un objectif microscopique et d'un trou de 100  $\mu\text{m}$  pour couvrir une grande lentille de diamètre 180 mm et de distance focale de 500 mm. Le faisceau issu de cette lentille est légèrement divergent d'un petit angle d'ouverture ( $\theta_0$ ) de quelques minutes. Cet angle agit sur le pas des franges d'interférence. Le faisceau émergent du milieu est réfléchi par les deux faces d'une lame de verre d'épaisseur 19 mm, disposée à 45° par rapport à l'horizontal, donnant ainsi une image dédoublée sur la camera CCD, dont l'axe est vertical et parallèle à celui du cylindre. Il faut noter par la même occasion que les composants optiques utilisés dans ce dispositif sont relativement peu coûteux et que l'image d'interférence obtenue est très stable. Le milieu d'étude est l'air au dessous d'un cylindre de cuivre de diamètre 30 mm, à axe vertical porté à une température de 350 °C grâce à une résistance noyée dans son volume. Nous désignons par disque la face inférieure du cylindre. Les courants de convection naturelle induisent

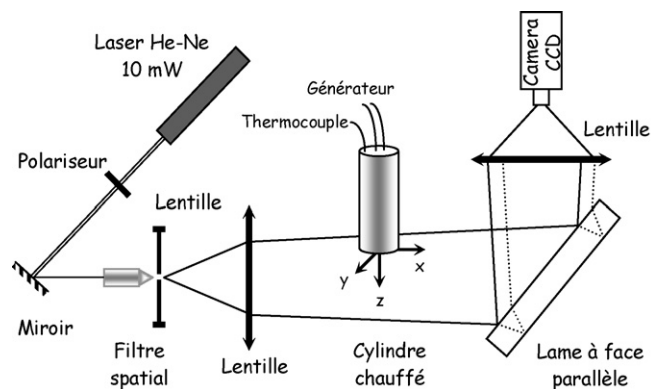


Fig. 1. Interféromètre de shearographie.

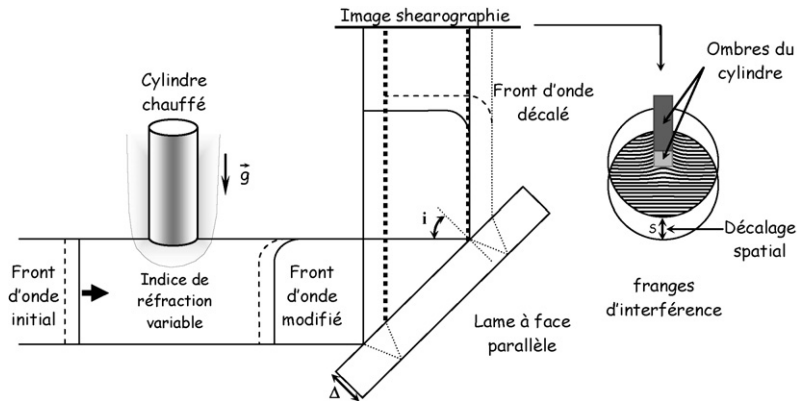


Fig. 2. Diagramme d'évolution du front d'onde.

l'établissement d'une couche d'air chaud située sous la surface inférieure du cylindre. Les gradients de température dans cette couche entraînent des variations de la masse volumique et par conséquent de l'indice de réfraction de l'air. Un faisceau laser parallèle traversant cette zone subit alors des modifications de son chemin optique.

## 2.2. Principe général

A la différence de l'holographie, la shearographie fait interférer l'onde issue du milieu non pas avec une onde de référence, décalée dans le temps, mais avec elle-même, moyennant un décalage spatial latéral préalable [7]. Ceci se traduit par un dédoublement de l'image du milieu (appelé également cisaillement d'images) permettant de faire interférer l'onde provenant des régions non perturbées du milieu avec l'onde qui a traversé les zones du milieu présentant des inhomogénéités de l'indice de réfraction. Ce décalage spatial est réalisé avec une lame à face parallèle.

La Fig. 2 représente l'évolution du front d'onde à travers l'interféromètre de shearographie. Un rayon provenant de la source va se scinder en deux parties : une est réfléchi sur la première face de la lame et la seconde est réfractée puis réfléchi sur la deuxième face et enfin réfractée sur la première face de la lame.

Le décalage spatial latéral  $S$  entre les deux faisceaux réfléchis par les deux faces de la lame est donné par :

$$S = \frac{\Delta \sin(2i)}{\sqrt{n^2 - \sin(i)^2}} \quad (1)$$

où  $n = 1,5$  et  $\Delta = 19$  mm sont respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur de la lame.  $i$  est l'angle d'incidence du faisceau qui est compris dans l'intervalle de  $45^\circ \pm \theta_0$ . Dans cette étude,  $\theta_0 = 5$  min,  $\lambda = 632,8$  nm. À cause de la dépendance de la différence de marche créée par la lame à l'angle  $i$ , les franges d'interférence sont légèrement courbées symétriquement par rapport à la frange centrale.

Le recouvrement  $S$  entre les deux faisceaux constitue la limite du champ de mesure de l'interféromètre. Dans notre dispositif expérimental,  $S = 14,4$  mm. L'étude par interférométrie holographique réalisée par chehouani a montré que l'épaisseur axiale de la couche limite thermique au dessous d'un disque horizontal n'excède pas quelques millimètres [6]. Le décalage  $S$  sera suffisant s'il est réalisé dans la direction axiale ( $Oz$  sur la Fig. 1). Ainsi, la lame doit être orientée de manière à produire des franges de référence horizontales au dessous du cylindre chauffé (voir Fig. 2).

## 2.3. Déphasage total et aberrations

En chaque point de l'interférogramme, l'éclairement est donné par :

$$I = I_0(1 + \gamma \cos(\Phi)) \quad (2)$$

$I_0$  est l'éclairement moyen,  $\gamma$  est le contraste des franges et  $\Phi$  le déphasage entre les deux ondes qui interfèrent.  $\Phi$  est constitué de trois composantes :

$$\Phi = \phi_L + \phi_{ab} + \phi_T \quad (3)$$

- $\phi_L$  est le déphasage dû à la lame à face parallèle ;
- $\phi_{ab}$  est le déphasage introduit par les aberrations dues aux composants optiques de l'interféromètre ;
- $\phi_T$  est le déphasage subi par les ondes ayant traversé deux zones d'indices de réfraction respectivement  $n(T)$  et  $n_0(T_0)$ .  $T_0$  désigne la température ambiante. C'est ce déphasage qui doit être mesuré. Son expression s'écrit :

$$\phi_T(y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{\text{trajet}} [n(x, y, z) - n_0] dx \quad (4)$$

Pour contourner l'indétermination de  $\phi_L$  et  $\phi_{ab}$ , nous avons enregistré un interférogramme de référence, dans les mêmes conditions expérimentales mais à la température ambiante  $T_0$ . Si on désigne par  $\Phi$  et  $\Phi_0$  les déphasages enregistrés par les deux interférogrammes respectivement à  $T$  et  $T_0$ , nous avons :

$$\Phi_T(y, z) = \Phi(y, z) - \Phi_0(y, z) = 2\pi N(y, z) \quad (5)$$

$N(y, z)$  désigne la distribution de l'ordre d'interférence mesurable sur l'interférogramme. Ainsi, l'équation fondamentale de l'interférogramme s'écrit :

$$\int_{\text{trajet}} [n(x, y, z) - n_0] dx = N(y, z)\lambda \quad (6)$$

La distribution d'indice de réfraction dans le milieu n'est accessible qu'après une inversion de l'intégrale (6). La variation de la température dans le milieu est obtenue en appliquant la relation de Gladstone-Dale [1] :

$$f(r, z) = n(r, z) - n_0 = \frac{KPM}{R} \left( \frac{1}{T(r, z)} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (7)$$

où  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  est la coordonnée radiale,  $K = 0,2256 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ , constante de Gladstone-Dale de l'air pour  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ,  $M = 28,81 \times 10^{-3} \text{ kg mole}^{-1}$ , masse molaire de l'air,  $P = 10^5 \text{ Pa}$ , pression atmosphérique et  $R = 8,314 \text{ J mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , constante des gaz parfaits. Le champ de température dans l'air sous le disque est axisymétrique. L'équation de l'interférogramme (6) se ramène à la forme intégrale connue sous le nom de transformée d'Abel de la fonction d'indice  $f$  [8] :

$$N(y, z) = \frac{2}{\lambda} \int_y^{R(z)} \frac{f(r, z)}{\sqrt{r^2 - y^2}} r dr \quad (8)$$

où  $R(z)$  est le rayon de la zone circulaire, situé à la cote  $z$ , où l'indice de réfraction est variable. La transformée d'Abel peut être inversée par l'intégrale suivante :

$$f(r, z) = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^{R(z)} \frac{\frac{\partial N}{\partial y}}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (9)$$

Étant donné la nature discrète des mesures de l'ordre d'interférence, l'intégrale (9) donnant la fonction  $f$  qui représente la variation de l'indice de réfraction dans le milieu ne peut être calculée qu'à l'aide d'une méthode numérique. Cependant, la présence de la dérivée de l'ordre d'interférence dans l'expression (9) rend le calcul de l'intégrale très sensible au bruit affectant  $N$ . Pour accroître la précision de la mesure de  $f$  et donc de la température, il est nécessaire d'effectuer un lissage au préalable des mesures de  $N$  [6,9,10].

### 3. Traitement des interférogrammes

La Fig. 3 représente deux interférogrammes réalisés dans les mêmes conditions expérimentales, respectivement aux températures de 23 °C et 350 °C. Sur l'interférogramme à 350 °C, on constate que la zone perturbée est plus petite que la distance  $S$  de recouvrement (illustrée sur cette image par les deux ombres du cylindre,  $S \approx 14 \text{ mm}$ ) entre les deux images de lame à face parallèle. Rappelons que le recouvrement doit être plus grand que la zone perturbée par

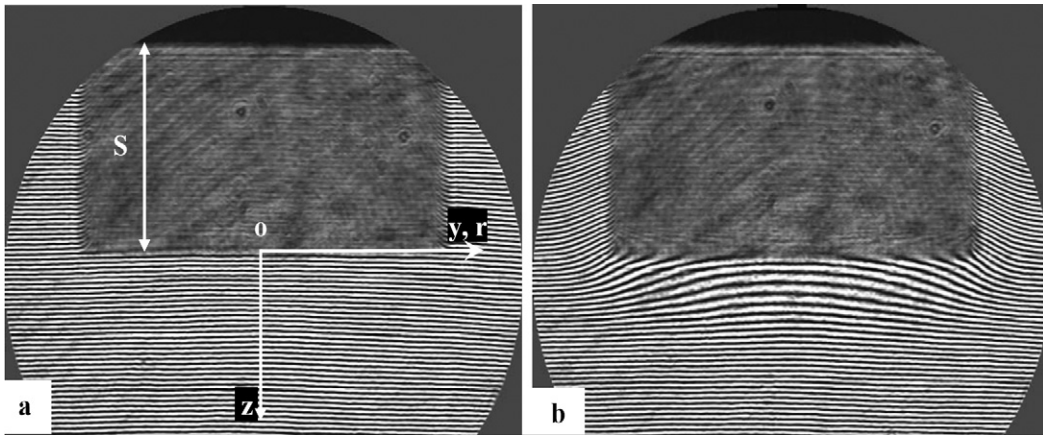


Fig. 3. Images des franges d'interférence de shearographie du cylindre à (a)  $T = 23\text{ °C}$  et (b)  $T = 350\text{ °C}$ .

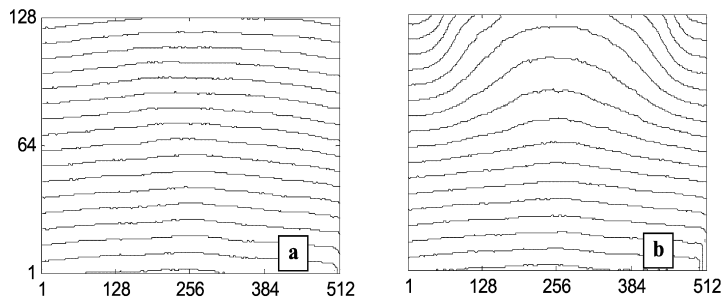


Fig. 4. Distributions de l'ordre d'interférence mesurées sous le disque. (a) Interférogramme à  $T_0 = 23\text{ °C}$ ; (b) Interférogramme à  $T = 350\text{ °C}$ .

l'effet thermique pour garantir que l'onde de référence en chaque point de l'image au dessous du disque provient de la zone à la température ambiante.

La première étape de traitement consiste à déterminer la phase puis l'ordre d'interférence dû à l'effet thermique. La procédure habituelle consiste à disposer verticalement les franges de fond pour pouvoir mesurer le profil de l'ordre d'interférence sur chaque ligne horizontale [6,9,10]. Cependant, le choix d'un système de franges horizontales impose de procéder autrement en effectuant un dépouillement de l'ensemble de l'interférogramme ligne par ligne dans le sens vertical. La seconde étape consiste à calculer le champ d'indice de réfraction par l'inversion de l'intégrale d'Abel (8) à partir de la matrice de l'ordre d'interférence mesuré. L'étape finale est le calcul la température par application de la relation de Gladstone-Dale. Nous avons utilisé l'algorithme décrit par Kreis en exploitant les avantages de la FFT pour extraire et filtrer la phase à partir de l'interférogramme [11]. L'évaluation de l'ordre d'interférence dû à l'effet thermique doit se faire en effectuant un dépouillement en simultanément des deux interférogrammes respectivement de référence et celui à la température de  $350\text{ °C}$  (Fig. 3).

La Fig. 4 représente les répartitions de l'ordre d'interférence mesurées sur les deux interférogrammes de la Fig. 3. On peut clairement constater sur l'interférogramme de référence la déformation des franges de référence due à la lame et aux aberrations du système optique. Pour accéder à l'ordre dû à l'effet thermique, on effectue une soustraction point par point des distributions de l'ordre de la Fig. 4. Cette procédure permet d'éliminer judicieusement les déphasages non linéaires dus à la lame et aux aberrations optiques.

### 3.1. Résultats

#### 3.1.1. Ordre d'interférence

La Fig. 5 représente la distribution radiale de l'ordre pour différentes cotes  $z$  sous le disque. L'origine de l'axe  $Oz$  est prise au centre de la surface du disque. Comme nous pouvons le constater sur la figure précédente, l'ordre d'interférence mesuré présente des fluctuations d'une amplitude n'excédant pas le  $1/10$  de frange. Ces erreurs sont dues

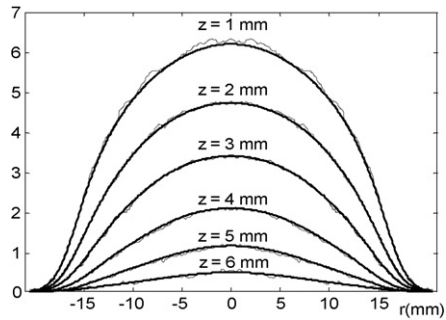


Fig. 5. Distribution radiale de l'ordre d'interférence thermique  $N(r, z)$  mesurée pour plusieurs cotes.

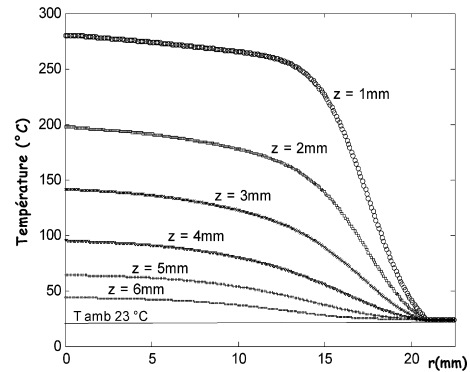


Fig. 6. Distribution radiale de la température  $T(r, z_i)$  obtenue à plusieurs cotes  $z_i$  sous le disque.

aux différents bruits entachant l'interférogramme (bruit de fond, speckle, aberrations optiques ...) et du traitement numérique lui-même (filtrage passe bande par FFT). Ainsi, à cause de la grande sensibilité de la transformée d'Abel inverse à la dérivée première de  $N(y, z)$ , les résultats concernant la température risquent de n'avoir aucune signification physique [6,9,10]. De ce fait, une étape de lissage préalable utilisant les fonctions splines appliqué à la courbe de  $N(y, z)$  expérimentale avant de procéder au calcul de sa transformée inverse d'Abel se révèle nécessaire. Sur la Fig. 5, nous constatons que la bonne concordance entre les courbes justifie bien notre procédure de lissage. Cette technique a permis de réduire considérablement le bruit entachant le profil expérimental et d'aboutir à une représentation des mesures tout à fait adaptée au calcul de l'inverse de l'intégrale d'Abel.

### 3.1.2. Champ de température

La Fig. 6 représente la distribution radiale de la température  $T(r, z_i)$  pour des différentes distances par rapport à la surface du disque. Ces courbes illustrent les forts gradients de température habituellement rencontrés dans les écoulements gazeux en convection naturelle [6,10]. Par ailleurs, l'hypothèse d'axisymétrie impose que le profil de température doit avoir une tangente horizontale au centre ( $r = 0$ ). D'après la Fig. 6, on remarque que les courbes expérimentales de température mesurée vérifient cette condition de symétrie d'une manière d'autant meilleure que l'on s'éloigne de la surface. Nous attribuons le faible écart (notamment pour la courbe à  $z = 1$  mm) au calcul de l'inversion d'Abel. En effet, cette intégrale est très sensible aux erreurs de mesure en particulier près de l'axe ( $r = 0$ ) où il y a accumulation par la sommation des incertitudes. En outre, si on s'intéresse à l'estimation de la précision de cette métrologie thermique par interférométrie de shearographie, on peut prendre la température du cylindre qui est de  $350 \pm 5$  °C comme référence. L'extrapolation des mesures au niveau de la surface ( $z = 0$ ) donne une température de 375 °C. Cette estimation globale de l'erreur permet de considérer que la précision de cette métrologie thermique est de l'ordre de 7%.

La Fig. 7 représente la distribution axiale de la température  $T(r = 0, z)$ . On constate que dans l'intervalle  $[0; 4]$  mm, la courbe a un comportement presque linéaire, traduisant ainsi un gradient de température presque constant de l'ordre de  $63$  °C mm<sup>-1</sup>. Ce gradient diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cylindre. Le prolongement de la droite tangente à cette courbe dans sa première partie, nous donne une valeur approximative de l'épaisseur au centre de la couche limite thermique qui est de l'ordre de 6 mm.

### 3.1.3. Transfert de chaleur

De la connaissance de température et de son gradient, on peut déduire le coefficient d'échange de chaleur entre la paroi du disque et l'air ambiant. En effet, le flux de chaleur transmis par convection de la surface d'un solide à un fluide adjacent s'évalue par la loi de Newton :

$$\varphi = h.s.\Delta T \quad (10)$$

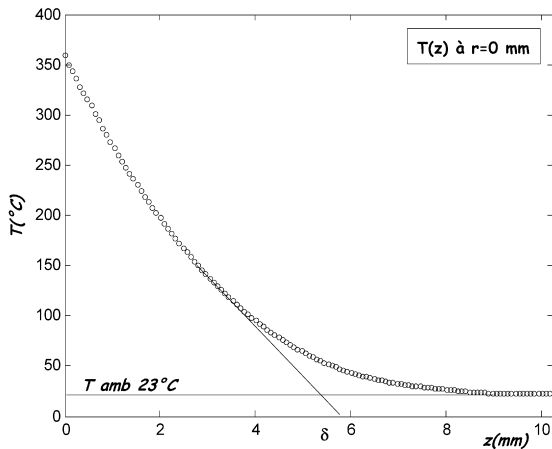


Fig. 7. Variation de la température au dessous du cylindre en fonction de  $z$  et à  $r = 0$  mm.

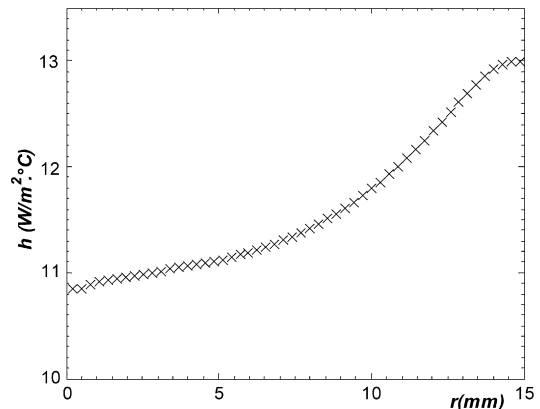


Fig. 8. Coefficient d'échange de chaleur au dessous du cylindre en fonction de  $r$ .

où  $\varphi$  est le flux de chaleur par convection,  $s$  est la surface concernée par le transfert de chaleur,  $\Delta T$  est la différence entre la température de surface  $T_s$  et celle du fluide loin de la surface  $T_0$  et  $h$  est le coefficient d'échange thermique par convection. Ce coefficient est obtenu à partir de la relation :

$$h = - \frac{k \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0}}{T_s - T_0} \quad (11)$$

où  $k = 0,044$  ( $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) est la conductivité thermique de l'air à la température  $350$  °C.

La courbe du coefficient d'échange de chaleur par convection entre la surface du disque et l'air ambiant présenté sur la Fig. 8 montre que l'échange de chaleur par convection évolue à partir d'une valeur minimale au centre ( $h = 10,8 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ) jusqu'à la valeur maximale ( $h = 13 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ) près du bord justifiant la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique dans cette zone.

#### 4. Conclusions

Ce travail a permis de montrer les avantages que peut offrir la technique shearographie en tant qu'outil de métrologie thermique dans les écoulements gazeux où elle peut constituer une bonne alternative aux autres techniques interférométriques sans restreindre la précision ni la sensibilité. L'arrangement optique décrit dans ce travail a permis de contourner judicieusement la limitation du champ de mesure et s'accommoder à l'ensemble de la couche limite thermique au dessous du disque. Les mesures de température par cette technique sont tout à fait en accord avec les résultats obtenus par Chehouani en utilisant l'interférométrie holographique [6,9]. Cette métrologie relativement non coûteuse peut être avantageusement améliorée en attribuant une attention particulière au dépouillement numérique par FFT et au lissage des mesures expérimentales de l'ordre d'interférence avant le calcul de l'intégrale d'Abel en cherchant une représentation mathématique unique qui s'adapte à l'allure de la courbe expérimentale dans la totalité du champ de mesure.

#### Références

- [1] W. Hauf, U. Grigull, Optical Methods in Heat Transfer, in: J.P. Hartnett, T.F. Irvine (Eds.), Advances in Heat Transfer, vol. 6, Academic Press, New York, 1970.
- [2] W. Merzkirch, Flow Visualization, Academic Press, New York, 1974.
- [3] F. Taillade, Association de la shearographie et des ondes de Lamb pour ladétection rapide et quantitative des délaminages, Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, France, 2000.
- [4] A. Brad, VanDerWege, C.J. O'Brien, S. Hochgreb, Quantitative shearography in axisymmetric gas temperature measurements, Opt. Lasers Eng. 31 (1999) 21–39.
- [5] M. Burnett, P.J. Bryanston-Cross, Measurements of transonic shock structures using shearography, SPIE 2861 (1996) 124–135.
- [6] H. Chehouani, S. Benet, B. Armas, C. Combescure, Opt. Pura Apl. 25 (1992) 34–42.

- [7] M.P. Rimmer, Method for evaluating lateral shearing interferograms, *Appl. Opt.* 13 (1974) 623–629.
- [8] W. Pogorzelski, *Integral Equations and Their Applications*, vol. 1, Pergamon Press, 1966.
- [9] H. Chehouani, *Etude théorique et expérimentale des phénomènes de transport dans les réacteurs CVD*, Thèse d'état, Université Cadi Ayyad, N° 225, Marrakech, Maroc, 1999.
- [10] M.C. Diaz-Salgado, *Analyse par interférométrie holographique du champ thermique d'un réacteur de dépôt chimique en phase vapeur*, Thèse Université de Perpignan, 1987.
- [11] T.M. Kreis, Computer aided evaluation of fringe patterns, *Opt. Lasers Eng.* 19 (4–5) (1993) 221–240.