

Echanges convectifs locaux autour d'un disque rotatif soumis à un courant d'air

Benjamin LATOUR^{1,2*}, Pascale BOUVIER^{1,2}, Souad HARMAND¹

¹Université Lille Nord de France, F-59000 Lille
France, UVHC, LME 313 Valenciennes

²Département EEA - Hautes Etudes d'Ingénieur
13 rue de Toul - 59046 Lille

* (auteur correspondant : benjamin.latour@hei.fr)

Résumé - L'objectif de ces travaux est l'étude des transferts de chaleur convectifs locaux autour d'un disque rotatif soumis à un courant d'air. Le disque est chauffé uniformément puis refroidi par convection avec l'air. La température du disque pendant le refroidissement est mesurée par thermographie infrarouge. La résolution du problème inverse de conduction de la chaleur associé à une méthode de régularisation spatio-temporelle permet d'identifier les variations locales du coefficient convectif. Les résultats présentés permettent d'identifier les différentes zones de transferts de chaleur dominés soit par la rotation seule, soit par le courant d'air seul ou encore par la dynamique de l'écoulement de rotation superposé à celui du courant d'air.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	T_f	$(T_{mes}(t=0)+T_{air})/2$: température de film, K
C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	U	vitesse du courant d'air, $m.s^{-1}$
D_i	diamètre de l'arbre, m	z	coordonnée axiale, m
h	coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
Nu	$h.D_i/\lambda$: nombre de Nusselt local	α_1	coefficient de régularisation
r	coordonnée radiale, m	ϵ_n	émissivité de la peinture noire
r_i	$D_i/2$: rayon intérieur du disque, m	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
r_e	rayon extérieur du disque, m	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
Re_U	$U.D_i/\nu$: nombre de Reynolds de courant d'air basé sur le diamètre de l'arbre	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$Re_{U,re}$	$U.r_e/\nu$: nombre de Reynolds de courant d'air basé sur le rayon extérieur du disque	θ	coordonnée angulaire, rad
Re_ω	$\omega.r_i.D_i/\nu$: nombre de Reynolds rotationnel basé sur le diamètre de l'arbre	ω	vitesse de rotation, $rad.s^{-1}$
$Re_{\omega,re}$	$\omega.r_e^2/\nu$: nombre de Reynolds rotationnel basé sur le rayon extérieur du disque	<i>Indices :</i>	
t	temps, s	<i>air</i>	air
T	température, K	<i>cal</i>	valeurs calculées
		<i>m</i>	valeurs moyennes
		<i>mes</i>	valeurs mesurées

1. Introduction

Les machines tournantes, telles que les moteurs électriques, les alternateurs et les disques de frein, sont soumises à de fortes élévations de températures locales. Ce phénomène est responsable de dégradations prématurées des matériaux qui ont pour effet de limiter la durée de vie des appareils. Ainsi, l'optimisation énergétique des systèmes tournants consiste à rechercher des solutions technologiques de refroidissement innovantes et efficaces permettant de baisser ces niveaux de températures. La solution consistant à utiliser des caloducs rotatifs apparaît comme une des solutions prometteuses. L'efficacité d'un caloduc rotatif est très fortement liée à la capacité de sa partie condenseur à évacuer les calories. Cette partie condenseur est le plus souvent assimilée à un arbre muni d'ailettes, permettant d'augmenter les flux convectifs évacués vers l'extérieur. Le dispositif expérimental présenté dans cet article permet l'étude des échanges convectifs locaux sur un disque monté sur un arbre pour différentes vitesses de courant d'air et de rotation. Une méthode d'identification transitoire, basée sur la thermographie infrarouge, est proposée. Elle permet la détermination des

coefficients d'échange convectif locaux, et ainsi la construction d'une image représentative des échanges convectifs locaux sur l'ailette.

Afin de mieux appréhender le comportement thermique des machines tournantes, les différents auteurs se sont intéressés dans un premier temps à des configurations simples telles que le disque tournant. Wiesche [1] a étudié les variations du nombre de Nusselt local obtenues sur un disque pour $Re_{U,re} = 4000$ en fonction de la vitesse de rotation. Pour le cas d'un disque fixe dans un courant d'air ($Re_{\omega,re} = 0$), le nombre de Nusselt local présente une symétrie suivant l'axe horizontal du disque. Ces résultats concordent avec ceux obtenus dans le cas d'une plaque plane. En effet, d'importants transferts convectifs apparaissent au bord d'attaque du disque, puis décroissent le long du disque. Pour le cas d'un faible nombre de Reynolds rotationnel ($Re_{\omega,re} = Re_{U,re} = 4000$), l'écoulement est légèrement influencé par la rotation. Sur la partie supérieure du disque, lorsque la rotation et le courant d'air vont dans le même sens, la rotation du disque entraîne une augmentation du nombre de Nusselt. Sur la partie inférieure, le sens de rotation étant contraire à celui du courant d'air, il y a diminution du nombre de Nusselt. De ce fait, les échanges convectifs moyens ne sont pas affectés par les effets rotatifs. Lorsque le nombre de Reynolds rotationnel augmente ($Re_{\omega,re} = 10000 = 2.5Re_{U,re}$), les fluctuations de plus en plus importantes au sein de l'écoulement entraînent des variations du nombre de Nusselt local plus importantes. Cependant, la distribution caractéristique de la plaque plane peut toujours être identifiée. Pour des nombres de Reynolds rotationnels très importants ($Re_{\omega,re} = 50000 = 12.5Re_{U,re}$), la distribution locale des échanges convectifs devient uniforme sur toute la surface du disque et est principalement contrôlée par les effets rotatifs.

Dans notre étude, le disque est monté sur un arbre dont la présence génère des perturbations au sein de l'écoulement autour du système aileté. Afin de mieux comprendre le comportement thermique de l'ailette annulaire, il est important de bien connaître la structure de l'écoulement autour de cette configuration. Dans le cas du courant d'air seul, de nombreux auteurs [2, 3, 4] ont mis en évidence un système de vortex en « fer-à-cheval » à la base du cylindre. En effet, le champ d'écoulement sur une ailette, autour d'un cylindre, est gouverné par l'effet combiné du développement de la couche limite sur la plaque plane et de l'écoulement autour du tube, formant une couche limite tridimensionnelle complexe à la base du tube. Schüz et al. [3] observent des transferts importants sur la partie avant de l'ailette, correspondant à la zone de développement de la couche limite, puis une décroissance de ces transferts dans la direction de l'écoulement, dû à l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite. Dans la zone de stagnation, en aval du tube, il y a décollement de la couche limite et créations de tourbillons à l'arrière du cylindre, appelés tourbillons en fer à cheval du fait de leur forme caractéristique. De plus, l'augmentation de la vitesse du courant d'air entraîne la diminution de l'épaisseur de couche limite à la base de l'ailette et conduit à des tourbillons plus larges et plus nombreux, qui induisent une intensification des transferts sur une plus grande surface de l'ailette. Pour les plus grandes vitesses de courant d'air, la transition vers des couches limites turbulentes déstabilise le système de tourbillons, conduisant à une distribution de transfert diffuse devant le cylindre. De plus, sur l'arrière du cylindre, le sillage devient hautement turbulent entraînant une forte augmentation du transfert.

Pour notre étude, un dispositif expérimental basé sur l'utilisation de la thermographie infrarouge permet de mesurer le champ de température local sur le disque. La méthode d'identification proposée, associée à une régularisation spatio-temporelle, permet de déterminer les variations du coefficient d'échange convectif local et de prendre en compte les flux conductifs au sein de l'ailette. En effet, pour des matériaux à forte conductivité thermique, négliger la conduction radiale peut générer des erreurs importantes sur le coefficient de transfert convectif [5].

2. Description du banc d'essai

Le coefficient d'échange convectif à la surface d'un disque en rotation et soumis à un courant d'air est déterminé à partir des mesures des variations spatiales et temporelles de la

température de l'ailette $T_{mes}(r, t)$. Ces mesures sont effectuées sur une ailette en aluminium ($\rho_{al} = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_{pal} = 960 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\lambda_{al} = 200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) de rayon interne $r_i = 29 \text{ mm}$, de hauteur $H = 60 \text{ mm}$ et de rayon externe $r_e = 89 \text{ mm}$ (figures 1 et 2). Le cylindre aileté est piloté par un moteur électrique couplé à un variateur de fréquence permettant de faire varier la vitesse de rotation de l'arbre de 0 à 2000 tr/min. Le disque et le cylindre sont recouverts d'une fine couche de peinture noire dont l'émissivité ε_n a été évaluée expérimentalement au laboratoire. Le disque monté sur l'arbre est placé au sein d'une veine d'air de dimension $300 \times 400 \text{ mm}$ (figure 1). Le ventilateur utilisé permet de faire varier la vitesse du courant d'air de 2 à 14 m/s. Pour mesurer les températures avec la caméra infrarouge, un hublot constitué d'un film transparent aux infrarouges a été inséré dans la veine. La courbe d'étalonnage correspondante a été réalisée au laboratoire à l'aide d'un corps noir étalon pour toutes les températures considérées.

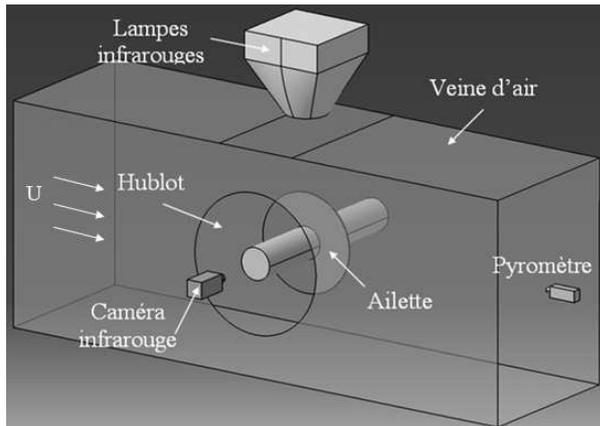


Figure 1 : Schéma de la maquette expérimentale

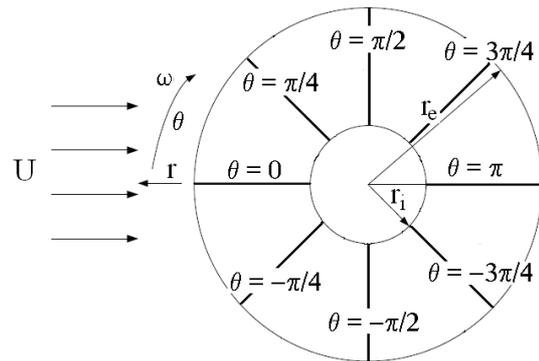


Figure 2 : Schéma du disque

Des lampes infrarouges à ondes courtes placées horizontalement au-dessus de l'arbre aileté servent à chauffer uniformément le système en rotation à des niveaux de températures compris entre 110 et 130°C. Une fois l'équilibre thermique atteint au sein de l'ailette, le chauffage est interrompu. La caméra infrarouge matricielle permet de mesurer le profil de température radial de l'ailette pendant le refroidissement de l'arbre, pour plusieurs positions angulaires (figure 2). Un pyromètre infrarouge, placé perpendiculairement à l'axe de rotation de l'arbre, permet de mesurer l'évolution temporelle de la température du cylindre $T_{cyl}(t)$. Un thermocouple de type K, positionné à l'intérieur de la veine à 0,5 m en amont du disque, mesure la température de l'air pendant la phase de refroidissement du disque. Il est placé suffisamment loin des différentes parois afin de ne pas être réchauffé par le système tournant. La température de l'air mesurée lors des essais ne variant pas plus de 1 °C, c'est sa valeur moyenne T_∞ qui est utilisée comme température de référence.

3. Méthode d'identification

L'objectif de ces travaux est de caractériser les échanges convectifs sur un disque à partir des mesures des variations temporelles et radiales de la température $T_{mes}(r, t)$ par thermographie infrarouge. Cette méthode d'identification nécessite le développement d'un modèle direct qui permet de calculer les variations spatiales et temporelles de la température $T_{cal}(r, z, t)$ du disque à partir d'un profil radial imposé du coefficient d'échange convectif, ainsi que d'un modèle inverse qui permet de déterminer, par itération, la distribution radiale du coefficient d'échange $h(r)$ à partir des mesures du champ de température local mesuré $T_{mes}(r, t)$. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer le bilan d'énergie sur un élément infinitésimal du disque au cours du refroidissement en tenant compte des pertes convectives, radiatives ainsi que du flux conductif au sein du disque. Le problème étudié est instationnaire et bidimensionnel : il permet de prendre en compte les variations locales de la température suivant le rayon r et l'épaisseur z du disque. En considérant que ses deux faces sont soumises aux mêmes flux convectif et radiatif, on applique une condition de symétrie au milieu de

l'épaisseur du disque. Les variations temporelles et spatiales de la température au cœur du disque sont donc régies par l'équation de la chaleur suivante :

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

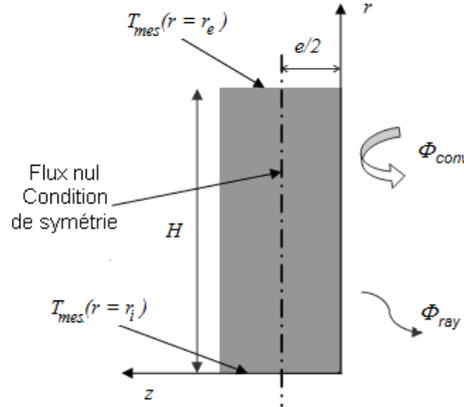


Figure 3 : Schéma du disque

Aux extrémités en $r = r_i$ et $r = r_e$, on considère des conditions de températures imposées qui sont les températures instantanées mesurées par la caméra infrarouge. En $z = 0$, la surface du disque est soumise à une condition de flux imposé égal à la somme des flux convectif $\Phi_{conv} = h.S.\Delta T$ et radiatif Φ_{ray} perdus par le disque. Le flux radiatif est évalué à partir de la densité de flux net radiatif de l'ailette déterminé à partir des températures de l'ailette, du cylindre et de l'atmosphère. Enfin, en $z = e/2$, la symétrie des conditions thermiques des deux faces de l'ailette (figure 3) permet d'imposer un flux nul. Pour les conditions initiales, à l'instant $t = 0$, on dispose des températures mesurées par la caméra infrarouge sur tout le disque. Au final, la distribution radiale du coefficient d'échange convectif est déterminée à l'aide d'une méthode inverse, dite de régularisation spatio-temporelle. Elle consiste à ajouter des termes de régularisation à une méthode de spécification de fonction dans l'objectif d'obtenir une solution stable malgré le bruit de mesure. Pour cette étude, une régularisation d'ordre 1 a été appliquée, permettant de diminuer les fortes variations de la solution dues au bruit. On définit la fonctionnelle suivante :

$$S_1 = \sum_t \sum_r [T_{cal}(r, t) - T_{mes}(r, t)]^2 + \alpha_1 \sum_r [grad(h(r))]^2 \quad (2)$$

Où α_1 représente le coefficient de régularisation d'ordre 1. L'objectif est alors de minimiser la fonctionnelle S_1 en déterminant la correction Δh à apporter au coefficient $h(r)$. Le processus d'identification de $h(r)$ est alors itératif, jusqu'à obtenir une précision suffisante sur les résultats. Cette correction prend en compte les facteurs expérimentaux tels que le bruit de mesure et nous permet ainsi d'obtenir des valeurs du coefficient d'échange convectif en accord avec la réalité du système.

4. Résultats

La grandeur adimensionnelle permettant de caractériser les échanges de chaleur par convection est le nombre de Nusselt basé sur le diamètre intérieur D_i de l'ailette ($Nu = h.D_i/\lambda_{air}$). Le nombre de Reynolds rotationnel $Re_\omega = (r_i.\omega).D_i/\nu_{air}$, ainsi que le nombre de Reynolds de courant d'air $Re_U = U.D_i/\nu_{air}$ permettent quant à eux de caractériser respectivement la rotation et l'écoulement axial d'air. Les propriétés thermophysiques des grandeurs intervenant dans la définition de ces nombres adimensionnels sont définies à la température de film T_f . Les profils radiaux $h(r)$ sont déterminés pour huit positions angulaires, permettant la construction d'une image représentative des échanges convectifs locaux sur le disque (figure 4).

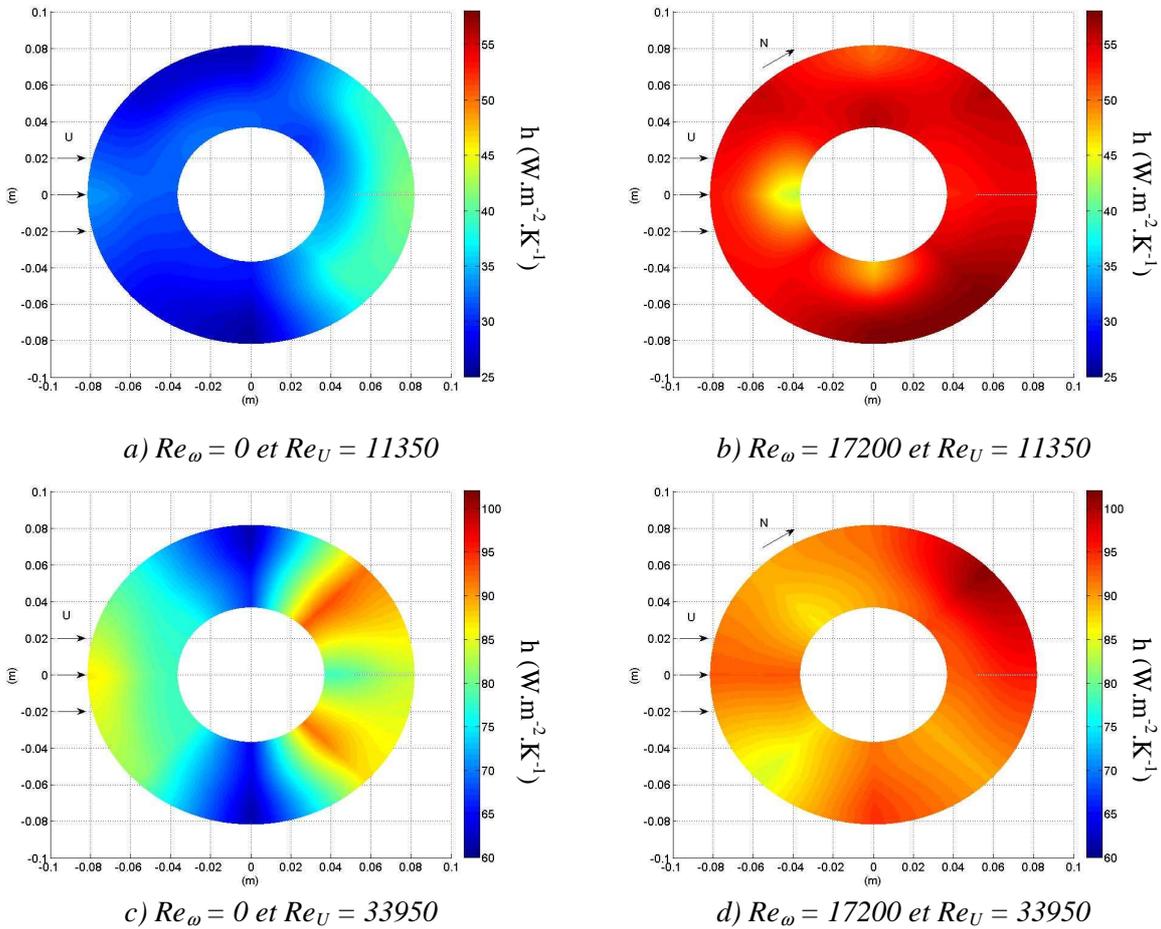


Figure 4 : Coefficients de transfert convectif sur le disque pour différents Re_ω et Re_U (en $W.m^{-2}.K^{-1}$)

Pour les essais en courant d'air seul (figures 4a et 4c), une symétrie des échanges convectifs par rapport à l'axe horizontal est observée. De plus, pour la figure 4c, on constate une zone d'importants transferts sur le bord d'attaque du disque, correspondant au développement de la couche limite [1, 2, 3, 4] puis une décroissance de ceux-ci dans la direction de l'écoulement, due à l'augmentation de l'épaisseur de couche limite, jusqu'au point d'arrêt, situé sur la frontière avant du cylindre. Les positions angulaires $80^\circ < \theta < 100^\circ$, et leurs symétriques $-100^\circ < \theta < -80^\circ$, correspondent aux zones de plus faibles transferts sur le disque. En effet, pour ces positions, les auteurs précédemment cités ont observé un ralentissement de l'écoulement dû aux gradients de pression, entraînant le décollement de la couche limite. Il se forme alors des tourbillons en « fer-à-cheval » caractéristiques de l'écoulement autour de tels systèmes entraînant une zone d'intenses transferts convectifs pour des positions angulaires caractérisées par $130^\circ < \theta < 150^\circ$ et $-150^\circ < \theta < -130^\circ$ en aval du cylindre (figures 4a et 4c) [2, 3, 4]. Cependant, pour des positions radiales proches du cylindre, en aval, une zone de faible recirculation engendrée par la présence du cylindre entraîne une chute des transferts convectifs. Cette zone est d'autant plus étendue que la vitesse de courant d'air est faible. En effet, la génération de nouveaux tourbillons pour des vitesses importantes augmente la surface du disque exposée à un transfert de chaleur intensif. De plus, pour les plus grandes vitesses de courant d'air, la transition vers des couches limites turbulentes déstabilise le système de tourbillons. Il apparaît alors un sillage hautement turbulent à l'arrière du cylindre qui entraîne une forte augmentation des transferts convectifs [3].

Pour les essais avec courant d'air et rotation, on observe clairement une uniformité des transferts convectifs sur le disque par rapport au cas sans rotation (figure 4). De plus, pour le cas $Re_U = 11350$, la valeur du nombre de Nusselt moyen avec rotation $Nu_m = 108.5$ (figure 4b) est beaucoup plus importante que celle correspondant au courant d'air seul $Nu_{m,\omega=0} = 65.1$ (figure 4a). On en déduit que pour des faibles vitesses de courant d'air, la rotation domine les échanges convectifs pouvant entraîner une augmentation de Nu_m allant jusqu'à 67% pour le cas $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$. Inversement, pour le cas $Re_U = 33950$, la valeur moyenne du

coefficient d'échange varie peu avec la rotation puisque l'augmentation maximale d'environ 15% est obtenue pour la plus grande vitesse de rotation (figure 4d). Afin d'identifier les zones d'influence du courant d'air, de la rotation et de leur couplage, nous avons utilisé la méthode de Wiesche [1] qui consiste à étudier l'évolution du rapport $(Nu_m/Nu_{m,\omega=0})$ en fonction du rapport (Re_ω/Re_U) . Les résultats obtenus pour notre étude sont présentés figure 5.

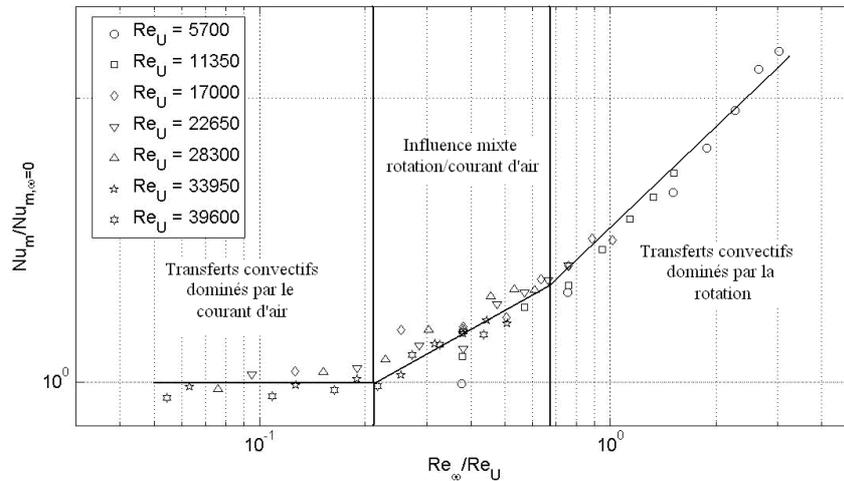


Figure 5 : Rapport des nombres de Nusselt moyens fonction du rapport des nombres de Reynolds

Trois zones sont alors mises en évidence. Pour $(Re_\omega/Re_U) < 0,2$, nos valeurs expérimentales oscillent autour de l'axe horizontal $(Nu_m/Nu_{m,\omega=0})=1$ correspondant à un nombre de Nusselt moyen indépendant de la rotation. Cette première zone correspond ainsi au domaine d'influence du courant d'air seul. Inversement, pour $(Re_\omega/Re_U) > 0,8$, les échanges convectifs sont essentiellement dominés par les effets rotatifs. Entre ces deux valeurs critiques, il existe une zone dans laquelle les échanges convectifs sont dominés par la dynamique de l'écoulement de rotation superposé à celui du courant d'air.

5. Conclusion

Pour caractériser les échanges de chaleur convectifs au niveau d'un disque rotatif monté sur un arbre et soumis à un courant d'air, une méthode d'identification de la distribution locale du coefficient d'échange h , basée sur la régularisation spatio-temporelle, a été mise en œuvre. Elle permet d'obtenir les variations locales de ce coefficient à partir des températures mesurées par thermographie infrarouge au cours du refroidissement. Il est ainsi possible, à partir des images thermiques obtenues, de localiser les zones de forts et faibles transferts sur le disque et d'observer l'influence de la rotation par rapport au courant d'air. Au final, l'étude de l'évolution du rapport des nombres de Nusselt moyens avec et sans rotation en fonction du rapport des nombres de Reynolds rotationnel et de courant d'air permet de mettre en évidence les trois zones d'influence du courant d'air seul, de la rotation seule et de leur couplage.

Références

- [1] S. aus der Wiesche, Heat transfer from a rotating disk in a parallel air crossflow, *Int. J. of Thermal Sciences*, vol. 46 (2007), 745-754
- [2] R. J. Goldstein, J. Karni, The effect of a wall boundary layer on local mass transfer from a cylinder in crossflow, *Trans. of ASME*, vol. 106 (1984), 260-267
- [3] G. Schüz, V. Kottke, Local heat transfer and heat flux distributions in finned tube heat exchangers, *Chem. Eng. Technol.*, vol. 15 (1992), 417-424
- [4] H. J. Sung, J. S. Yang, T. S. Park, Local convective mass transfer on circular cylinder with transverse annular fins in crossflow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 39 No 5 (1996), 1093-1101
- [5] D. Bougeard, Infrared thermography investigation of local heat transfer in a plate fin and two-tube rows assembly, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 28 (2007), 988-1002