



HAL
open science

Experimental study of local convective exchanges on a rotating finned cylinder with air crossflow

Benjamin Latour

► **To cite this version:**

Benjamin Latour. Experimental study of local convective exchanges on a rotating finned cylinder with air crossflow. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2010. Français. NNT : 2010VALE0032 . tel-03009715

HAL Id: tel-03009715

<https://uphf.hal.science/tel-03009715v1>

Submitted on 17 Nov 2020

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.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité : Mécanique et Énergétique

par

Benjamin LATOUR

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCHANGES CONVECTIFS LOCAUX AUTOUR D'UN ARBRE AILETÉ EN ROTATION ET SOUMIS À UN COURANT D'AIR TRANSVERSAL

Soutenue le 7 Décembre 2010

JURY

Rapporteurs :

J.M. BUCHLIN

Professeur

Institut von Karman, Rhode-Saint-Genèse

D. MAILLET

Professeur

LEMETA / ENSEM, Vandœuvre les Nancy

Examineurs :

R. BENNACER

Professeur

ENS Cachan, Cachan

J.L. HARION

Professeur

Ecoles des Mines, Douai

S. HARMAND

Professeur

TEMPO, Valenciennes

P. BOUVIER

Enseignant-Chercheur

HEI, Lille

Invité :

B. ROBYNS

Professeur

HEI, Lille

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein de l'équipe « Dynamique des Fluides et Transferts Thermiques » (DF2T) du laboratoire « Thermique Energétique Mécanique et Matériaux, Procédés de mise en forme » (TEMPO) de Valenciennes, en partenariat avec l'école des Hautes Etudes d'Ingénieur (HEI) de Lille. Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui de près ou de loin ont contribué à la concrétisation de ces travaux de thèse de doctorat.

En tout premier lieu, je remercie Madame Souad HARMAND, Professeur au laboratoire TEMPO, et Madame Pascale BOUVIER, Enseignant-Chercheur à HEI Lille, qui ont encadré cette thèse avec rigueur. Elles m'ont fait confiance et ont su orienter mes recherches durant ces trois années d'étude. Je les remercie également pour leur disponibilité, leurs nombreux conseils scientifiques qui ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse, ainsi que pour leurs remarques et suggestions sur la rédaction de ce mémoire qui ont permis d'améliorer la qualité de ce dernier.

Mes remerciements vont également à Monsieur Jean-Marie BUCHLIN, Professeur à l'Institut von Karman (Rhode-Saint-Génèse), et Monsieur Denis MAILLET, Professeur au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (Vandoeuvre les Nancy) pour avoir accepté la charge de rapporteur, pour leurs remarques constructives et enrichissantes et j'espère avoir l'occasion de poursuivre les discussions amorcées durant ma soutenance de thèse.

Je remercie également Monsieur Jean-Luc HARION, Professeur à l'Ecole des Mines de Douai, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse, ainsi que Monsieur Rachid BEN-NACER, Professeur à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, pour avoir accepté de juger ces travaux. Leurs remarques et commentaires m'ont permis d'apporter un nouveau regard sur ma recherche.

Je souhaite remercier Marc LIPPERT et Jean-Michel DAILLIET pour leur bonne

humeur et pour leur aide précieuse lors de la conception et de la mise en place de la maquette expérimentale. Merci Marc pour ton investissement sur les méthodes PIV qui m'a permis de commencer une étude aérodynamique avant la fin de ma thèse.

Je tiens également à remercier sincèrement Sabine GUILAIN, secrétaire du laboratoire TEMPO, pour son efficacité, son soutien, son écoute, son humour et sa bonne humeur contagieuse !

Bien évidemment, je n'oublie pas les personnes qui m'ont accompagné (et supporté !) au laboratoire durant ces trois années. Je tiens à remercier tout d'abord Julien pour sa sympathie, son ouverture d'esprit et son soutien, qui m'ont permis de bien m'intégrer à l'équipe. Je remercie également Jean, avec qui j'ai partagé mon bureau pendant ces trois ans, pour sa bonne humeur, son calme et pour avoir supporté ma mauvaise humeur dans les moments plus difficiles. Je remercie également toutes les personnes (passé et présent) que j'ai côtoyées au laboratoire et à HEI, et qui ont participé à la bonne ambiance que j'ai pu ressentir au travail et en dehors, dans le désordre : Aurélie, David, Augusto, Pierre-Olivier, François, Raymond, Patrice, . . .

Je ne saurai terminer ces remerciements sans associer les personnes qui m'ont accueilli à HEI et qui m'ont permis de réaliser cette thèse. J'adresse ainsi mes remerciements à Messieurs Benoît ROBYNS, Philippe BIELA et Christophe SAUDEMONT.

Je tiens également à remercier toute ma famille pour son soutien constant tout au long de mes études et de mon doctorat.

Table des matières

Introduction générale	17
1 Analyse dimensionnelle	23
1.1 Géométrie du système aileté et hypothèses	23
1.2 Equations de conservation	24
1.3 Nombre de Nusselt	28
2 Etude bibliographique	33
2.1 Cas du cylindre	34
2.1.1 Cylindre en rotation	34
2.1.2 Cylindre soumis à un courant d'air	38
2.1.3 Cylindre en rotation et soumis à un courant d'air	41
2.2 Cas du disque	44
2.2.1 Disque en rotation	44
2.2.2 Disque fixe soumis à un courant d'air parallèle	48
2.2.3 Disque en rotation et soumis à un courant d'air parallèle	49
2.3 Cas des systèmes ailetés	53
2.3.1 Systèmes ailetés en rotation	53
2.3.2 Systèmes ailetés fixes soumis à un courant d'air	58
2.3.2.1 Ecoulement et transferts à la jonction du cylindre et d'une ailette	58
2.3.2.2 Ecoulement et transferts autour des systèmes multi-ailetés	66
2.3.3 Système aileté en rotation et soumis à un courant d'air	71
3 Etude expérimentale	75
3.1 Etude expérimentale thermique	75

3.1.1	Dispositif expérimental thermique	75
3.1.1.1	Cylindre aileté	77
3.1.1.2	Veine d'air	78
3.1.1.3	Système de chauffage	80
3.1.2	Mesures thermiques	80
3.1.2.1	Mesure de la température du cylindre	80
3.1.2.2	Mesure de la température de l'air ambiant	82
3.1.2.3	Mesure des températures de l'ailette	82
3.2	Etude expérimentale aérodynamique	86
3.2.1	Dispositif expérimental aérodynamique	86
3.2.2	Mesures aérodynamiques	88
3.2.2.1	Principe de mesure PIV	88
3.2.2.2	Caractérisation de l'écoulement d'air transversal	90
3.2.2.3	Influence des fentes	93
4	Identification du coefficient d'échange	97
4.1	Introduction aux méthodes inverses	97
4.1.1	Problème direct	98
4.1.2	Problème inverse	99
4.2	Méthode d'identification par régularisation spatio-temporelle	100
4.2.1	Modèle direct	100
4.2.2	Algorithme d'inversion	103
4.2.3	Algorithme de programmation	109
4.2.4	Calcul du coefficient d'échange convectif moyen \bar{h}	111
4.3	Validation du modèle	111
4.4	Incertitudes	114
5	Résultats expérimentaux	119
5.1	Analyse thermique	119
5.1.1	Cas du disque	121
5.1.1.1	Disque en rotation	123
5.1.1.2	Disque fixe soumis à un courant d'air	126
5.1.1.3	Disque en rotation et soumis à un courant d'air	130
5.1.2	Cas du cylindre muni de 5 ailettes	137
5.1.2.1	Cylindre aileté en rotation	137
5.1.2.2	Cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air	142
5.1.3	Détermination de l'efficacité du cylindre aileté	151

5.2	Analyse aérodynamique	153
5.2.1	Cas du disque	154
5.2.1.1	Disque fixe soumis à un courant d'air	154
5.2.1.2	Disque en rotation et soumis à un courant d'air	156
5.2.2	Cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air	159
	Conclusion générale	167
	Références bibliographiques	177
	Liste des figures	181
	Liste des tableaux	191
	Annexes	195
A	Propriétés thermophysiques de l'air	195
A.1	Masse volumique de l'air	195
A.2	Viscosité dynamique et conductivité thermique	195
B	Détermination de l'émissivité de la peinture noire	197
C	Calcul des radiosités	199
C.1	Cas de l'ailette seule	199
C.2	Cas du cylindre muni de cinq ailettes	200
D	Etalonnage de la caméra infrarouge	203
E	Corrélation croisée pour l'analyse des images PIV	207
F	Calculs des incertitudes	211
G	Résultats thermiques relatifs au disque	213
G.1	Disque en rotation	213
G.2	Disque fixe soumis à un courant d'air	218
G.3	Disque en rotation et soumis à un courant d'air	222
H	Efficacité du système aileté	229

I Résultats aérodynamiques relatifs au cylindre aileté	233
--	-----

NOMENCLATURE

Nomenclature

Symboles latins

a	Diffusivité thermique de l'air, $m^2 \cdot s^{-1}$
a_i	Ailette i
C_p	Capacité calorifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
D_i	Diamètre extérieur du cylindre, m
e	Epaisseur des ailettes, m
e'	(= e/D_i), Epaisseur adimensionnée des ailettes
F_{a-b}	Facteur de forme entre a et b
g	Pesanteur, $m^2 \cdot s^{-1}$
Gr	(= $g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D_i^3 / \nu_{air}^2$), Nombre de Grashof
Gr_{re}	(= $g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot r_e^3 / \nu_{air}^2$), Nombre de Grashof
h	Coefficient d'échange convectif local, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
\bar{h}	Coefficient d'échange convectif moyen, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
H	(= $r_e - r_i$), Hauteur des ailettes, m
H'	(= H/D_i), Hauteur adimensionnée des ailettes
I	Niveau thermique mesuré par la caméra
J	Radiosité, $W \cdot m^{-2}$
L	Longueur du cylindre, m
N	Vitesse de rotation, $tr \cdot min^{-1}$
Nu	(= $h \cdot D_i / \lambda_{air}$), Nombre de Nusselt local
\overline{Nu}	(= $\bar{h} \cdot D_i / \lambda_{air}$), Nombre de Nusselt moyen
\overline{Nu}_{re}	(= $\bar{h} \cdot r_e / \lambda_{air}$), Nombre de Nusselt moyen
p	Pression du fluide, Pa
Pr	(= $\mu \cdot C_p / \lambda$), Nombre de Prandtl
r	Coordonnée radiale, m
r'	(= r/D_i), Rayon adimensionné

r_i	Rayon extérieur du cylindre, ou rayon intérieur des ailettes, m
r_e	Rayon extérieur des ailettes, m
Re_U	($= U \cdot D_i / \nu_{air}$), Nombre de Reynolds de courant d'air
$Re_{U,re}$	($= U \cdot r_e / \nu_{air}$), Nombre de Reynolds de courant d'air
Re_ω	($= \omega \cdot D_i / \nu_{air}$), Nombre de Reynolds de rotation
$Re_{\omega,re}$	($= \omega \cdot r_e / \nu_{air}$), Nombre de Reynolds de rotation
S	Surface, m^2
Sh	Nombre de Sherwood
t	Temps, s
T	Température, K
T_f	($= (T_{ail} + T_\infty) / 2$), Température de film, K
T_∞	Température de référence de l'air, K
u	Espacement inter-ailettes, m
u'	($= u / D_i$), Espacement inter-ailettes adimensionné
U	Vitesse du courant d'air, $m.s^{-1}$
z	Coordonnée axiale, m
Z	Coordonnée axiale adimensionnée

Symboles grecs

α	Coefficient de régularisation
β	Coefficient de dilatation volumique, K^{-1}
δ	Épaisseur de couche limite, m
ΔX	Variation de X
ε	Emissivité
θ	Coordonnée angulaire, rad
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique, $Pa.s$
ν	Viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
σ	($= 5.67 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$), Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Coefficient de transmission
φ	Densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
ϕ	Flux de chaleur, W
ω	Vitesse de rotation, $rad.s^{-1}$

Indices

ail	Ailette
air	Air

<i>al</i>	Aluminium
<i>atm</i>	Atmosphère
<i>cal</i>	Calculé
<i>conv</i>	Convection
<i>cyl</i>	Cylindre
<i>imp</i>	Imposé
<i>lam</i>	Laminaire
<i>mes</i>	Mesuré
<i>n</i>	Peinture noire
<i>ray</i>	Rayonnement
<i>turb</i>	Turbulent

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Les machines tournantes, telles que les turbomachines, les moteurs électriques, les disques de frein ou encore les disques durs d'ordinateurs, sont soumises à de fortes élévations de températures locales. A titre d'exemple, la figure 1 présente un ensemble de zones de fortes températures, pouvant dépasser les 1000°C, relevées sur des disques de freins de TGV durant un arrêt d'urgence. Ces points chauds génèrent d'importants gradients de température responsables de dégradations prématurées des matériaux ayant pour effet de limiter la durée de vie des appareils. Dans ce contexte, l'optimisation énergétique des systèmes tournants consiste à rechercher des solutions technologiques de refroidissement innovantes et efficaces permettant de baisser ces niveaux de température et d'obtenir une répartition uniforme de celle-ci. Ainsi, le développement de systèmes de refroidissement par caloducs rotatifs se révèle être une technologie intéressante et prometteuse.

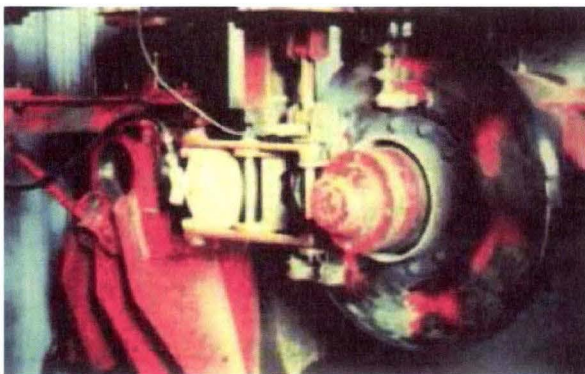


FIGURE 1 – Disque de frein durant une phase d'arrêt d'urgence

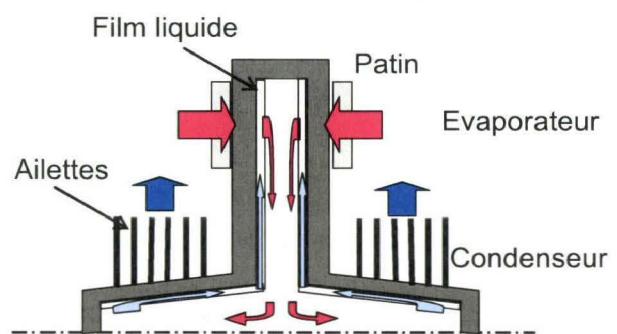


FIGURE 2 – Schéma de principe du caloduc rotatif

La figure 2 présente le schéma de principe d'un disque de frein caloduc, constitué d'un disque creux contenant un liquide en équilibre avec sa vapeur. La circulation du

liquide au sein du disque est assurée par les forces centrifuges et celle de la vapeur par les gradients de pression. Durant la phase de freinage, le frottement des patins sur le disque génère un important flux de chaleur qui provoque l'évaporation du film liquide dans cette partie : c'est l'évaporateur. Inversement, au niveau de l'arbre aileté rotatif, la vapeur se condense en évacuant ses calories vers l'air extérieur : c'est le condenseur. L'efficacité d'un tel système est fortement liée aux performances de sa partie condenseur à évacuer la chaleur par convection vers l'extérieur. L'adjonction d'ailettes sur cette partie cylindrique (figures 2 et 3) permet d'augmenter la surface d'échange avec l'air environnant.



FIGURE 3 – Disque de frein caloduc

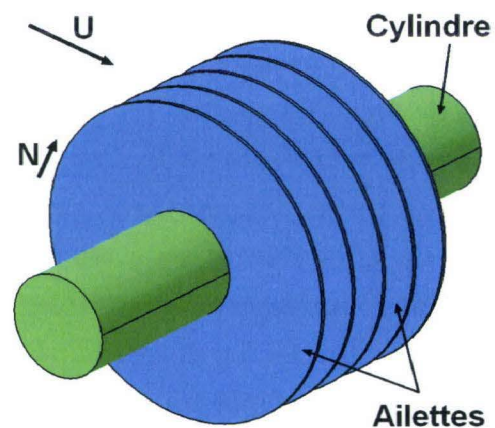


FIGURE 4 – Schéma du cylindre aileté

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse sont plus précisément axés sur l'étude expérimentale des échanges convectifs sur un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes (figure 4). Les objectifs sont d'une part d'analyser l'influence de l'écoulement d'air et de la géométrie de l'arbre aileté sur les échanges convectifs locaux et moyens et d'autre part, d'optimiser la géométrie des systèmes ailetés en fonction des conditions d'utilisation pour améliorer le refroidissement des machines tournantes.

Ce mémoire est organisé en 5 chapitres. Nous nous intéresserons, dans le **chapitre 1**, à l'analyse dimensionnelle des échanges convectifs autour d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air. A partir des équations de conservation, il sera possible de déterminer les différents paramètres adimensionnels en fonction desquels s'exprime le nombre de Nusselt à la surface d'une ailette.

Le **chapitre 2** consiste en une synthèse bibliographique sur les structures d'écoule-

ment et les transferts de chaleur convectifs au sein des machines tournantes. En dépit d'un champ d'application large, peu d'études concernant les échanges convectifs autour des systèmes rotatifs et soumis à un courant d'air ont été abordées dans la bibliographie. Cependant, les transferts de chaleur sur plusieurs configurations voisines ont été étudiés et peuvent servir de comparaison à nos résultats expérimentaux. Les phénomènes aérodynamiques et thermiques dans des configurations simples, mais caractéristiques des machines tournantes, comme le cylindre lisse ou le disque seul, sont analysés. Les résultats de ces études bibliographiques seront utilisés d'une part pour valider nos résultats expérimentaux obtenus pour le cas d'une ailette seule montée sur un cylindre (cas du disque) et d'autre part, pour évaluer l'efficacité d'un cylindre aileté à dissiper la chaleur vers l'air extérieur par rapport au cas du cylindre lisse. Ces premiers résultats sont complétés par une analyse de l'écoulement et des transferts de chaleur obtenus entre des ailettes annulaires en rotation à l'intérieur d'une enveloppe fixe, permettant de mettre en évidence l'influence de la vitesse de rotation et de l'espacement inter-ailettes sur le comportement thermique de telles configurations. Enfin, l'étude de l'écoulement et des échanges convectifs autour d'un cylindre aileté fixe soumis à un courant d'air montre que la présence d'ailettes crée des non-uniformités au sein de l'écoulement, qui sont à l'origine de la formation de tourbillons, améliorant les transferts convectifs.

Le **chapitre 3** concerne l'aspect expérimental de nos travaux. Notre étude thermique a pour objectif la détermination des coefficients de transfert convectif locaux et moyens autour d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air. Ces coefficients sont déterminés à partir de la mesure des variations spatio-temporelles de la température d'une ailette durant sa phase de refroidissement. Le dispositif expérimental mis en place et les techniques de mesures utilisées (thermographie infrarouge, ...) sont présentés dans la première partie de ce chapitre. Dans une seconde partie, nous présentons le banc d'essai modifié, destiné à l'étude des champs de vitesse autour de l'arbre aileté, par vélocimétrie par image de particules (*Particle Image Velocimetry : PIV*). Le principe de mesure d'une installation PIV est également présenté.

L'identification du flux de chaleur local dissipé à la surface de l'ailette centrale est effectuée à partir du champ de température mesuré par thermographie infrarouge. Les transferts de chaleur convectifs transitoires sont modélisés à l'aide d'un coefficient de transfert convectif, indépendant du temps, local et moyen permettant de reproduire fidèlement les phénomènes thermiques réels. Ces coefficients sont identifiés par résolution d'un problème inverse, associé à une méthode de régularisation spatio-temporelle, présenté dans le **chapitre 4**.

Des essais ont été réalisés pour des conditions d'écoulement variées – gamme des vitesses de courant d'air 0 à 14 m.s⁻¹ et des vitesses de rotation 0 à 2000 tr.min⁻¹ – et pour différentes géométries – hauteur des ailettes 40 à 80 mm et espacement inter-ailettes 6 à 40 mm – ainsi que pour le cas d'une seule ailette montée sur le cylindre, correspondant au cas du disque. Le **chapitre 5** regroupe les différents résultats expérimentaux obtenus. L'analyse des coefficients d'échange convectif locaux permet de déterminer les zones d'importants et de faibles transferts convectifs sur l'ailette en fonction du couplage de la rotation et du courant d'air. De plus, à partir de ces coefficients locaux, un coefficient moyen, représentatif du comportement thermique global du système pour un essai, est calculé. Des corrélations sont alors proposées, reliant le nombre de Nusselt, caractéristique des transferts convectifs, aux nombres de Reynolds rotationnel et de courant d'air, respectivement représentatifs des effets rotatifs et de l'écoulement transversal d'air. Ces relations permettent d'évaluer l'influence combinée de la rotation et du courant d'air sur les échanges convectifs globaux pour différents espacements inter-ailettes. De plus, une définition de l'efficacité des systèmes ailetés par rapport au cas simple du cylindre lisse est proposée, permettant d'identifier la configuration géométrique qui optimise le refroidissement du système, en fonction des conditions d'utilisation.

Une conclusion du travail est enfin présentée et les perspectives en terme d'amélioration du banc d'essai, de la méthode inverse d'identification et d'analyse fine de la dynamique de l'écoulement autour de l'arbre aileté clôture ce mémoire.

CHAPITRE 1

ANALYSE DIMENSIONNELLE

Analyse dimensionnelle

L'objectif de cette partie est de détailler l'analyse dimensionnelle des échanges convectifs autour d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air. Les différents paramètres adimensionnels permettant de représenter la physique du problème sont obtenus à partir de l'écriture des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, appliquées au fluide (ici de l'air) compris entre deux ailettes. Cette analyse permet de mettre en évidence que les transferts de chaleur convectifs sur l'ailette dépendent d'une part de la géométrie du système, et d'autre part, du nombre de Reynolds rotationnel Re_ω et du nombre de Reynolds de courant d'air Re_U , caractérisant respectivement les phénomènes d'écoulement liés à la rotation et au courant d'air.

1.1 Géométrie du système aileté et hypothèses

Afin de pouvoir présenter les équations de bilan relatives au système étudié dans cette thèse, il est nécessaire de présenter dans un premier temps la géométrie du cylindre aileté. La figure 1.1 présente les différentes grandeurs géométriques et les températures utiles à la résolution des équations de conservation, ainsi que le repère fixe $(0, r, \theta, z)$ utilisé.

Les équations sont traitées en fluide incompressible pour un régime d'écoulement permanent. On appelle respectivement u_r , u_θ et u_z les composantes de la vitesse de l'air dans le repère $(0, r, \theta, z)$. La température du fluide en dehors des couches limites développées à la surface des ailettes est supposée uniforme et égale à T_∞ . Les propriétés physiques de l'air sont supposées uniformes à l'intérieur de la couche limite. Pour déterminer les propriétés thermophysiques de l'air, il est nécessaire de définir sa température de référence. Pour notre étude, l'écoulement est considéré incompressible et nous ne pre-

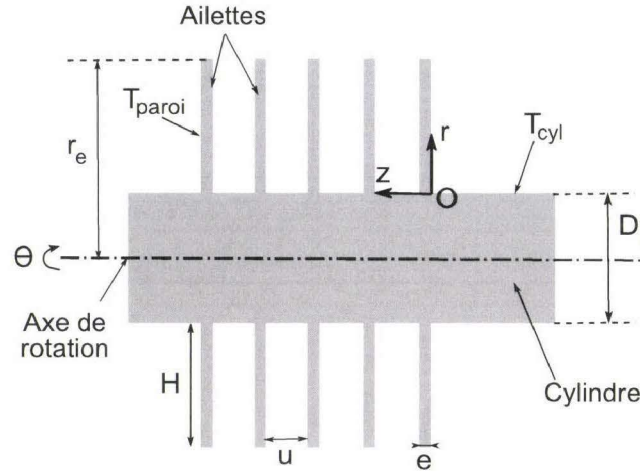


FIGURE 1.1 – Géométrie du système aileté étudié

nous pas en compte les effets de dissipations visqueuses, c'est-à-dire que la conversion de l'énergie cinétique du fluide en énergie thermique est négligée. En considérant un écoulement uniforme autour de l'arbre aileté, la température de référence du fluide est la température ambiante T_∞ , loin du système. Il est alors possible de définir la température de film T_f , correspondant à la température intermédiaire entre celle de référence de l'air T_∞ et celle de la paroi T_{paroi} , soit $T_f = (T_{paroi} + T_\infty)/2$, à laquelle les propriétés thermophysiques seront déterminées (annexe A). Par la suite, l'écriture des équations de conservation permet de déterminer les paramètres adimensionnels intervenant dans l'expression du nombre de Nusselt relatif à une ailette.

1.2 Equations de conservation

A partir des hypothèses et des notations présentées dans la section précédente, il est maintenant possible d'écrire les équations de conservation appliquées au fluide compris entre deux ailettes. L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\text{div}(\vec{U}) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(ru_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (1.1)$$

L'équation de conservation de mouvement s'écrit sous forme vectorielle :

$$\rho \vec{U} \nabla \vec{U} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (1.2)$$

Où les forces de pesanteur sont négligées. Dans un repère à coordonnées cylindriques, les composantes de l'équation 1.2 sont les suivantes :

◦ Suivant la coordonnée radiale r :

$$\begin{aligned} u_r \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \cdot \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{air}} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \\ \nu_{air} \cdot \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

◦ Suivant la coordonnée angulaire θ :

$$\begin{aligned} u_r \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_r \cdot \frac{u_\theta}{r} + u_z \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{air} r} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta} + \\ \nu_{air} \cdot \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

◦ Suivant la coordonnée axiale z :

$$u_r \cdot \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \cdot \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \cdot \frac{\partial u_z}{\partial z} = \nu_{air} \cdot \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \quad (1.5)$$

En négligeant les effets de dissipation visqueuse, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\rho_{air} C_{pair} \left(u_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_{air} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.6)$$

Les transferts de chaleur convectifs dépendent des conditions d'écoulement du fluide autour du cylindre aileté. Dans notre étude, l'écoulement est régi d'une part par les effets rotatifs, et d'autre part, par le flux d'air imposé, caractérisés respectivement par la vitesse rotationnelle déterminée à la périphérie du cylindre $r_i \cdot \omega$, et par la vitesse du courant d'air en amont de l'arbre aileté U . On introduit alors les paramètres adimensionnels suivants :

$$R = r/D_i \quad ; \quad Z = z/D_i \quad ; \quad U_r = u_r/U \quad ; \quad U_\theta = u_\theta/\omega \cdot r_i \quad ; \quad U_z = u_z \cdot D_i/\nu_{air}$$

$$\bar{T} = (T - T_\infty)/(T_p - T_\infty) \quad ; \quad H' = H/D_i \quad ; \quad u' = u/D_i \quad ; \quad e' = e/D_i$$

Il est ainsi possible d'adimensionner les équations 1.1 à 1.6 comme suit :

- Equation de conservation de la masse adimensionnée :

$$\frac{U.D_i}{\nu_{air}.R} \cdot \frac{\partial(R.U_r)}{\partial R} + \frac{\omega.r_i.D_i}{\nu_{air}.R} \cdot \frac{\partial(U_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial U_z}{\partial Z} = 0 \quad (1.7)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant r :

$$U_r \frac{\partial U_r}{\partial R} + \frac{\omega.r_i}{U} \cdot \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \left(\frac{\omega.r_i}{U} \right)^2 \frac{U_\theta^2}{R} + \frac{\nu_{air}.U_z}{U.D_i} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial Z} = - \left(\frac{\nu_{air}}{U.D_i} \right)^2 \cdot \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\nu_{air}}{U.D_i} \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial R} - \frac{U_r}{R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} - 2 \cdot \frac{\omega.r_i}{U} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial Z^2} \right) \quad (1.8)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant θ :

$$U_r \frac{U}{\omega.r_i} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial R} + \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U}{\omega.r_i} \cdot \frac{U_r.U_\theta}{R} + \frac{\nu_{air}.U_z}{\omega.r_i.D_i} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial Z} = - \left(\frac{\nu_{air}}{\omega.r_i.D_i} \right)^2 \cdot \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\nu_{air}}{\omega.r_i.D_i} \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial R} - \frac{U_\theta}{R^2} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{2}{R^2} \cdot \frac{U}{\omega.r_i} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial Z^2} \right) \quad (1.9)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant z :

$$\frac{U.D_i}{\nu_{air}} \cdot U_r \frac{\partial U_z}{\partial R} + \frac{\omega.r_i.D_i}{\nu_{air}} \cdot \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_z}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial Z} = - \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_z}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 U_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial Z^2} \quad (1.10)$$

- Equation de conservation de l'énergie adimensionnée :

$$\frac{U.D_i}{\nu_{air}} \cdot U_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial R} + \frac{\omega.r_i.D_i}{\nu_{air}} \cdot \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} = \frac{\lambda_{air}}{\nu_{air} \cdot \rho_{air} \cdot C_{pair}} \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial Z^2} \right) \quad (1.11)$$

L'écriture de ces équations fait apparaître les nombres de Reynolds rotationnel $Re_\omega = \omega.r_i.D_i/\nu_{air}$, caractéristique des effets rotatifs, et de courant d'air $Re_U = U.D_i/\nu_{air}$, caractéristique de l'écoulement d'air transversal. De plus, l'équation 1.11 fait intervenir le nombre de Prandtl représentant le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement

ν_{air} (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique $a = \lambda_{air}/(\rho_{air} \cdot C_{pair})$, défini par $Pr = \nu/a$. Au final, les équations 1.7 à 1.11 s'écrivent :

- Equation de conservation de la masse adimensionnée :

$$\frac{Re_U}{R} \cdot \frac{\partial(R \cdot U_r)}{\partial R} + \frac{Re_\omega}{R} \cdot \frac{\partial(U_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial U_z}{\partial Z} = 0 \quad (1.12)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant r :

$$U_r \frac{\partial U_r}{\partial R} + \frac{Re_\omega}{Re_U} \cdot \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \left(\frac{Re_\omega}{Re_U} \right)^2 \frac{U_\theta^2}{R} + \frac{U_z}{Re_U} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial Z} = -\frac{1}{Re_u^2} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{Re_U} \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial R} - \frac{U_r}{R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} - 2 \cdot \frac{Re_\omega}{Re_U} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial Z^2} \right) \quad (1.13)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant θ :

$$U_r \frac{Re_U}{Re_\omega} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial R} + \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{Re_U}{Re_\omega} \cdot \frac{U_r \cdot U_\theta}{R} + \frac{U_z}{Re_\omega} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial Z} = -\frac{1}{Re_\omega^2} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{Re_\omega} \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_\theta}{\partial R} - \frac{U_\theta}{R^2} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{2}{R^2} \cdot \frac{Re_U}{Re_\omega} \cdot \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial Z^2} \right) \quad (1.14)$$

- Equation de conservation du mouvement adimensionnée suivant z :

$$Re_U \cdot U_r \frac{\partial U_z}{\partial R} + Re_\omega \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial U_z}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U_z}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 U_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial Z^2} \quad (1.15)$$

- Equation de conservation de l'énergie adimensionnée :

$$Re_U \cdot U_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial R} + Re_\omega \frac{U_\theta}{R} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial Z^2} \right) \quad (1.16)$$

Cette analyse dimensionnelle, appliquée à notre étude expérimentale, nous a permis de définir les paramètres caractéristiques du phénomène étudié. La résolution de notre

problème fera intervenir les nombres de Reynolds de courant d'air Re_U et de rotation Re_ω , traduisant respectivement les phénomènes d'écoulement du courant d'air imposé et de la rotation, le nombre de Prandtl Pr , caractérisant l'importance relative des effets thermiques et hydrodynamiques, ainsi que les différents paramètres géométriques adimensionnés u' (espacement inter-ailettes), H' (hauteur des ailettes) et e' (épaisseur des ailettes).

1.3 Nombre de Nusselt

En plus des nombres adimensionnels mis en évidence dans le paragraphe précédent, représentant les phénomènes physiques de notre problème, il y a les nombres de Nusselt local et moyen, sur l'ailette, caractéristiques des transferts de chaleur convectifs, définis par les équations suivantes :

$$Nu = \frac{hD_i}{\lambda_{air}} = \frac{\varphi D_i}{\lambda_{air}(T_{paroi} - T_\infty)} \quad (1.17)$$

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}D_i}{\lambda_{air}} = \frac{\bar{\varphi}D_i}{\lambda_{air}(T_{paroi} - T_\infty)} \quad (1.18)$$

Où \bar{h} et $\bar{\varphi}$ représentent respectivement le coefficient d'échange convectif moyen sur l'ailette et la densité de flux convectif moyenne à la surface de l'ailette. Sous forme intégrale, le nombre de Nusselt moyen s'écrit :

$$\overline{Nu} = \frac{-D_i}{\pi(r_e^2 - r_i^2)} \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_e} \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=e} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta}{T_p - T_\infty} \quad (1.19)$$

En utilisant les variables adimensionnelles présentées précédemment, on obtient l'expression suivante :

$$\overline{Nu} = \frac{-1}{\pi H'(1 + H')} \cdot \int_0^{2\pi} \int_{1/2}^{1/2+H'} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial Z}\right)_{Z=e'} \cdot R \cdot dR \cdot d\theta \quad (1.20)$$

Ainsi le nombre de Nusselt moyen, défini par $\overline{Nu} = (\bar{h} \cdot D_i)/\lambda_{air}$, s'exprime comme une fonction des différents paramètres adimensionnels sous la forme suivante :

$$\overline{Nu} = f(Pr, Re_U, Re_\omega, u', H', e') \quad (1.21)$$

Le nombre de Prandtl Pr de l'air varie peu avec la température et vaut 0,7 tant que T_∞ reste inférieure à 80°C. Les nombres de Reynolds de courant d'air Re_U et de rotation

Re_ω traduisent respectivement les phénomènes d'écoulement du courant d'air et de la rotation. Enfin, l'espacement inter-ailettes adimensionné u' , la hauteur adimensionnée des ailettes H' et leur épaisseur adimensionnée e' caractérisent l'influence de la géométrie des ailettes sur les transferts de chaleur convectifs.

CHAPITRE 2

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Etude bibliographique

Les travaux de thèse présentés concernent l'étude des échanges convectifs autour d'un cylindre aileté rotatif et soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes. L'objectif est d'améliorer les transferts de chaleur convectifs autour d'un cylindre par la présence d'ailettes qui viennent augmenter la surface d'échange entre le système et l'air environnant. Les applications concernent le refroidissement des machines tournantes, telles que les turbomachines, les moteurs électriques, les systèmes de freinage ou encore les disques durs d'ordinateur. En dépit d'un champ d'application large, très peu d'études concernant les échanges convectifs autour des systèmes rotatifs soumis à un courant d'air ont été abordées dans la bibliographie. Cependant, les transferts de chaleur sur plusieurs configurations voisines ont été étudiés et peuvent servir de comparaison à nos résultats expérimentaux.

Dans une première partie, nous présentons les résultats bibliographiques concernant l'écoulement, les transferts de masse et de chaleur relatifs au cas du cylindre fixe ou en rotation, soumis ou non à un courant d'air transversal. Différentes corrélations sont présentées, permettant de déterminer les transferts de chaleur convectifs en fonction de la vitesse de rotation et de la vitesse du courant d'air. A partir de ces données bibliographiques, il nous sera possible d'évaluer l'efficacité d'un cylindre aileté à évacuer la chaleur par rapport au cas simple du cylindre lisse.

La deuxième configuration étudiée concerne le disque. Dans cette partie, nous rappelons les caractéristiques de l'écoulement et les corrélations du nombre de Nusselt sur un disque vertical fixe ou en rotation, soumis ou non à un courant d'air. Une analyse des transferts de chaleur convectifs locaux et moyens sur un disque en rotation soumis à un courant d'air est également présentée. Il sera donc intéressant dans la suite de ces

travaux de comparer nos résultats expérimentaux concernant une ailette seule montée sur un cylindre à ceux du disque vertical.

Il existe quelques études sur les systèmes ailetés en rotation seule dans la littérature. Les résultats présentés concernent les mécanismes d'écoulement pour de telles configurations et mettent en évidence deux paramètres de contrôle essentiels : la vitesse de rotation et l'espacement inter-ailettes. Les transferts de masse et de chaleur à la surface d'un tube aileté fixe, isolé ou placé à l'intérieur d'un faisceau de tubes, soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes, ont fait l'objet de nombreuses études qui ont permis de caractériser l'écoulement autour de tels systèmes. Ces différentes études mettent en évidence l'influence de la vitesse du courant d'air et de l'espacement inter-ailettes sur le développement d'une part, de la couche limite sur les ailettes et d'autre part, des tourbillons générés par la présence du cylindre.

2.1 Cas du cylindre

Les échanges convectifs autour d'un arbre rotatif soumis ou non à un flux d'air ont fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux aboutissant à l'estimation des transferts de chaleur convectifs à partir des conditions d'utilisation : vitesse de rotation ω et/ou de flux d'air U (figure 2.1).

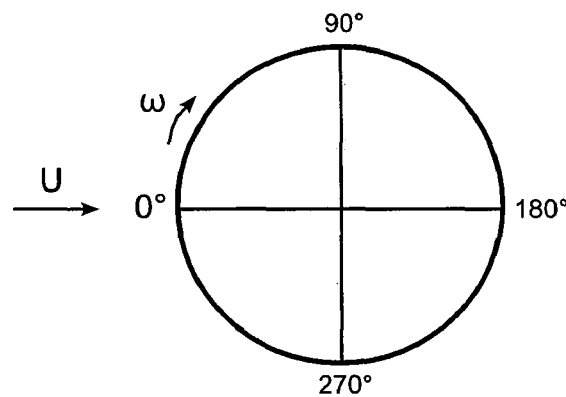


FIGURE 2.1 – Schéma de la section droite du cylindre

2.1.1 Cylindre en rotation

Anderson et al. [1] et Etemad [2] ont étudié les transferts de chaleur par convection, dans l'air ambiant, autour d'un cylindre horizontal, chauffé et en rotation. Les premiers ont utilisé une technique de visualisation par fumée de tétrachlorure de titane leur

permettant d'analyser la structure de l'écoulement autour du cylindre pour différentes vitesses de rotation, alors que le second utilise une méthode basée sur les variations interférométriques. Pour de faibles vitesses de rotation, l'écoulement adhère à la surface puis l'air chaud, sous l'effet de la convection naturelle, s'élève verticalement en un filet étroit (région de séparation : figure 2.2a).

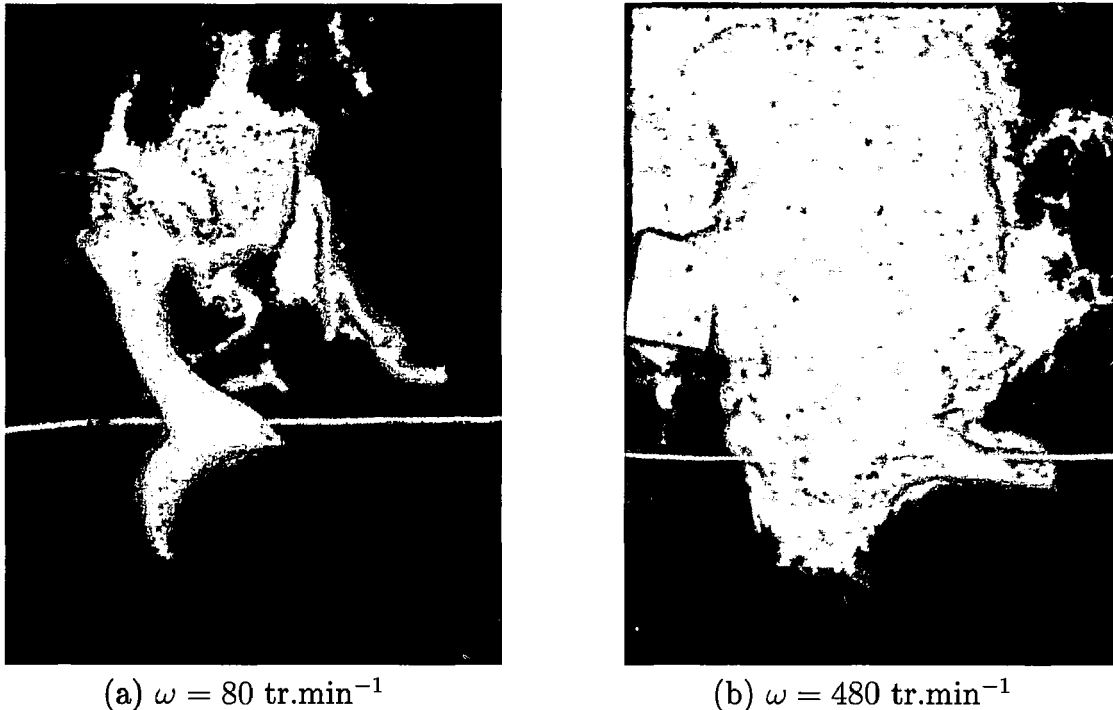


FIGURE 2.2 – Visualisation de l'écoulement par fumée de tétrachlorure de titane autour d'un cylindre tournant [1]

Lorsque la vitesse de rotation augmente, le point où l'air chaud quitte la surface du cylindre se décale vers le bas en suivant le sens de la rotation. Pour une certaine valeur critique de la vitesse, l'écoulement au voisinage du cylindre devient turbulent. Les particules d'air se situant au voisinage de la surface du cylindre sont alors expulsées sous l'effet des forces centrifuges, puis sont remplacées par d'autres particules entraînées par le cylindre. Il y a alors une couche limite continue autour du cylindre (figure 2.2b). De plus, pour des nombres de Reynolds rotationnels Re_ω variant de 8000 à 65400, Etemad [2] montre que le transfert de chaleur est indépendant du nombre de Grashof et la relation suivante, obtenue expérimentalement, est proposée :

$$\overline{Nu} = 0,076 \cdot Re_\omega^{0,7} \quad (2.1)$$

Kays et Bjorklund [3] ont réalisé des mesures thermiques par thermocouples sur un cylindre horizontal tournant dans de l'air, avec ou sans écoulement transversal. Leurs

travaux ont été effectués sur un cylindre en cuivre de 5,74 cm de diamètre et de 46,35 cm de longueur. Le système est chauffé grâce à un élément chauffant concentrique au cylindre. Les vitesses de rotation étudiées sont comprises entre 50 et 4500 tr.min⁻¹, correspondant à des nombres de Reynolds rotationnels variant de 2500 à 50000. Dans le cas de l'écoulement en rotation pure, les auteurs déterminent une corrélation permettant de relier le nombre de Nusselt au nombre de Reynolds rotationnel :

$$\overline{Nu} = 0,095 \cdot Re_{\omega}^{0,66} \quad (2.2)$$

Plus récemment, Özerdem [4] a étudié les échanges convectifs moyens dans l'air autour d'un cylindre en rotation chauffé par une circulation d'eau interne. Le coefficient d'échange convectif moyen est déterminé à partir de la conservation du flux entre l'eau et le cylindre et entre le cylindre et l'air. Les températures de l'eau et de l'air sont mesurées par thermocouples alors que la température du cylindre est déterminée à partir d'un pyromètre infrarouge. Özerdem [4] détermine alors une corrélation permettant d'exprimer le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds rotationnel, pour une gamme comprise entre 2000 à 40000 :

$$\overline{Nu} = 0,318 \cdot Re_{\omega}^{0,571} \quad (2.3)$$

Shimada et al. [5] ont quant à eux étudié la convection mixte, pour laquelle la convection forcée de rotation et la convection naturelle coexistent sur un cylindre en rotation dans la gamme de valeurs de Re_{ω} comprises entre 0 et 3000 et pour un nombre de Grashof $Gr = 1,7 \cdot 10^5$. Les figures 2.3 et 2.4 représentent respectivement l'écoulement autour du cylindre en rotation et la distribution du nombre de Nusselt local $Nu(\theta)$. Lorsque le cylindre est refroidi uniquement par convection naturelle, la valeur minimale du nombre de Nusselt local est située à $\theta = \pi/2$, correspondant à la région de séparation. Lorsque le cylindre est en rotation, cette dernière est transférée dans la direction de la rotation. Pour $Re_{\omega} = 600$, la valeur minimale de Nu est déplacée vers $\theta = \pi$. Alors que pour $Re_{\omega} > 600$, la distribution du nombre de Nusselt local tend à devenir uniforme sur toute la surface extérieure du cylindre et le nombre de Nusselt moyenné sur la circonférence augmente avec la vitesse de rotation. Ces résultats expérimentaux sont corrélés par la relation suivante :

$$\overline{Nu} = 0,046 \cdot (Re_{\omega}^2 + 8 \cdot Gr)^{0,35} \quad (2.4)$$

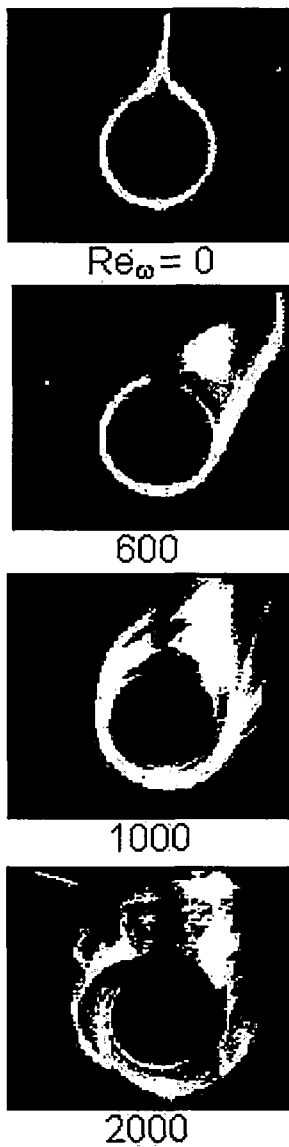


FIGURE 2.3 – Visualisation de l'écoulement autour du cylindre en rotation avec $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]

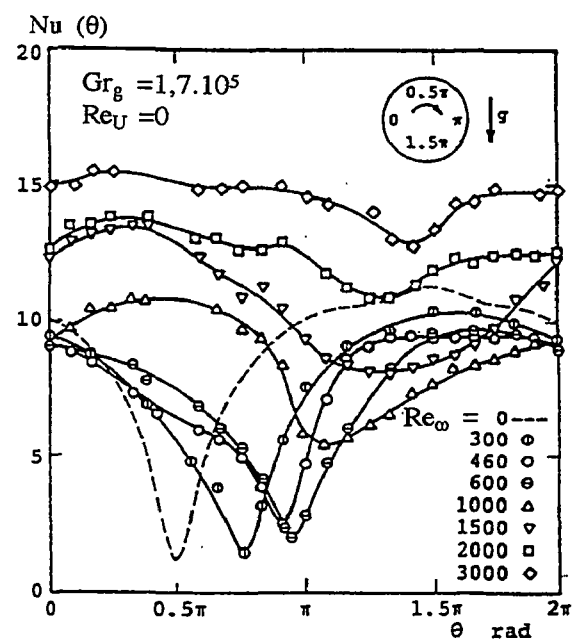


FIGURE 2.4 – Distribution du nombre de Nusselt local sur le cylindre en rotation [5]

2.1.2 Cylindre soumis à un courant d'air

Dans son ouvrage, Kreith [6] répertorie les différents types d'écoulement autour d'un cylindre soumis à un courant d'air perpendiculaire à son axe. Les diagrammes de la figure 2.5 présentent les différentes transformations que subit l'écoulement autour d'un cylindre lorsque le nombre de Reynolds de courant d'air Re_U augmente.

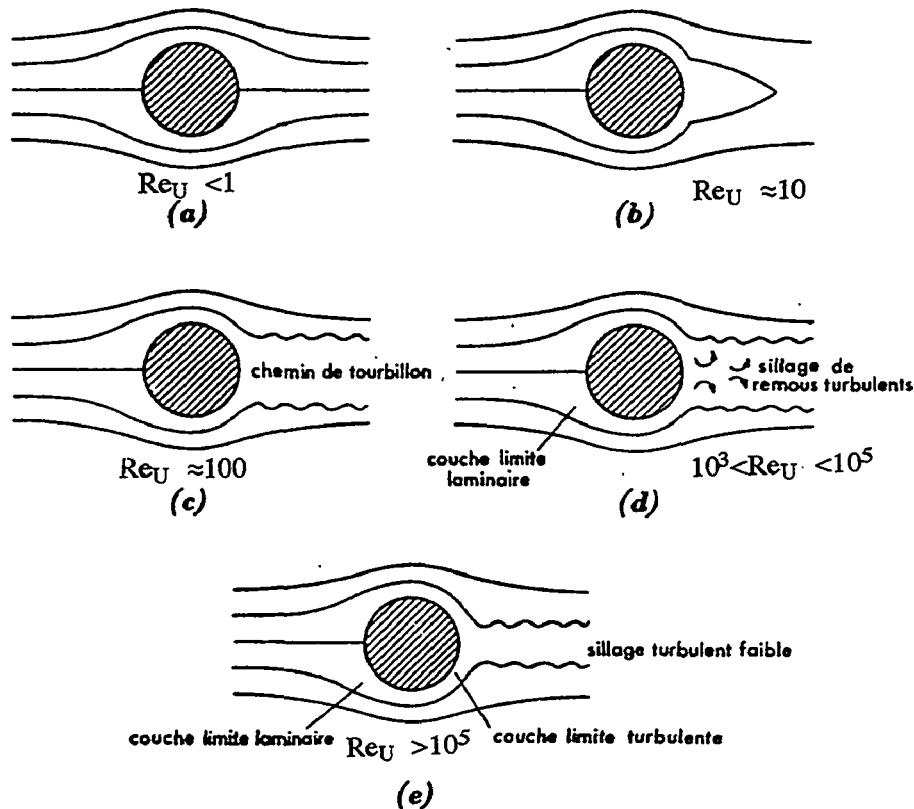


FIGURE 2.5 – Diagrammes d'écoulement autour d'un cylindre pour différents nombres de Reynolds [6]

- Pour un nombre de Reynolds de l'ordre de l'unité ou inférieur, l'écoulement adhère à la surface et les lignes de courant suivent celles obtenues à partir de la théorie des écoulements potentiels.
- Pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 10, les forces d'inertie deviennent appréciables et deux tourbillons faibles apparaissent à l'arrière du cylindre.
- Pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100, deux files de tourbillons alternés, appelés tourbillons de Von Karman, s'échappent du cylindre et s'étendent sur une distance considérable en aval.

- Lorsque le nombre de Reynolds est compris entre 10^3 et 10^5 , la résistance de frottement devient négligeable devant la résistance de pression provoquée par les remous turbulents dans le sillage. La couche limite demeure laminaire depuis le bord d'attaque jusqu'au point de décollement qui se situe à une position angulaire comprise entre 80° et 85° .
- Le dernier régime d'écoulement présenté correspond à des nombres de Reynolds supérieurs à 10^5 . L'énergie cinétique du fluide dans la couche limite laminaire à l'avant du cylindre est suffisante pour vaincre le gradient de pression sans qu'il ait décollement. L'écoulement dans la couche limite devient turbulent bien qu'il reste collé à la paroi, et le point de décollement se déplace alors vers l'arrière. La fermeture des lignes de courant réduit le sillage et la résistance due à la pression est ainsi notablement réduite.

Afin de compléter ces analyses, Kreith [6] rappelle dans son ouvrage les travaux et les résultats obtenus par Giedt [7]. En effet, ce dernier a déterminé les coefficients d'échanges locaux sur la circonférence d'un cylindre pour des nombres de Reynolds variant de 90000 à 220000. Ses résultats sont présentés sur la figure 2.6. Grâce à ces données et aux caractéristiques d'écoulement décrites précédemment, on peut en déduire que :

- Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 10^5 , le décollement de la couche limite laminaire apparaît à une position angulaire d'environ 80° . L'écoulement sur la portion avant du cylindre ressemble à l'écoulement obtenu sur une plaque plane. Le nombre de Nusselt local est maximal au point d'arrêt, puis décroît avec la distance le long de la surface à mesure que la couche limite se développe. Le nombre de Nusselt atteint sa valeur minimale près du point de décollement ($\theta \sim 80^\circ$). Au-delà de ce point, le nombre de Nusselt augmente grâce à la turbulence élevée générée à l'arrière du cylindre. Cependant le nombre de Nusselt à l'arrière du cylindre n'est pas plus grand qu'à l'avant.
- Pour des nombres de Reynolds importants, permettant le passage dans la couche limite de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent, sans décollement de la couche limite laminaire, le nombre de Nusselt local a deux minima autour du cylindre (pour θ variant de 0° à 180°). Le premier minimum correspond au point de transition laminaire-turbulent ($\theta \sim 90^\circ$). Par la suite, le nombre de Nusselt augmente avec le développement de la couche limite en régime turbulent jusqu'à atteindre son maximum au moment où elle devient totalement turbulente. Le nombre de Nusselt décroît ensuite jusqu'à un second minimum pour un angle d'environ 130° , correspondant au point où la couche limite turbulente se sépare du

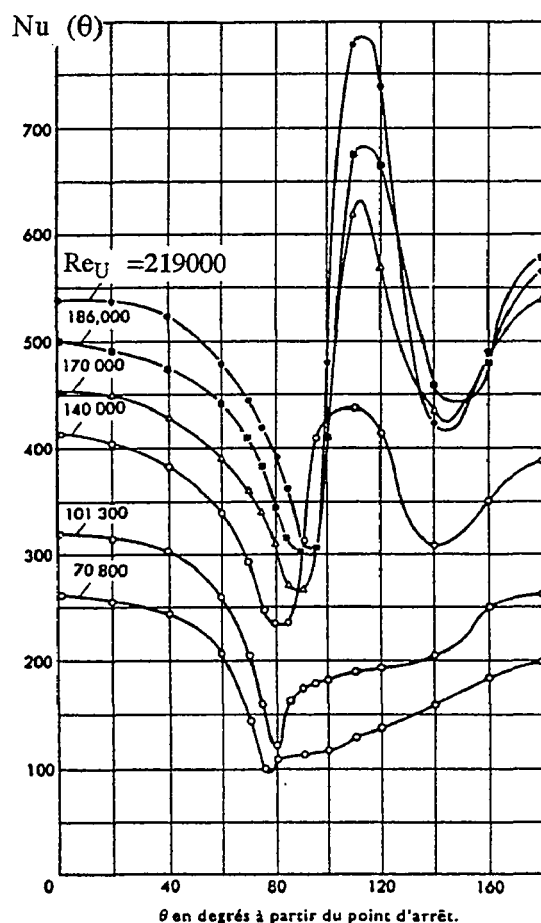


FIGURE 2.6 – Nombre de Nusselt pour un cylindre perpendiculaire à l'écoulement ayant des nombres de Reynolds élevés [6]

cylindre. Pour finir, le nombre de Nusselt augmente de nouveau jusqu'à un second maximum situé au point d'arrêt arrière.

Hilpert [8] a déterminé avec précision les coefficients d'échange convectif moyens pour l'air s'écoulant sur des cylindres en convection forcée de courant d'air. Ses données sont corrélées par l'équation suivante :

$$\overline{Nu} = C \cdot Re_U^m \quad (2.5)$$

Dans laquelle C et m sont des paramètres qui dépendent du nombre de Reynolds de courant d'air :

- $400 < Re_U < 4000$: $C = 0,615$ et $m = 0,466$
- $4000 < Re_U < 40000$: $C = 0,174$ et $m = 0,618$
- $40000 < Re_U < 400000$: $C = 0,0239$ et $m = 0,805$

Labraga et al. [9] ont déterminé expérimentalement le transfert de masse autour d'un cylindre fixe soumis à un courant d'air, pour $8500 < Re_U < 85000$. Le cylindre étudié, d'une longueur de 300 mm et de diamètre 29 mm, est placé au sein d'un canal où circule de l'eau. Le transfert de masse local est déterminé par polarographie. Les résultats obtenus sont présentés figure 2.7, où Sh et Nu représentent respectivement le nombre de Sherwood et le nombre de Nusselt, avec $Sh_0 = Re_w^{1/2} Sc^{1/3}$ ($Sc = 750$) et $Nu_0 = Re_w^{1/2} Pr^{1/3}$ ($Pr = 0,7$). Labraga et al. [9] montrent ainsi que le transfert de masse augmente depuis $\theta = 0^\circ$ jusqu'à un angle limite, dépendant du nombre de Reynolds (par exemple $\theta = 30^\circ$ pour $Re_U = 85000$). Ils relèvent également un transfert de masse minimal, correspondant au décollement de la couche limite, pour une position angulaire d'environ 80° . Au-delà de ce point de séparation, le transfert de masse augmente de nouveau jusqu'à une valeur proche de celle obtenue au point d'arrêt.

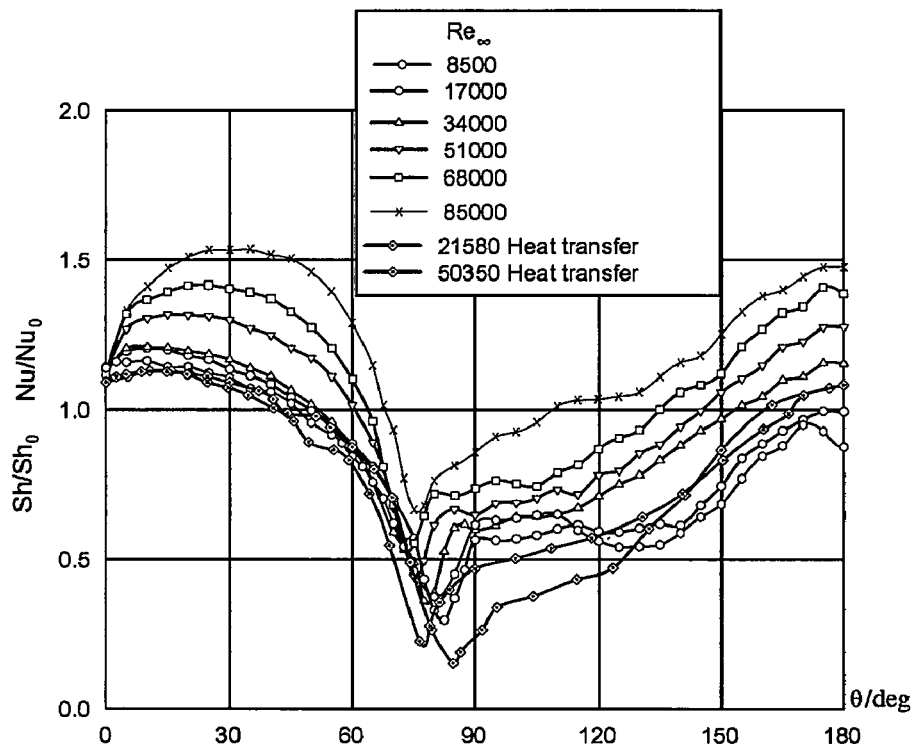


FIGURE 2.7 – Transferts de masse et de chaleur locaux autour d'un cylindre soumis à un courant d'air [9]

2.1.3 Cylindre en rotation et soumis à un courant d'air

Kays et al. [3] ont également analysé, lors de leur étude présentée à la section 2.1.1, l'effet combiné de la rotation, du courant d'air et de la convection naturelle sur les

transferts de chaleur autour d'un cylindre. Les auteurs montrent que leurs données peuvent être corrélées à +/- 15% par l'équation suivante :

$$\overline{Nu} = 0,135 \cdot \left[\underbrace{(0,5Re_{\omega}^2 + Re_U^2 + Gr)}_X \cdot Pr \right]^{1/3} \quad (2.6)$$

Cette corrélation est valable pour une valeur du terme X comprise entre $3 \cdot 10^6$ et 10^9 et pour un nombre de Reynolds rotationnel compris entre 2000 et 45000. A partir de cette équation 2.6, on peut définir des domaines d'influence de la rotation et du courant d'air. En convection forcée, pour un rapport $Re_{\omega}/Re_U > 3,5$, les effets rotatifs sont prédominants par rapport à ceux du courant d'air. Inversement, lorsque $Re_{\omega}/Re_U < 0,6$, la rotation devient négligeable par rapport au courant d'air.

Peller et al. [10] ont entre autres étudié les transferts de chaleur autour d'un cylindre tournant soumis à un flux d'air à partir des mesures locales de l'évolution temporelle de la température, à l'aide de sondes à fil chaud. La vitesse du courant d'air est fixée à 7 m.s^{-1} et la vitesse de rotation varie de 0 à 5600 tr.min^{-1} . Les auteurs définissent un facteur α , rapport de la vitesse périphérique $\omega \cdot r_i$ sur la vitesse de courant d'air U . Peller [10] observe alors une influence quasi nulle du rapport α sur les profils de température pour une position angulaire de 90° (figure 2.1). Inversement, il relève une forte influence de ce même coefficient pour la position diamétralement opposée $\theta = 270^\circ$. Il explique que ce comportement découle certainement du champ de vitesse totalement différent entre ces deux positions, dû au couplage rotation/courant d'air. Il définit ensuite un domaine d'influence pour lequel la rotation est prédominante par rapport au courant d'air pour $\alpha > 2$.

Des études locales plus précises concernant les phénomènes de transferts autour d'un cylindre tournant soumis à un courant d'air ont également été réalisées. En effet, Shimada et al. [5] ont complété leurs travaux (section 2.1.1) par l'étude du transfert de masse autour d'un cylindre tournant soumis à un flux d'air. Les essais ainsi réalisés pour $Re_U = 1000$ et Re_{ω} compris entre 0 et 3000, permettent de visualiser l'allure de l'écoulement et la distribution du nombre de Nusselt local sur le cylindre (figure 2.8 et 2.9). Pour un faible Re_{ω} , la distribution du nombre de Nusselt local est similaire à celle obtenue pour le cylindre fixe soumis à un courant d'air. La région de séparation se situe proche de la position $\theta = \pi/2$, correspondant au minimum du nombre de Nusselt local. Lorsque le nombre de Reynolds rotationnel augmente, la région de séparation située au-dessus du cylindre se déplace vers $\theta = \pi$. Il existe alors une situation critique,



FIGURE 2.8 – Visualisation de l'écoulement autour du cylindre pour $Re_U = 10^3$ et $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]

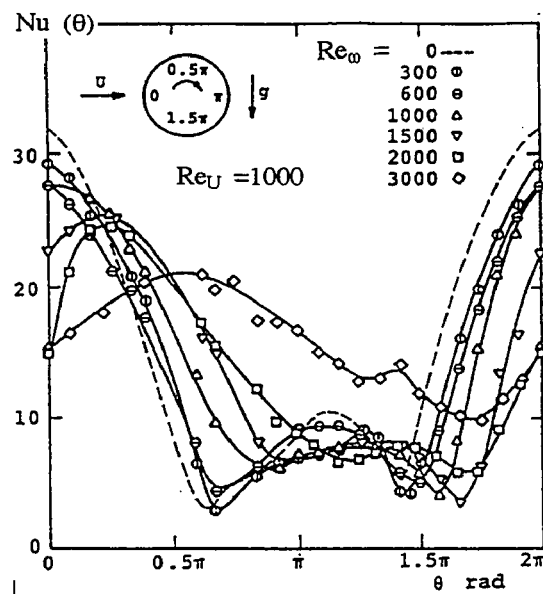


FIGURE 2.9 – Distribution du nombre de Nusselt local sur le cylindre pour $Re_U = 10^3$ et $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]

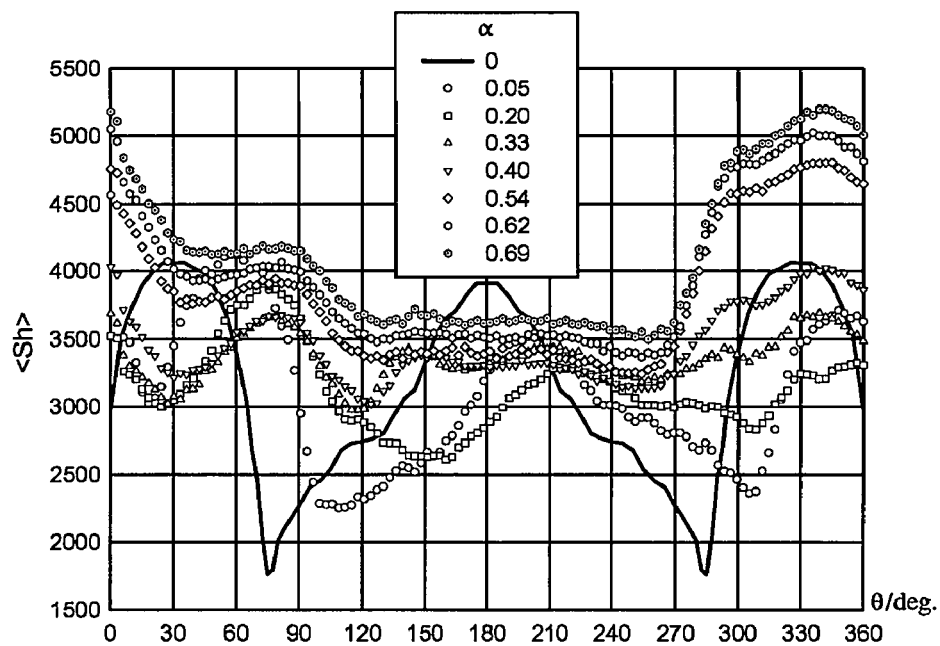
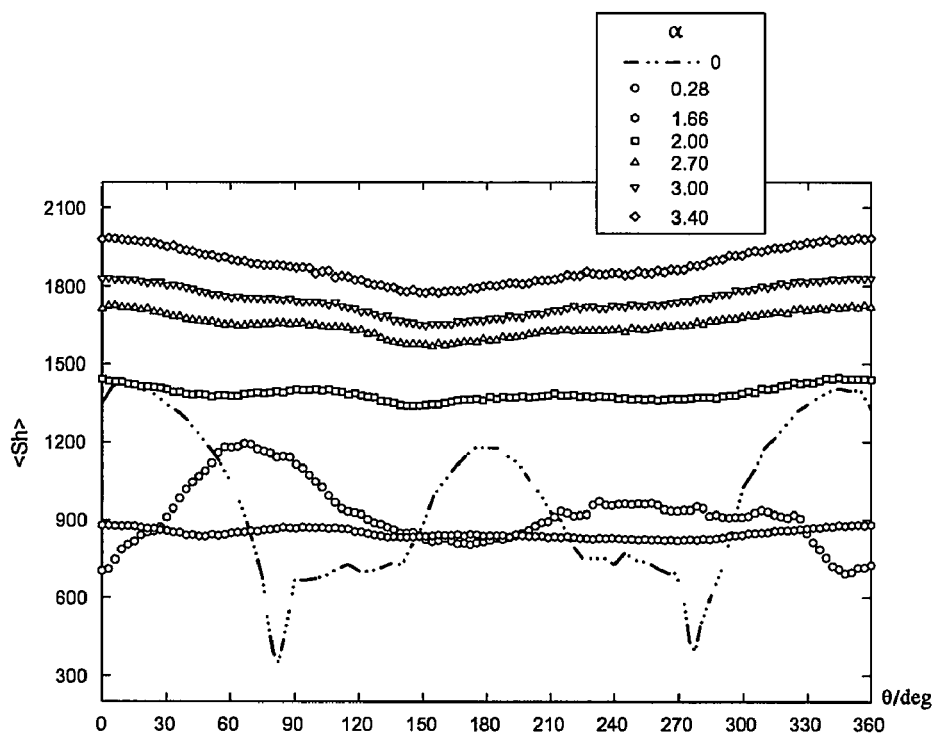
caractérisée par un nombre de Reynolds rotationnel égal à deux fois celui du courant d'air ($Re_\omega = 2000$ et $Re_U = 1000$), pour laquelle la région de séparation au dessus du cylindre se déplace à $\theta = 1, 2\pi$, se rapprochant alors de la région de séparation située sous le cylindre. Au-delà du nombre de Reynolds rotationnel critique, la distribution du nombre de Nusselt devient uniforme et principalement influencée par la rotation. Les auteurs relèvent cependant un maximum des transferts de chaleur pour la position $\theta = \pi/2$ et un minimum pour $\theta = 3\pi/2$. En effet, lorsque l'on se place dans un référentiel fixe, la direction de l'écoulement d'air induit par la rotation est identique à celle du courant d'air au dessus du cylindre, amenant à une vitesse de l'air plus élevée que celle obtenue à la position inverse où les phénomènes sont contraires.

Labraga et al. [9] ont également étudié le transfert de masse sur un cylindre tournant soumis à un flux d'air pour une gamme de nombres de Reynolds de courant d'air plus large $8500 < Re_U < 85000$ et pour $0 < \alpha = \omega r_i / U < 6,92$. Le nombre de Sherwood est déterminé tous les trois degrés. La figure 2.10 présente les résultats obtenus pour $Re_U = 85000$ avec comme paramètre α , rapport entre la vitesse périphérique et la vitesse de l'écoulement. Les auteurs relèvent alors que la distribution du transfert de masse local devient asymétrique lorsque α augmente. Pour de très faibles vitesses de rotation, le nombre de Sherwood est sensiblement similaire à celui obtenu dans le cas d'un cylindre fixe, et est donc principalement influencé par le courant d'air. Pour $\alpha > 0,33$ et $120^\circ < \theta < 270^\circ$, correspondant à la région du sillage, le transfert de masse est minimal et quasiment constant. Ce comportement est différent de celui obtenu dans le cas d'un cylindre fixe, pour lequel le transfert de masse est important à l'arrière du cylindre. La figure 2.11 présente la distribution du nombre de Sherwood pour $Re_U = 17000$. Pour ce dernier cas, le paramètre α croît jusqu'à 3,40, amenant à un comportement différent de celui décrit pour le cas de la figure 2.10. En effet, pour de grandes valeurs de α , le nombre de Sherwood local tend à devenir constant autour du cylindre, comme dans le cas d'un cylindre tournant sans courant d'air.

2.2 Cas du disque

2.2.1 Disque en rotation

Le premier auteur à avoir étudié les disques en rotation (figure 2.12) est Von Karman [11] en 1921. Il a mis en évidence l'existence d'une couche limite sur le disque dont l'épaisseur dépend de la viscosité cinématique du fluide et de la vitesse de rotation.

FIGURE 2.10 – Transferts de masse sur le cylindre pour $Re_U = 85000$ [9]FIGURE 2.11 – Transferts de masse sur le cylindre pour $Re_U = 17000$ [9]

Il a également montré qu'au voisinage du disque, la vitesse du fluide possède deux composantes :

- Une composante tangentielle due à l'adhérence du fluide sur le disque
- Une composante radiale due aux effets centrifuges produits par la rotation.

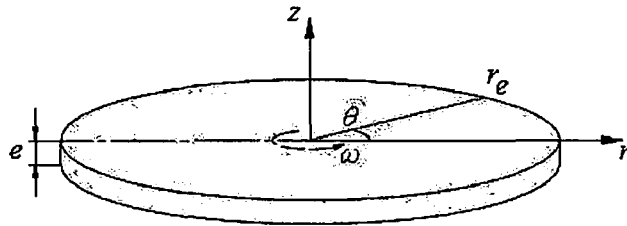


FIGURE 2.12 – Caractéristiques géométriques d'un disque tournant

La solution particulière des équations de Navier-Stokes au voisinage du disque en rotation porte le nom de couche limite d'Ekman. Proche du disque, l'écoulement peut être laminaire, de transition ou turbulent. En étudiant la stabilité de l'écoulement laminaire sur un disque en rotation, Gregory et al. [12] ont mis en évidence deux rayons critiques correspondant à des nombres de Reynolds locaux particuliers définis comme suit :

$$Re_{lam} = \frac{\omega \cdot r_{lam}^2}{\nu} = 1,82 \cdot 10^5 \quad (2.7)$$

$$Re_{turb} = \frac{\omega \cdot r_{turb}^2}{\nu} = 2,82 \cdot 10^5 \quad (2.8)$$

Ces deux rayons critiques permettent de mettre en évidence trois zones d'écoulement. Du centre jusqu'au rayon critique r_{lam} , l'écoulement est laminaire. De r_{turb} jusqu'au rayon extérieur, l'écoulement est turbulent. Pour des rayons compris entre r_{lam} et r_{turb} , on a un régime de transition. La plupart des études menées sur la détermination des échanges convectifs en régime laminaire autour d'un disque isotherme en rotation ont permis de mettre en évidence une formulation générale de la corrélation du nombre de Nusselt, en fonction du nombre de Reynolds rotationnel, de la forme suivante :

$$\overline{Nu}_{re} = \frac{h_{disque} \cdot r_e}{\lambda_{air}} = C \cdot Re_{\omega, re}^{0,5} \quad (2.9)$$

Suivant les auteurs (Millsaps et al. [13], Wagner [14], Goldstein [15], Dorfman [16]), la valeur du coefficient C est comprise entre 0,28 et 0,40, dans le cas d'un disque en rotation dans l'air au repos ($Pr = 0,72$).

Richardson et Saunders [17] ont étudié les échanges convectifs sur un disque en rotation pour un écoulement laminaire en présence de convection naturelle de pesanteur. Les auteurs ont réalisés des essais pour des vitesses de rotation allant de 0 à 500 tr.min⁻¹. Ils en déduisent une corrélation qui prend en compte la convection naturelle de pesanteur et la rotation comme suit :

$$\overline{Nu}_{re} = \frac{\bar{h} \cdot r_e}{\lambda_{air}} = 0,40 \cdot (Re_{\omega,re}^2 + Gr_{re})^{0,25} \quad (2.10)$$

Dorfman [16] a largement contribué à l'étude des transferts convectifs sur les disques en rotation en proposant de nombreuses corrélations permettant de déterminer le coefficient d'échange convectif local en fonction du régime d'écoulement dans la couche limite et de la distribution de la température à la surface du disque. Il propose alors la corrélation suivante, permettant de déterminer le nombre de Nusselt local, pour une distribution de température suivant le rayon de la forme $T(r) = T_\infty + c \cdot r^n$ (où c et n sont des constantes) en régime d'écoulement laminaire, avec $Re_\omega < 2,5 \cdot 10^5$:

$$Nu_r = 0,308 \cdot F(Pr) \cdot \sqrt{(n+2) \cdot Re_{\omega,r}} \quad (2.11)$$

Où $F(Pr)$ est une fonction qui prend en compte l'influence du nombre de Prandtl. Dorfman [16] complète ces travaux par l'étude des transferts de chaleur convectifs sur un disque isotherme lorsque la couche limite est turbulente ($Re_\omega > 3 \cdot 10^5$). Dans ces conditions, le nombre de Nusselt local est défini par la corrélation suivante :

$$Nu_r = Pr^{0,6} C_T \cdot Re_{\omega,r}^{0,8} \quad (2.12)$$

La fonction $Pr^{0,6} C_T$ a été déterminée par différents auteurs pour un disque en rotation dans de l'air ($Pr = 0,72$). Sa valeur est comprise entre 0,0194 et 0,0197 [16] [18]. Une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen est également proposée :

$$\overline{Nu}_{re} = 0,769 \cdot Pr^{0,6} C_T \cdot Re_{\omega,re}^{0,8} \quad (2.13)$$

Pour un disque en rotation dans de l'air en régime turbulent, De Vere [19] détermine expérimentalement une valeur de $0,769 \cdot Pr^{0,6} C_T = 0,015$.

Ces résultats expérimentaux sont complétés par une analyse numérique des échanges de chaleur convectifs autour d'un disque rotatif, réalisée par Wiesche [20]. Afin de calculer les champs de température et de vitesse autour du disque, l'auteur utilise la technique dite de simulation des grandes échelles (*LES : Large Eddy Simulation*), permettant la

résolution des équations aux dérivées partielles qui gouvernent l'écoulement turbulent du fluide. Le cas étudié dans son article concerne un disque de rayon 0,2 m et d'épaisseur 0,004 m tournant dans de l'air. Les nombres de Reynolds rotationnel $Re_{\omega, re}$ étudiés varient de 10^3 à 10^6 . L'auteur obtient les corrélations suivantes :

- Pour le régime laminaire correspondant à $Re_{\omega, re} \leq 2 \cdot 10^5$:

$$\overline{Nu_{re}} = 0,33 \cdot Re_{\omega, re}^{0,5} \quad (2.14)$$

- Pour le régime turbulent correspondant à $Re_{\omega, re} \geq 5 \cdot 10^5$:

$$\overline{Nu_{re}} = 0,015 \cdot Re_{\omega, re}^{0,8} \quad (2.15)$$

2.2.2 Disque fixe soumis à un courant d'air parallèle

En étudiant les transferts de chaleur sur un disque placé dans un courant d'air parallèle, De Vere [19] a montré que la structure de l'écoulement sur le disque est similaire à celle qui est obtenue une plaque plane soumise à un courant d'air parallèle. Pour de faibles nombres de Reynolds et pour une faible épaisseur du disque, une couche limite laminaire continue se forme à partir du bord d'attaque du disque. L'estimation du transfert de chaleur convectif sur un disque soumis à un courant d'air parallèle lorsque la couche limite est laminaire peut ainsi être obtenue à partir de la corrélation du nombre de Nusselt moyen sur une plaque plane de longueur $l_{eq} = (\pi/2) \cdot r_{ext}$ soumise à un courant d'air parallèle, soit :

$$\overline{Nu_{l_{eq}}} = 0,592 \cdot Re_{l_{eq}}^{0,5} \quad \implies \quad \overline{Nu_{re}} = 0,472 \cdot Re_{U, re}^{0,5} \quad (2.16)$$

Wiesche [20] a également évalué, lors de son étude numérique, les transferts de chaleur convectifs sur un disque fixe soumis à un courant d'air parallèle. Les dimensions du disque sont identiques à celles présentées dans la section précédente. Les nombres de Reynolds de courant d'air $Re_{U, re}$ varient de 10^3 à 10^6 . Wiesche [20] met en évidence, comme pour l'étude de la rotation seule, les trois régimes d'écoulement. Le régime est laminaire jusqu'à un nombre de Reynolds de courant d'air d'environ 50000. A partir de cette valeur critique, le régime est transitoire. Le régime d'écoulement devient entièrement turbulent à partir de $Re_{U, re} \geq 10^5$. Pour le cas d'un écoulement d'air laminaire sur le disque correspondant à $Pr = 0,7$ et $10^3 \leq Re_{U, re} \leq 5 \cdot 10^4$, les résultats obtenus par LES peuvent être corrélés par l'expression suivante :

$$\overline{Nu}_{re} = 0,417 \cdot Re_{U,re}^{0,5} \quad (2.17)$$

Pour le cas d'un écoulement totalement turbulent correspondant à $10^5 \leq Re_{U,re}$, les données sont corrélées par la relation suivante :

$$\overline{Nu}_{re} = 0,0127 \cdot Re_{U,re}^{0,8} \quad (2.18)$$

De Vere [19] complète ses travaux par l'étude du régime turbulent. Pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds ou pour une épaisseur plus importante du disque, il se produit une séparation de l'écoulement sur le bord d'attaque du disque. Celui-ci comporte alors une zone d'écoulement en sens inverse, suivie de la zone de rattachement, puis du développement d'une couche limite continue. Dans ce cas, la couche limite est turbulente sur tout le disque. L'auteur [19] propose alors une corrélation donnant le nombre de Nusselt moyen sur un disque fixe soumis à un courant d'air parallèle, lorsque la couche limite est turbulente :

$$\overline{Nu}_{re} = 0,0296 \cdot Re_{U,re}^{0,8} \quad (2.19)$$

Les mesures du coefficient d'échange sur le disque réalisées par Dennis et al. [21] lorsque le régime d'écoulement est turbulent sont corrélées par :

$$\overline{Nu}_{re} = 0,036 \cdot Re_{U,re}^{0,8} \quad (2.20)$$

Les valeurs obtenues par l'équation 2.20 sont majorées d'environ 20% par rapport à celles données par la corrélation 2.19. Dennis et al. [21] justifient cette augmentation par un niveau de turbulence élevé de l'écoulement d'air produit dans leur soufflerie.

2.2.3 Disque en rotation et soumis à un courant d'air parallèle

Il existe peu de références concernant l'étude des transferts de chaleur sur un disque en rotation et soumis à un courant d'air. Wiesche [20] a étudié l'influence du couplage rotation/courant d'air sur les échanges convectifs locaux et moyens autour d'un disque. Le problème étudié est représenté sur la figure 2.13.

Les résultats obtenus par LES sont présentés sur la figure 2.14. La courbe correspondant à $Re_{\omega,re} = 0$ représente le minimum des transferts convectifs pour un nombre de Reynolds de courant d'air donné. L'auteur observe alors une augmentation des échanges convectifs due aux effets rotatifs, qui est d'autant plus importante lorsque

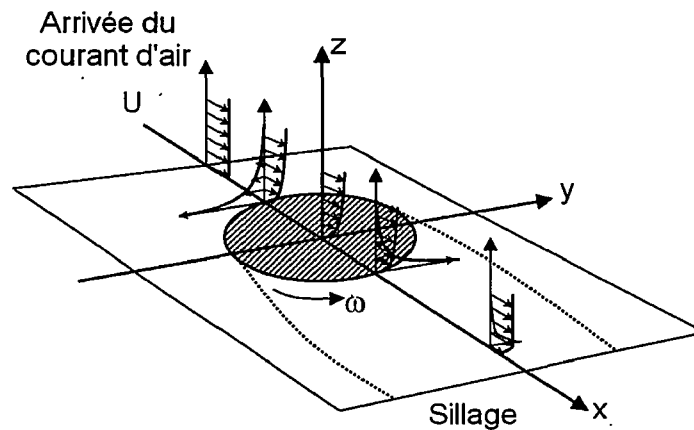


FIGURE 2.13 – Schéma du problème étudié par Wiesche [20]

$Re_{\omega, re} \gg Re_{U, re}$. Pour de faibles valeurs de la vitesse de courant d'air et $Re_{\omega, re} > 0$, les valeurs de \overline{Nu}_{re} deviennent indépendantes du nombre de Reynolds de courant d'air. Les échanges convectifs sont alors dominés par la rotation. Inversement, pour des nombres de Reynolds de courant d'air suffisamment importants, il n'y a pas d'augmentation supplémentaire due aux effets rotatifs. En effet, les courbes ($Re_{\omega, re} > 0$) se superposent à celle correspondant à ($Re_{\omega, re} = 0$). Dans ce cas, les échanges convectifs sont gouvernés par le courant d'air. Entre ces deux cas limites, il existe une zone où les transferts convectifs dépendent du couplage rotation/courant d'air.

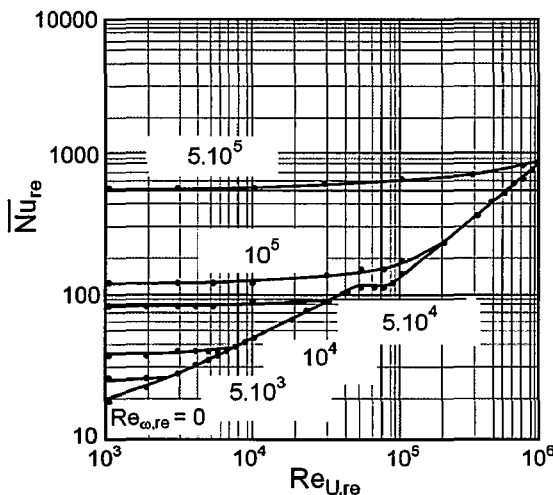


FIGURE 2.14 – Echanges de chaleur convectifs pour un disque tournant soumis à un courant d'air [20]

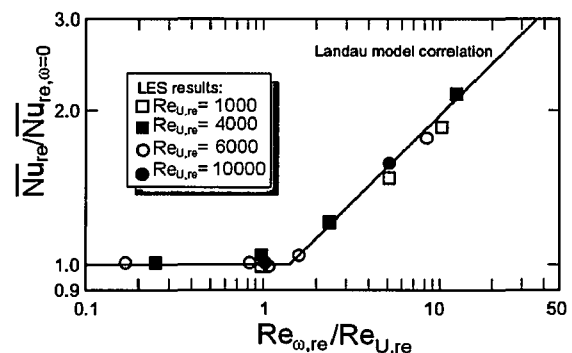


FIGURE 2.15 – Rapport des nombres de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds [20]

Par la suite, Wiesche [20] propose une méthode permettant d'identifier l'influence

de la rotation par rapport à celle du courant d'air sur les transferts de chaleur convectifs. Elle consiste à étudier les variations du rapport $\overline{Nu}_{re}/\overline{Nu}_{\omega=0,re}$ fonction du rapport $Re_{\omega,re}/Re_{U,re}$ représentées sur la figure 2.15. L'auteur met en évidence la valeur critique $(Re_{\omega,re}/Re_{U,re})_{crit} = 1,4$ qui permet de séparer deux zones. Dans la première, correspondant à $Re_{\omega,re}/Re_{U,re} < 1,4$, les transferts de chaleur moyens ne sont pas affectés par la rotation. En effet, au niveau local, la rotation tend à améliorer les échanges convectifs sur la face supérieure du disque, où le sens de rotation est le même que celui de courant d'air. Inversement, la rotation diminue les échanges convectifs sur la face inférieure du disque, où le sens de rotation est opposé à celui de courant d'air. De ce fait, les échanges convectifs moyens sur le disque ne sont pas affectés par les effets rotatifs. Dans la seconde zone correspondant à $Re_{\omega,re}/Re_{U,re} > 1,4$, l'écoulement devient instable. En effet, il se crée des interactions complexes entre l'écoulement rotationnel et l'écoulement plan amenant à une augmentation des échanges convectifs sur le disque. Ce comportement est décrit par la théorie de Landau [22]. Au voisinage du point critique, Wiesche [20] propose les corrélations suivantes pour le nombre de Nusselt moyen :

$$\overline{Nu}_{re} = \overline{Nu}_{\omega=0,re} \quad \text{pour} \quad 0 < \frac{Re_{\omega,re}}{Re_{U,re}} < 1,4 \quad (2.21)$$

$$\overline{Nu}_{re} = \overline{Nu}_{\omega=0,re} \cdot \left[1 + 0,32 \cdot \left(\frac{Re_{\omega,re}}{Re_{U,re}} - 1,4 \right)^{0,5} \right] \quad \text{pour} \quad 1,4 < \frac{Re_{\omega,re}}{Re_{U,re}} < 5 \quad (2.22)$$

Pour finaliser son étude, l'auteur présente les distributions locales du nombre de Nusselt obtenues pour une vitesse de courant d'air donnée et fonction de la vitesse de rotation (figure 2.16).

- 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 ceux-ci décroissent suivant la longueur du disque.
- Pour le cas d'un faible nombre de Reynolds rotationnel, ($Re_{\omega,re} = Re_{U,re} = 4000$), l'écoulement devient légèrement influencé par la rotation. La rotation du disque entraîne une augmentation du nombre de Nusselt sur la partie supérieure du disque (co-courant) et une diminution sur la partie inférieure (contre-courant). De ce fait, les échanges convectifs moyens ne sont pas affectés par les effets rotatifs.

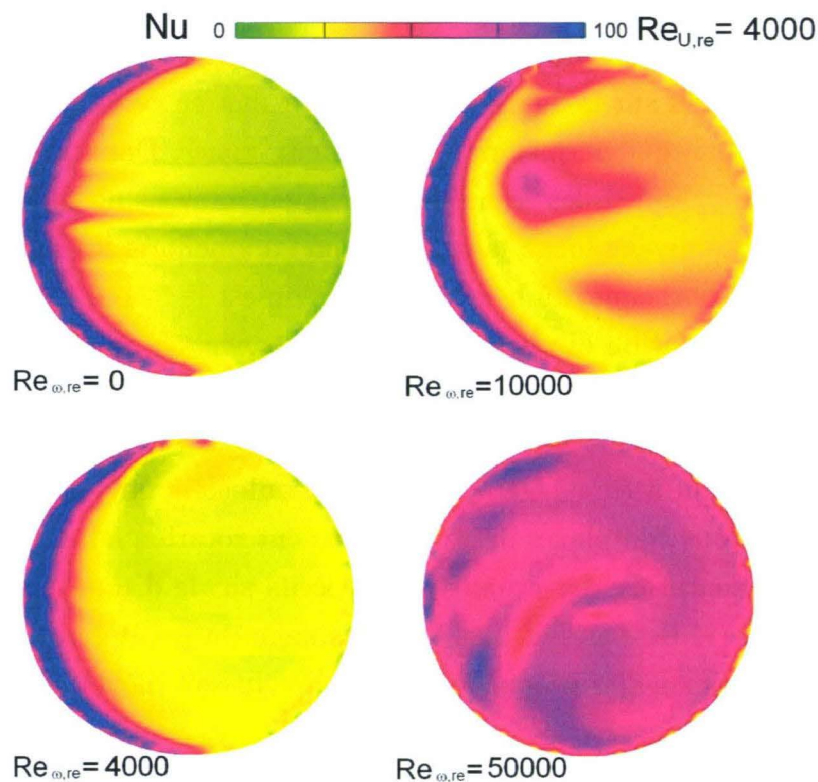


FIGURE 2.16 – Nombres de Nusselt locaux sur le disque pour différents nombres de Reynolds rotationnels et pour $Re_{U, re} = 4000$ [20]

- Lorsque le nombre de Reynolds rotationnel augmente ($Re_{\omega, re} = 10000 = 2,5 \cdot Re_{U, re}$), les fluctuations au sein de l'écoulement deviennent de plus en plus importantes, se traduisant par d'importantes variations du nombre de Nusselt local. Cependant, la distribution caractéristique de la plaque plane peut toujours être identifiée.
- Pour des nombres de Reynolds rotationnels très importants ($Re_{\omega, re} = 50000 = 12,5 \cdot Re_{U, re}$), la distribution locale des échanges convectifs devient uniforme sur toute la surface du disque et est principalement contrôlée par les effets rotatifs.

Une étude concernant les transferts convectifs à la surface d'un disque monté sur un cylindre a été réalisée par Watel [23]. Le cylindre étudié a un diamètre $D_i = 58$ mm et le disque une épaisseur $e = 1$ mm et une hauteur $H = 21$ mm. L'auteur fournit alors une corrélation du nombre de Nusselt moyen tenant compte des effets de convection naturelle, de convection forcée de rotation et de courant d'air pour $Re_{\omega} < 30000$ et $Re_U < 42000$:

$$\overline{Nu} = (0,03 \cdot Gr + 0,053Re_U^2 + 9,1 \cdot 10^{-3} \cdot Re_\omega^2)^{0,275} \quad (2.23)$$

Pour un nombre de Reynolds Re_U supérieur à 2550, l'auteur considère que l'influence de la convection naturelle sur les échanges convectifs est négligeable. Watel détermine alors les domaines d'influence de la convection forcée de courant d'air et de la convection forcée de rotation sur les transferts de chaleur convectifs. Pour cela, elle désigne par n le rapport $0,053 \cdot Re_U^2 / (9,1 \cdot 10^{-3} \cdot Re_\omega^2)$. L'influence de la convection forcée de courant d'air devient inférieure à 5% lorsque $(1 + n)^{0,275} < 1,05$, soit pour $n < 0,19$, ce qui correspond à $Re_\omega / Re_U > 5,8$. De la même manière, l'influence de la convection forcée de rotation devient inférieure à 5% pour $Re_\omega / Re_U < 1,05$.

2.3 Cas des systèmes ailetés

2.3.1 Systèmes ailetés en rotation

Sparrow et al. [24] ont étudié expérimentalement les transferts de masse autour d'un cylindre aileté en rotation par la technique de sublimation du naphthalène, et par analogie les transferts de chaleur, fonction de la vitesse de rotation et de l'espacement inter-ailettes. Les ailettes étudiées sont en cuivre et ont un diamètre intérieur de 2,858 cm, extérieur de 4,445 cm et une épaisseur de 0,254 cm. Les espacements inter-ailettes étudiés varient de 0,254 à 1.0156 cm et le nombre de Reynolds rotationnel (basé sur D_i) de 700 à 6000. Les résultats présentés concernent le nombre de Sherwood Sh en fonction du nombre de Reynolds rotationnel Re_ω . En traçant Sh en fonction de Re_ω pour différents espacements inter-ailettes (figure 2.17), les auteurs relèvent que le coefficient de transfert de masse augmente avec la vitesse de rotation. Cependant, la sensibilité du coefficient à la vitesse de rotation dépend fortement de l'espacement inter-ailettes, tout particulièrement pour les très faibles espacements pour lesquels la sensibilité est la plus importante. En effet, pour les plus grands espacements, la décroissance de Sh avec Re_ω est linéaire mais lorsque l'espacement diminue, la chute de Sh devient progressivement plus importante.

Une étude concernant les transferts convectifs moyens autour d'un système aileté en rotation, basée sur l'utilisation de la thermographie infrarouge, a été réalisée par Watel [23] [25]. L'auteur utilise une méthode expérimentale transitoire qui, à partir d'un bilan d'énergie global de l'ailette centrale, permet de déterminer le coefficient d'échange convectif moyen sur l'ailette à partir de ses variations temporelles de température, me-

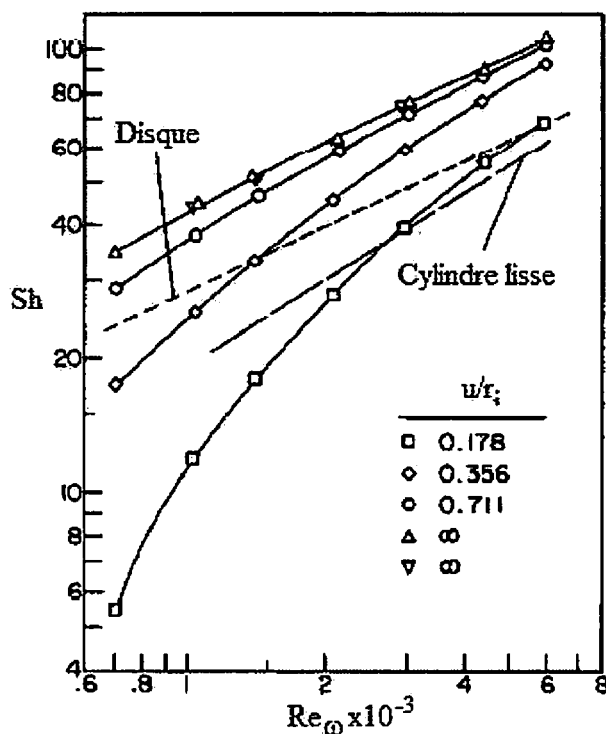


FIGURE 2.17 – Nombre de Sherwood fonction du nombre de Reynolds rotationnel pour différents espacements inter-ailettes [24]

surées par thermographie infrarouge. Les ailettes étudiées sont en aluminium et ont une épaisseur de 1 mm, un rayon intérieur $r_i = 29$ mm et une hauteur $H = 21$ mm. L'espacement inter-ailettes varie de 2 à 40 mm et les vitesses de rotation étudiées sont comprises entre 50 et 3200 $\text{tr} \cdot \text{min}^{-1}$, correspondant à des nombres de Reynolds rotationnel Re_ω compris entre 400 et 30000. Les résultats obtenus sont présentés figure 2.18. L'auteur met alors en évidence des zones de convection naturelle et de convection forcée de rotation prédominantes, pour les différents espacements inter-ailettes considérés.

Pour chaque espacement et pour les vitesses de rotation les plus faibles, le coefficient de transfert convectif est indépendant de la vitesse de rotation. Dans ce cas, la structure d'écoulement proche des parois des ailettes est identique à celle observée sur des ailettes fixes soumises à la convection naturelle, présentée dans la littérature [26]. L'auteur explique ainsi que l'effet de la convection de rotation est négligeable sur le coefficient de transfert convectif, comparé à l'effet de la convection naturelle gravitationnelle. Inversement, l'influence de la convection forcée de rotation se fait ressentir sur les échanges convectifs à partir d'une certaine vitesse de rotation dépendant de l'espacement inter-ailettes. De plus, pour une vitesse de rotation donnée, le coefficient de transfert convectif décroît avec l'espacement inter-ailettes. Cette chute s'explique par les interactions

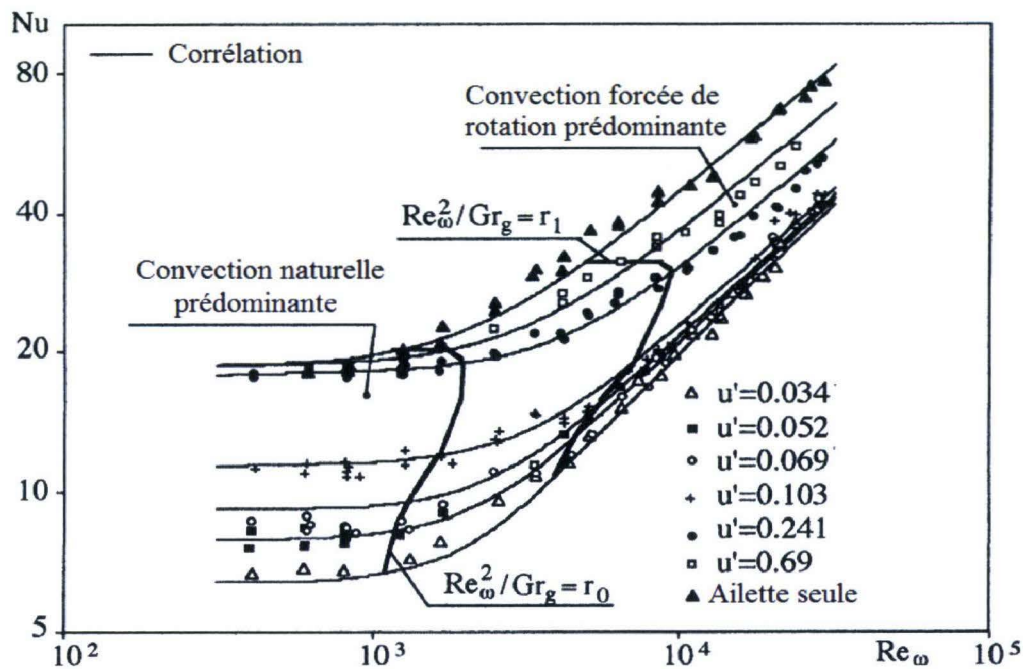


FIGURE 2.18 – Résultats expérimentaux et corrélations pour un système aileté en rotation fonction de u' et Re_ω ($Gr = 1,35 \cdot 10^6$) [25]

de couches limites développées sur deux ailettes adjacentes qui limitent la recirculation d'air dans l'espace inter-ailettes. Pour un espacement inter-ailettes fixé, le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds rotationnel. En effet, l'épaisseur de couche limite diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds rotationnel, ce qui favorise la circulation d'air, et donc améliore les échanges convectifs. De plus, l'auteur précise qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds rotationnel, l'écoulement autour du système aileté devient instationnaire, ce qui favorise les transferts convectifs. Watel propose alors une corrélation générale pour tous ces essais réalisés avec $0,034 < u' < 0,69$ et $400 < Re_\omega < 32000$ (figure 2.18) :

$$\overline{Nu} = [A_2 \cdot Gr \cdot u'^{b_2} + 9,1 \cdot 10^{-3} \cdot X \cdot Re_\omega^2]^{0,275} \quad (2.24)$$

Où la fonction X dépend de la géométrie du système au travers des paramètres adimensionnels u' et e' et de la vitesse de rotation, au travers du nombre de Reynolds rotationnel :

$$X = \left(\frac{e'}{u'} + 1 \right)^2 \left(1 - \frac{K}{u'^b} Re_\omega^{-0,04} \right)^2 \quad (2.25)$$

Les valeurs des constantes sont données dans le tableau ci-dessous.

	K	b
$0,034 \leq u' \leq 0,14$	0,844	0,11
$0,14 \leq u'$	0,394	0,5
	A_2	b_2
$0,034 \leq u' \leq 0,26$	0,39	1,92
$0,26 \leq u'$	0,03	0

TABLE 2.1 – Valeurs des constantes des équations 2.24 et 2.25

Pour finaliser son étude, Watel [23] [25] définit un espacement inter-ailettes optimal u'_{opt} permettant d'optimiser le flux de chaleur dissipé par convection par le système aileté par rapport à une configuration « cylindre seul ». L'auteur trouve que la valeur de u'_{opt} décroît de 0,04 à 0,01 lorsque Re_ω augmente de 560 à 32000.

Murthy [27] a étudié les transferts de chaleur sur un cylindre équipé d'ailettes annulaires, en rotation à l'intérieur d'une enveloppe fixe cylindrique. L'espace inter-ailettes est rempli de fluide tel que de l'eau ou de l'air. En l'absence de variations de masse volumique, les forces centrifuges subies par le fluide situé à proximité des ailettes entraînent ce dernier vers l'extérieur. Ce phénomène conduit à la formation de vortex symétriques (figure 2.19).

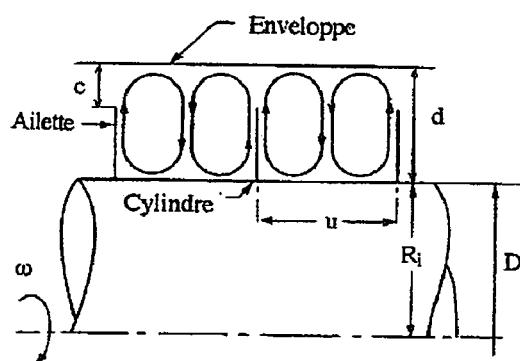


FIGURE 2.19 – Schéma de l'écoulement entre deux ailettes annulaires d'un cylindre tournant à l'intérieur d'une enveloppe fixe [27]

En réalité, lorsque l'air est réchauffé par les ailettes, il apparaît d'importants gradients de masse volumique. Dans ce cas, le fluide le plus dense se situe au centre de

l'espacement inter-ailettes et est soumis à une force centrifuge plus importante que celle qui est appliquée au fluide à proximité des ailettes. Un changement du sens de rotation des vortex peut ainsi se produire. Pour son étude, les ailettes et le cylindre sont supposés être à une température uniforme T_1 et l'enveloppe à une température uniforme plus basse T_2 . L'auteur écrit alors les équations de conservation pour un régime d'écoulement laminaire permanent. Les propriétés physiques du fluide sont considérées constantes, sauf la masse volumique qui décroît linéairement en fonction de la température. L'auteur constate alors que le transfert de chaleur sur l'ailette admet un maximum au point de rattachement des tourbillons sur l'ailette ainsi qu'une seconde zone de forts transferts au sommet de l'ailette. Entre ces deux zones, le transfert de chaleur est minimal.

L'écoulement et le transfert de chaleur dans une configuration géométrique similaire ont été étudiés numériquement par Chang et al. [28]. Les auteurs montrent sur la figure 2.20, représentant le champ des vecteurs vitesses, que les deux vortex ne pénètrent pas jusqu'à l'arbre rotatif mais seulement jusqu'à un rayon critique r_c , dont la valeur augmente avec la vitesse de rotation. Ce phénomène est dû à la nature de l'écoulement proche du cylindre qui se rapproche, en régime permanent, de celui d'un corps solide en rotation, c'est à dire avec des composantes radiale et axiale de la vitesse quasiment nulles.

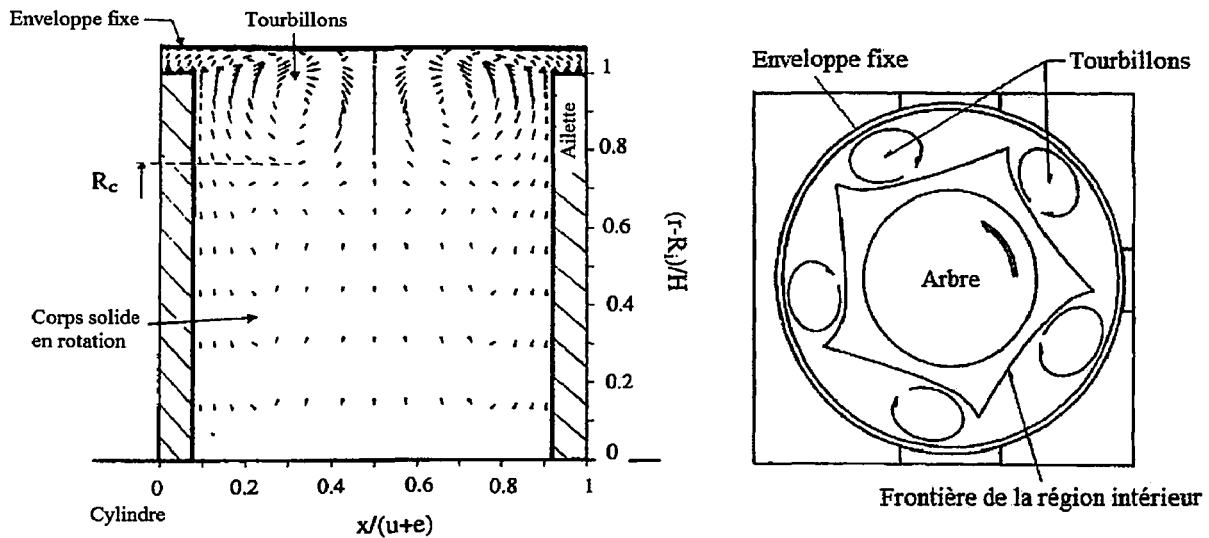


FIGURE 2.20 – Champ des vecteurs vitesses projetés dans un plan contenant l'axe de rotation des ailettes [28]

FIGURE 2.21 – Structure d'écoulement dans un plan parallèle aux ailettes [29]

Abrahamson et al. [29] et Herrero et al. [30] observent pour une configuration identique que le champ d'écoulement consiste en un corps bidimensionnel en rotation compris

entre deux couches limites tridimensionnelles, développées sur deux ailettes adjacentes. Ce corps peut être partagé en trois zones distinctes (figure 2.21) :

- La première, appelée « région intérieure », s'étend de l'arbre rotatif jusqu'au rayon critique r_c défini précédemment. Elle est formée par un corps solide en rotation au sein duquel il y a peu de mouvement relatif.
- Puis, du rayon critique jusqu'à la périphérie des ailettes s'étend la « région extérieure », dominée par des grands tourbillons tournants dans le sens inverse au sens de rotation des ailettes. La vitesse de rotation absolue de ces vortex est égale à environ 75% de la vitesse de rotation du système. Cette région est fortement turbulente et les tourbillons générés au sein de cette zone forment une limite polygonale entre la « région intérieure » et la « région extérieure ». L'allure de cette frontière a particulièrement été étudiée par Lennemann [31] qui a observé que, lorsque la distance de séparation entre la périphérie des ailettes et l'enveloppe augmente, le nombre de côtés du polygone diminue pour finalement devenir de forme ovale lorsque celle-ci tend vers l'infini.
- La troisième zone est constituée par la couche limite développée sur la paroi intérieure de l'enveloppe extérieure.

Le décalage entre la vitesse de rotation du fluide par rapport à celle des ailettes est à l'origine de l'écoulement centrifuge au sein des couches limites et d'un écoulement plus faible centripète dans le corps bidimensionnel entre les ailettes, satisfaisant la continuité de l'écoulement. Ce mécanisme génère le mouvement du corps solide dans la « région intérieure ». Abrahamson et al. [29] justifient la génération des tourbillons de la « région extérieure » par la forme de l'écoulement radial du fluide en provenance de la couche limite formée sur l'enveloppe et des forces de Coriolis dans la direction tangentielle. Un système instable se forme puis s'enroule pour donner naissance à une structure tourbillonnaire.

2.3.2 Systèmes ailetés fixes soumis à un courant d'air

2.3.2.1 Ecoulement et transferts à la jonction du cylindre et d'une ailette

Goldstein et al. [32] ont étudié les transferts de masse autour d'un cylindre, fixé entre deux plaques planes (correspondant aux parois de la veine d'air), soumis à un courant d'air. Leur technique expérimentale, basée sur la sublimation du naphthalène, leur permet de mesurer les transferts de masse locaux, et par analogie d'identifier les transferts de chaleur, sur la circonférence du cylindre à différentes hauteurs. Au centre

de la veine d'air, les auteurs observent un écoulement bidimensionnel correspondant au cas de l'écoulement autour d'un cylindre de longueur infinie, dont le comportement a été décrit dans la section 1.1.1. L'étude de l'écoulement autour de la base du cylindre révèle au contraire la formation d'une couche limite tridimensionnelle due à l'effet combiné de la couche limite se développant sur la plaque plane et de l'écoulement transversal autour du tube. La représentation des lignes de courant de l'écoulement près de la jonction cylindre/plaque plane est proposée par les auteurs figures 2.22 et 2.23.

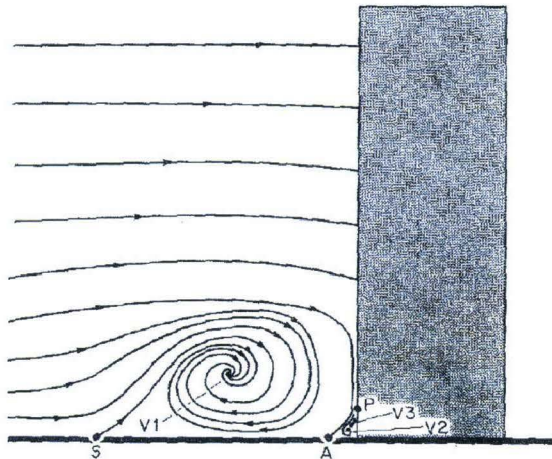


FIGURE 2.22 – Représentation du plan de symétrie pour le système tourbillonnaire [32]

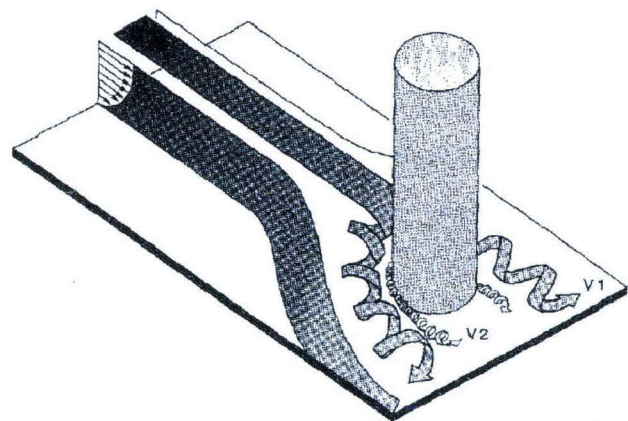


FIGURE 2.23 – Représentation de l'écoulement dans la zone d'interaction de la couche limite principale et du cylindre [32]

L'augmentation de la pression statique due à la décélération de l'écoulement principal lorsqu'il s'approche du cylindre entraîne la formation d'un écoulement secondaire dirigé vers la paroi de la veine et vers le point de séparation de la couche limite situé en amont du cylindre (point S de la figure 2.22). Il se forme alors des systèmes de tourbillons dans cette zone de séparation. Goldstein et al. [32] montrent l'existence d'un vortex $V1$ (figures 2.22 et 2.23) confiné entre le point de séparation S et celui d'attachement A . La taille de ce premier tourbillon est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche limite. D'après leur étude bibliographique, les auteurs précisent qu'en réalité le nombre de vortex formé entre S et A varie de un à sept. Entre le point d'attachement A et la surface du tube se développe un système de tourbillons de très petites dimensions, noté $V2$ (figures 2.22 et 2.23), tournant dans le sens inverse du vortex $V1$. Pour finir, les auteurs montrent l'existence d'un tourbillon $V3$, encore plus petit que $V2$, qui se situe autour de la partie avant du cylindre, au-dessus de $V2$ (figure 2.22). Ce tourbillon n'a pas d'influence sur la distribution du transfert de masse ou de chaleur sur l'ailette d'un tube.

Récemment, de nombreuses études réalisées par vélocimétrie par image de particules (PIV), relatives à l'écoulement autour d'un cylindre monté sur une plaque plane, ou compris entre deux plaques parallèles, ont été réalisées. Roulund et al. [33] ont étudié expérimentalement et numériquement l'écoulement autour d'un cylindre monté sur une plaque plane. L'influence de l'épaisseur de couche limite, du nombre de Reynolds de courant d'air et de la rugosité de surface sur le système de tourbillons en fer-à-cheval a été évaluée. Leurs résultats numériques montrent que la taille des tourbillons augmente avec le rapport δ/D_i (δ étant l'épaisseur de couche limite) jusqu'à une valeur constante pour $\delta/D_i > 0,5$ avec $Re_U = 2 \cdot 10^5$. De plus, ces tourbillons cessent d'exister lorsque δ/D_i est très petit (exemple : $\delta/D_i < 0,01$ pour $Re_U = 2 \cdot 10^5$). Les auteurs ont également relevé une influence significative du nombre de Reynolds de courant d'air sur la taille des tourbillons en fer-à-cheval. La figure 2.24 montre l'évolution de la distance de séparation (où x_s représente la longueur caractéristique de la taille des tourbillons en fer-à-cheval) fonction du nombre de Reynolds. Avant tout, la valeur critique $Re_U = 500$ correspond à la valeur critique du nombre de Reynolds pour laquelle les premières oscillations apparaissent au sein des tourbillons. Cette valeur critique correspond donc à la limite entre une séparation de couche limite laminaire et turbulente. Finalement, pour le régime laminaire, la taille des tourbillons augmente avec Re_U , alors que pour le régime turbulent l'inverse est observé.

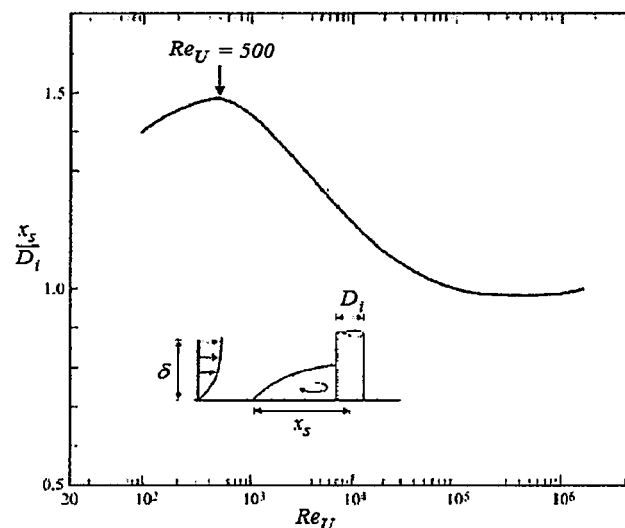


FIGURE 2.24 – Influence du nombre de Reynolds sur la distance de séparation pour $\delta/D_i = 8$ [33]

Roulund et al. [33] expliquent également que les tourbillons de la zone de sillage développés sur l'arrière du cylindre sont dus à la rotation de la couche limite autour

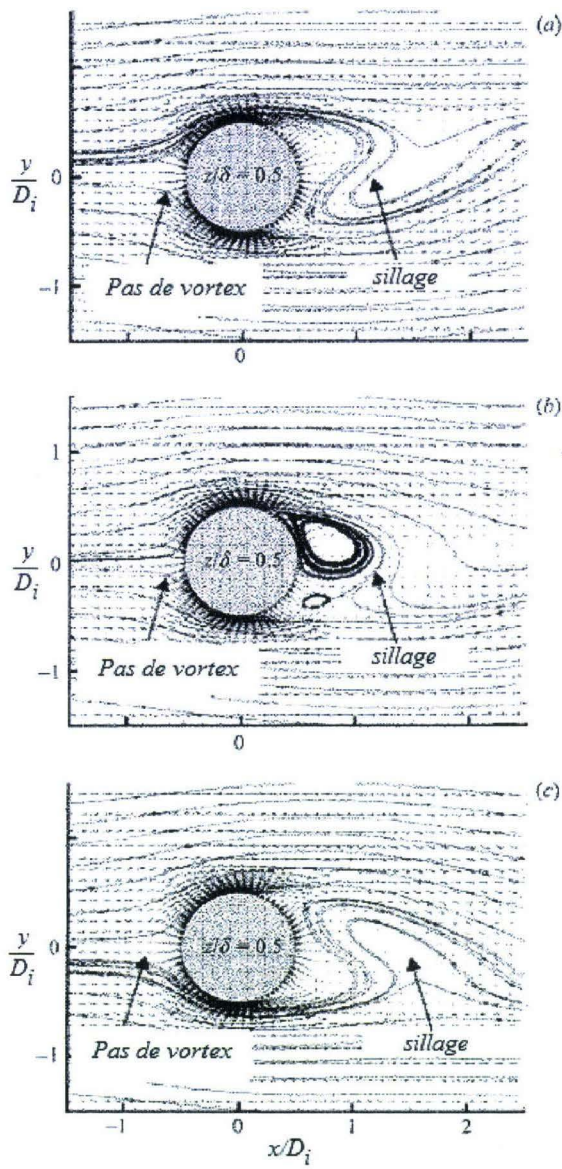


FIGURE 2.25 – Vecteurs vitesses et lignes de courant pour $z/\delta = 0.5$ [33]

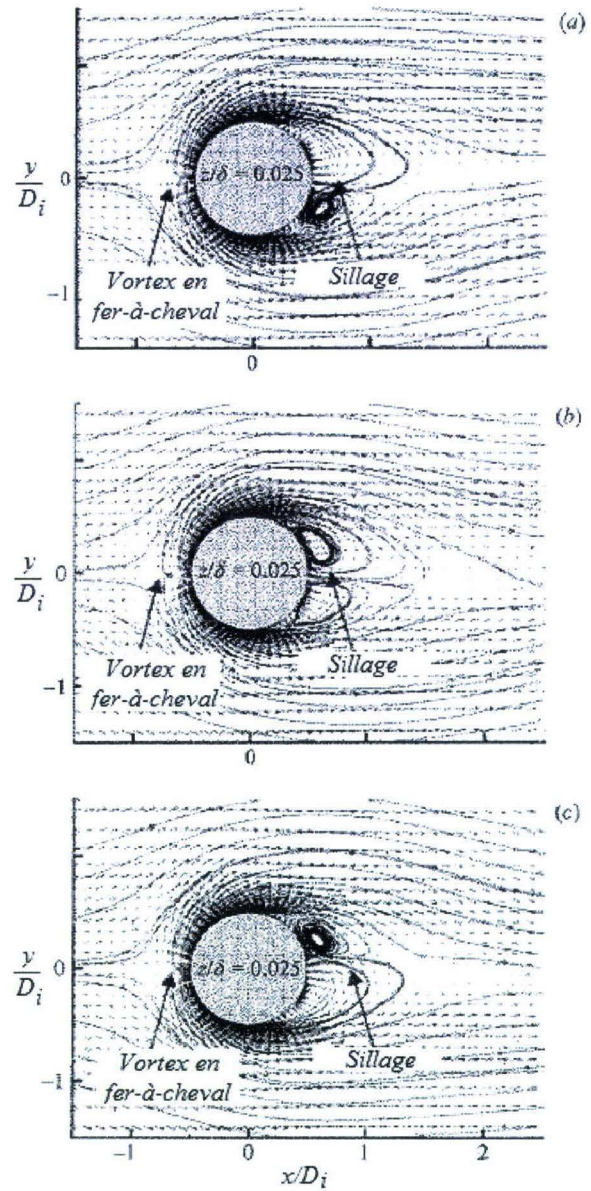


FIGURE 2.26 – Vecteurs vitesses et lignes de courant pour $z/\delta = 0.025$ [33]

de la surface du cylindre. L'écoulement au sein du sillage est instationnaire pour des nombres de Reynolds $Re_U > 40$ et dépend fortement de la valeur de Re_U . Les figures 2.25 et 2.26 présentent une séquence des vecteurs vitesses et des lignes de courant, respectivement dans un plan horizontal de hauteur $z/\delta = 0,5$ (suffisamment éloigné de la plaque plane) et $z/\delta = 0,025$ (très proche de la plaque plane), pendant une demi-période de l'apparition des tourbillons. Les données utilisées pour la simulation de l'écoulement instationnaire sont les suivantes : $\delta = 20$ cm, $D_i = 10$ cm, $Re_U = 4,6 \cdot 10^4$. Leur première conclusion concerne le comportement instationnaire évident du sillage pour les deux cas présentés. De plus, les auteurs observent l'apparition de tourbillons en fer-à-cheval sur la figure 2.26 par rapport à la figure 2.25, due à l'interaction des couches limites développées sur la plaque plane et sur le cylindre. Pour finir, il apparaît, d'après la figure 2.26, que la composante instationnaire de l'écoulement concernant les tourbillons en fer-à-cheval est négligeable.

La structure d'écoulement d'eau autour de la base d'un cylindre de diamètre $D_i = 50$ mm monté sur une plaque plane a été étudiée expérimentalement par Sahin et al. [34] pour $Re_U = 4000$. La distribution des vecteurs-vitesses, les lignes de courant correspondantes, ainsi que le champ de vorticité associé, mesurés dans le plan $h/D_i = 0,06$ (où h caractérise la hauteur du plan de mesure par rapport à la plaque plane) en amont du cylindre, permettent de mettre en évidence la présence de systèmes tourbillonnaires en fer- cheval dans la région amont, à la base du cylindre. De plus, comme le précisent Kirkil et al. [35], la structure de ces tourbillons en fer- cheval est très organisée et périodique lorsque la couche limite amont est laminaire. Inversement, si l'écoulement est turbulent, la position, la taille et l'intensité de ces tourbillons en fer- cheval deviennent fortement instationnaires. Les champs de vitesses, les lignes de courant et la vorticité sont également déterminés en aval du cylindre, dans la zone de sillage, pour différentes hauteurs adimensionnelles h/D_i [34]. A la base du cylindre, dans la région proche de la plaque plane, l'écoulement est tri-dimensionnel et les tourbillons provenant de l'amont du cylindre favorisent le renouvellement d'air dans la zone de sillage. Ce phénomène amplifie le processus de mélange qui se produit entre le sillage et le coeur de l'écoulement, améliorant le taux de transfert [36]. De plus la stabilité de la zone de sillage dépend de la stabilité de la couche de cisaillement. Ces premiers résultats correspondent également aux conclusions obtenues par Akilli et al. [37] et Fu et al. [38], qui ont également étudié expérimentalement les systèmes de tourbillons en fer- cheval et la zone de sillage pour une configuration similaire. De plus, Fu et al. [38] précisent que :

- o les instabilités des tourbillons en fer- cheval provenant de l'amont du cylindre

gènèrent l'instabilité de l'écoulement dans la zone proche du sillage,

- l'augmentation du niveau de fluctuation de ces tourbillons entraîne l'apparition de structures tourbillonnaires plus tôt dans la couche de cisaillement
- la rotation du cylindre peut déstabiliser la structure de la zone de sillage.

Pour $Re_U = 1400, 3040, 3320, 3840$ et $u' = 0, 13, 0,2$ et $0,27$, l'étude de Bey [39] montre que le nombre et la taille des tourbillons augmentent avec le nombre de Reynolds et l'espacement inter-ailettes. En ce qui concerne les positions des centres des tourbillons, elles s'éloignent de la base du tube lorsque l'espacement inter-ailettes augmente alors qu'elles ne sont pas influencées par l'augmentation de Re_U . Par rapport à la zone de sillage à l'arrière du tube, elle tend à s'élargir avec l'augmentation de la vitesse et de l'espacement.

Afin d'étudier l'impact des structures tourbillonnaires sur les transferts de chaleur convectifs locaux à la surface d'une ailette, Abbadi [40] a développé une méthode transitoire. Ainsi, une ailette en PVC est préalablement chauffée puis refroidie par un courant d'air froid caractérisé par $1400 < Re_U < 3840$. A partir des mesures de température obtenues par thermographie infrarouge, il identifie la distribution spatiale du coefficient d'échange à la surface de l'ailette. Pour un espacement fixe $u' = 0, 2$, il observe que le nombre de pics de h en amont du tube passe d'un à deux dans le domaine de variation de Re_U . Pour $Re_U = 3320$, en faisant varier l'espacement u' de $0,13$ à $0,27$, il constate un transfert de chaleur optimal pour $u' = 0, 2$. De plus, les positions des pics de h , dus aux tourbillons, s'éloignent nettement du tube lorsque l'espacement inter-ailettes augmente, ce qui est en accord avec les résultats de l'étude aérodynamique de Bey [39].

Fisher et al. [41] ont étudié l'influence des tourbillons en fer-à-cheval sur les transferts de chaleur convectifs le long d'une plaque plane chauffée et positionnée en aval d'un cylindre. Pour cela, les auteurs utilisent un système de mesure par cristaux liquides permettant d'obtenir la distribution locale du nombre de Stanton, défini par $St = h/\rho \cdot C_p \cdot U_\infty$ (U_∞ : vitesse moyenne de l'écoulement), sur la plaque plane. Leurs résultats montrent que les transferts de chaleur convectifs sur une plaque plane en aval du cylindre sont améliorés par rapport au cas sans obstacle. En effet, les tourbillons en fer-à-cheval générés par la présence du cylindre entraînent d'importants nombres de Stanton en aval de l'obstacle. Ils mettent en évidence deux pics symétriques par rapport à l'axe central, correspondant à des transferts convectifs importants.

Sparrow et al. [42] ont étudié expérimentalement l'allure de l'écoulement à la surface d'une ailette annulaire pour de petits angles d'attaque de courant d'air ($-2^\circ < \alpha < 2^\circ$,

figure 2.27). L'ailette est fabriquée en acier, avec un diamètre intérieur de 2,54 cm, extérieur de 7,696 cm et une épaisseur de 0,124 cm.

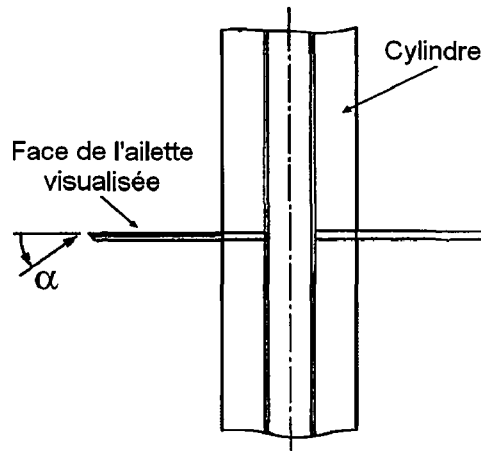


FIGURE 2.27 – Schéma du tube aileté étudié par Sparrow [42]

Les résultats de la visualisation et les modèles de l'écoulement adjacent à la surface de l'ailette sont représentés sur les figures 2.28.a et 2.28.b pour des angles d'attaque légèrement positif et négatif et un nombre de Reynolds de courant d'air Re_U de 18800. Chacune de ces figures comportent deux schémas : la visualisation par noir de fumée (à gauche) et un modèle construit à partir de l'interprétation de la visualisation (à droite).

La principale différence relevée entre les figures 2.28.a et 2.28.b est la présence pour la première de la séparation de l'écoulement sur la partie avant de l'ailette et pour la dernière l'absence de cette séparation. Le modèle d'écoulement obtenu pour des angles α légèrement positifs est présenté figure 2.28.a. On constate, qu'au niveau du bord d'attaque correspondant à la zone *A*, la composante de la vitesse de l'écoulement est opposée à la direction du courant d'air. Cette première zone correspond à une recirculation résultant de la séparation de l'écoulement sur le bord d'attaque. Le rattachement de l'écoulement s'effectue entre la zone *A* et la zone *B*. Cette dernière est caractérisée par des vecteurs-vitesses dirigés dans le sens de l'écoulement, correspondant au développement de la couche limite. Ensuite, l'écoulement doit faire face à un gradient de pression inverse résultant de l'arrêt se produisant juste en amont du tube. Ce phénomène entraîne la séparation de la couche limite. La zone *V1*, située en amont du tube, correspond à un système de tourbillons relativement large, correspondant au vortex *V1* présenté par Goldstein [32] (figure 2.23). La zone *V2* correspond aux vortex intérieurs, également présentés figure 2.23. Ces tourbillons s'enroulent de chaque côté du tube. En aval du cylindre, la zone noire sur le schéma de visualisation correspond à la zone de

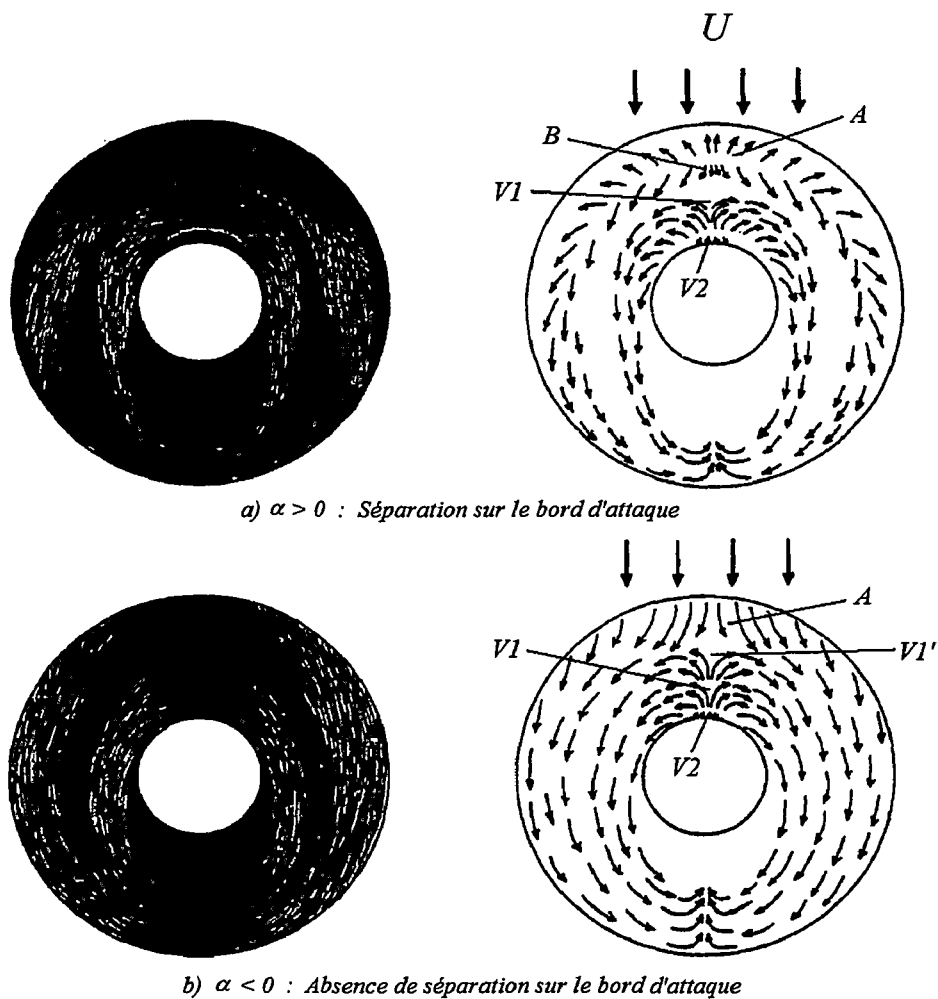


FIGURE 2.28 – Visualisations de l'écoulement obtenu par Sparrow et al. [42]

sillage du tube.

Le modèle d'écoulement obtenu pour des angles α légèrement négatifs correspond à celui obtenu sous incidence nulle, lorsque la couche limite se développe de manière continue à partir du bord d'attaque de l'ailette (figure 2.28.b). La couche limite se développe de manière continue à partir du bord d'attaque de l'ailette (zone A). Comme dans le cas précédent, la couche limite se sépare à cause d'un gradient de pression inverse. Le système de tourbillons situé juste en amont du tube s'étend d'avantage sur la surface avant de l'ailette par rapport au cas précédent. De plus, on distingue deux vortex distincts $V1$ et $V1'$ sur la surface de l'ailette en plus du tourbillon compact $V2$, immédiatement adjacent à la surface du tube. En outre, il apparaît que l'écoulement se referme plus vite autour du sillage du tube.

2.3.2.2 Écoulement et transferts autour des systèmes multi-ailetés

Sung et al. [43] ont étudié les transferts de masse locaux entre deux ailettes annulaires soumises à un courant d'air par la technique de sublimation du naphthalène. Les ailettes ont un rayon intérieur de 48 mm, une hauteur de 96 mm et l'espacement adimensionnel des ailettes, défini par u/H , varie de 0,05 à 0,4. L'influence de l'espacement sur l'écoulement entre deux ailettes est alors évaluée. Lorsque l'espacement inter-ailettes est important, l'écoulement sur le cylindre est bidimensionnel dans la région centrale. Lorsque l'espacement diminue, le modèle d'écoulement entre deux ailettes devient complètement tridimensionnel. En effet, comme des couches limites se développent sur les surfaces de deux ailettes adjacentes, l'écoulement devient complexe et est fortement lié à l'espacement inter-ailettes.

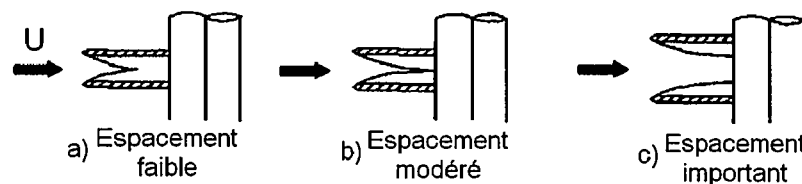


FIGURE 2.29 – Modèles de développement de couche limite [43]

Sur la figure 2.29, les auteurs distinguent différents types d'écoulement dépendant de l'espacement inter-ailettes. Pour de faibles espacements (figure 2.29.a), des couches limites se développent sur les deux ailettes adjacentes et finissent par se rejoindre. Ainsi, l'écoulement est stoppé par l'interaction des couches limites et ne peut atteindre la base de l'ailette. Pour des valeurs modérées de l'espacement, les deux couches limites se rejoignent à la jonction ailette/cylindre (figure 2.29.b). L'écoulement pénètre entièrement l'espace inter-ailettes mais reste perturbé à la base des ailettes. Pour d'importants espacements, les couches limites se développent séparément sans jamais interagir (figure 2.29.c).

Romero-Méndez et al. [44] ont évalué l'influence de l'espacement inter-ailettes sur l'écoulement autour d'un tube d'échangeur de chaleur soumis à un écoulement d'eau. Pour cela, les auteurs utilisent une technique expérimentale de visualisation de l'écoulement associée à des calculs numériques des champs de vitesses et de température. Ils observent alors une forte influence de l'espacement inter-ailettes sur l'écoulement en aval du cylindre. Pour de faibles espacements inter-ailettes, l'écoulement est de type Hele Shaw (écoulement rampant). Puis, lorsque l'espacement augmente, une séparation de l'écoulement apparaît sur l'arrière du cylindre, accompagnée du développement

de la zone de sillage qui devient instationnaire. Les auteurs ont également étudié l'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement. L'évolution de l'écoulement fonction de l'augmentation du nombre de Reynolds est identique à celle fonction de l'augmentation de l'espacement inter-ailettes. En conclusion, les auteurs définissent un paramètre de contrôle pour chaque type d'écoulement :

- Pour des faibles espacements (écoulement de Hele Shaw), le paramètre de contrôle est $Re_U \cdot u^2$,
- Pour des espacements importants (pas d'influence des ailettes sur l'écoulement), le paramètre de contrôle est Re_U ,
- Pour des espacements intermédiaires, le paramètre de contrôle est $Re_U \cdot u$.

Legkiy et al. [45] ont étudié expérimentalement les coefficients d'échanges convectifs locaux et moyens sur l'ailette centrale d'un tube comportant cinq ailettes annulaires, soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes. Les vitesses de courant d'air étudiées varient de 3,25 à 28,85 m.s⁻¹. Le matériau, les dimensions géométriques des ailettes et les conditions de refroidissement ont été choisies afin de satisfaire les exigences suivantes : faible résistance thermique des ailettes et champ des températures de l'ailette quasi-uniforme. Le coefficient d'échange local h est calculé suivant la relation suivante :

$$h_i = \frac{\varphi_i}{T_i - T_\infty} \quad (2.26)$$

Où φ_i et T_i représentent respectivement la densité de flux locale, mesurée au point i par fluxmètre, et la température mesurée au même point par un thermocouple. T_∞ représente la température moyenne de l'air en amont des ailettes.

Grâce à cette méthode, Legkiy et al. [45] ont déterminé les coefficients d'échanges locaux avec une incertitude d'environ 15%. Les auteurs ont également calculé, à partir des mesures du coefficient d'échange local, un coefficient d'échange moyen sur l'ailette :

$$\bar{h} = \frac{\sum h_i \cdot \xi_i \cdot (T_i - T_\infty)}{\sum \xi_i \cdot (T_i - T_\infty)} \quad (2.27)$$

Où ξ_i est la fraction de la surface de l'ailette correspondant à la position de chaque capteur. Les distributions des coefficients d'échanges locaux en fonction du rayon et de la position angulaire obtenues par les auteurs sont présentées sur la figure 2.30. Ils observent alors que la distribution du transfert de chaleur convectif est quasi-uniforme sur la partie avant de l'ailette, correspondant aux positions angulaires $-90^\circ < \theta < 90^\circ$. De plus, le niveau du coefficient d'échange local sur cette section est 50 à 90% supérieur

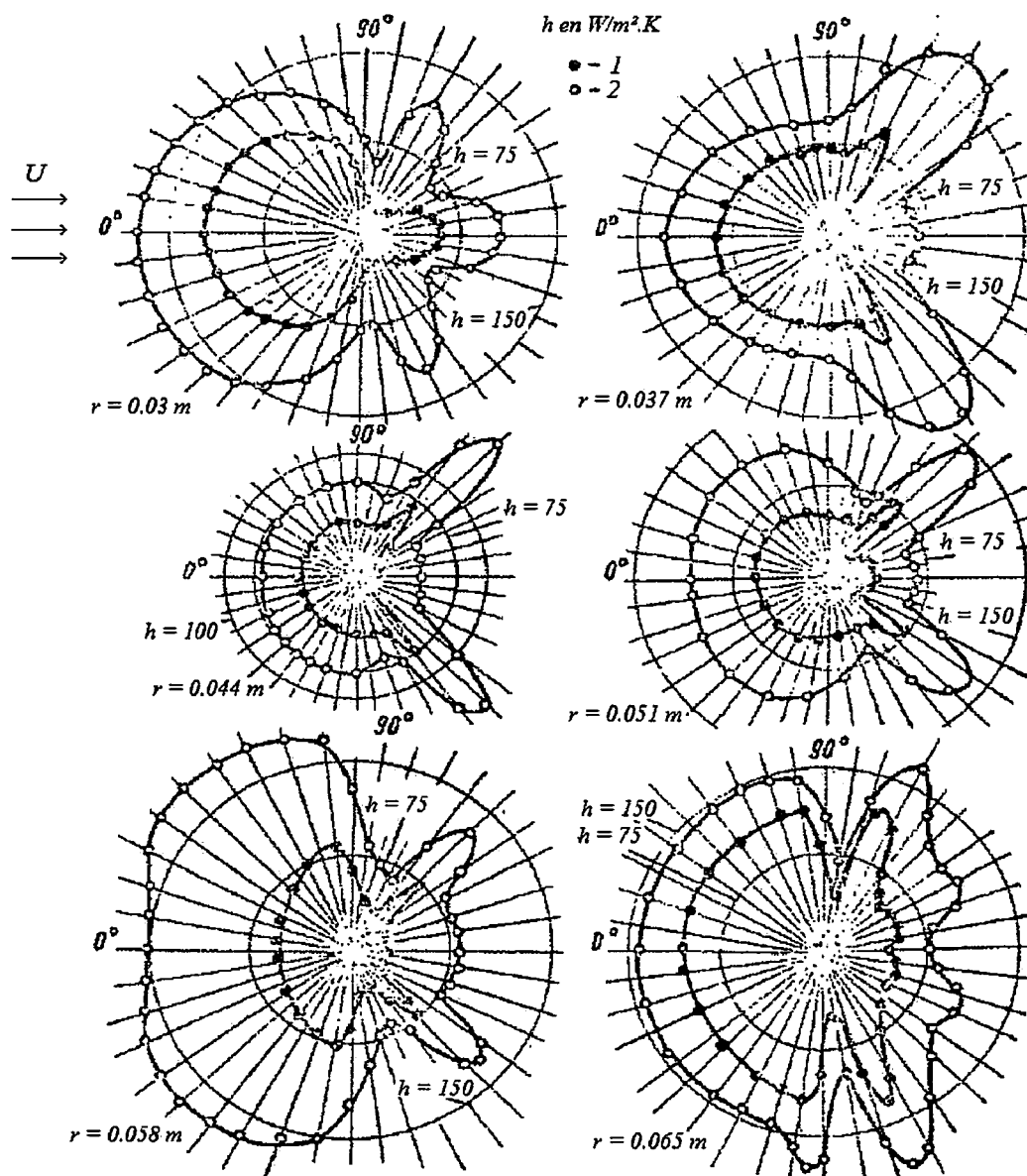


FIGURE 2.30 – Distributions des coefficients d'échange locaux sur l'ailette pour 1) $U = 10, 15 \text{ m.s}^{-1}$ et 2) $U = 28, 85 \text{ m.s}^{-1}$ [45]

à celui obtenu sur la partie arrière de l'ailette. Les auteurs expliquent que les transferts de chaleur élevés obtenus sur l'avant de l'ailette sont dus au développement de la couche limite. Par ailleurs, sur la partie arrière de l'ailette, deux pics de forts transferts de chaleur sont également détectés pour des positions angulaires comprises entre 110° et 150° , et symétriquement entre -150° et -110° . Ces positions correspondent à des zones de développement de tourbillons.

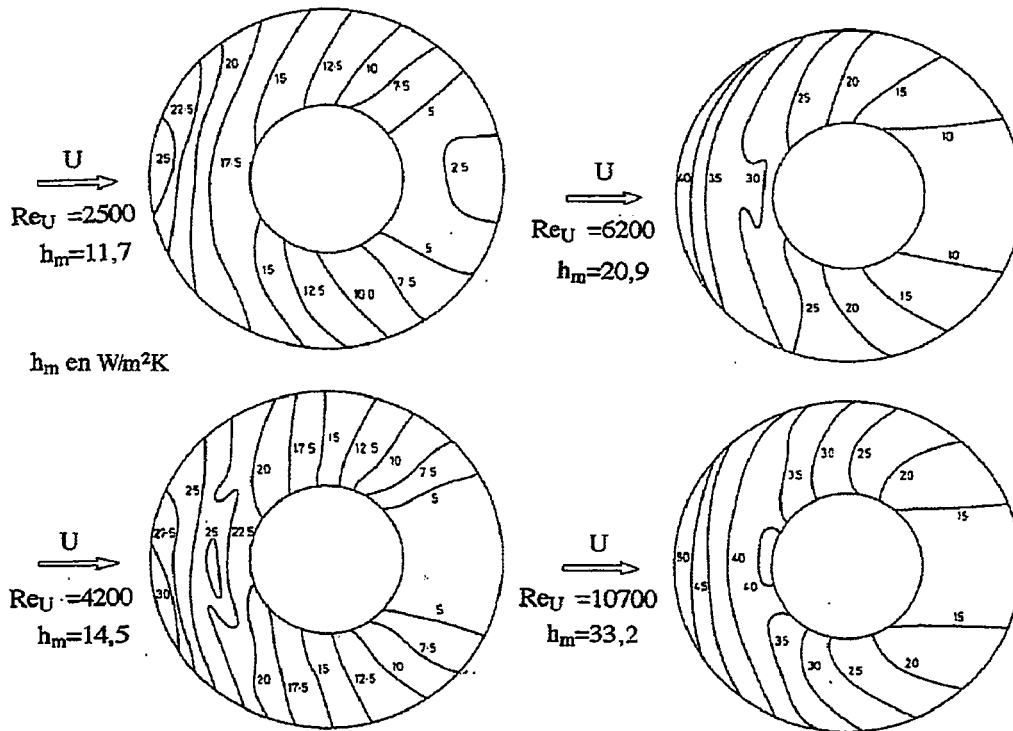


FIGURE 2.31 – Distribution du coefficient d'échange local sur l'ailette pour différents Re_U [46]

Jones et al. [46] ont étudié les mêmes phénomènes en utilisant des techniques transitoires où l'ailette est injectée soudainement dans un courant d'air chaud. Des thermocouples, placés en différentes positions radiales sur l'ailette, mesurent les températures transitoires locales de l'ailette. Les auteurs définissent les coefficients d'échange locaux de la même manière que Legkiy [45], suivant la relation 2.27. L'augmentation de température est déterminée immédiatement après l'injection du tube aileté, c'est-à-dire lorsque la surface de l'ailette est sensiblement isotherme à la température T . Dans ces conditions, l'effet de conduction circonférentielle au sein de l'ailette peut être éliminé. Dans ce cas, l'équation de l'énergie appliquée à l'ailette s'écrit comme suit :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{2 \cdot \varphi}{\rho \cdot C_p \cdot e} \quad (2.28)$$

Où ρ , C_p et e représentent respectivement la masse volumique, la chaleur massique et l'épaisseur de l'ailette. La densité de flux φ est alors déterminée à partir de l'équation 2.28, avant d'être injectée dans la relation 2.27. La figure 2.31 présente les contours de coefficient d'échange constant obtenus par les auteurs.

Jones et al. [46] constatent que, quelle que soit la valeur de Re_U pour la gamme étudiée, la zone de forts transferts de chaleur se situe sur la partie avant de l'ailette, correspondant à la zone de développement de la couche limite. Ce phénomène est identique à celui décrit dans le cas du disque seul soumis à un courant d'air (section 2.2.2) et en accord avec l'étude de Legkiy. Les auteurs ont de plus déduit de leur étude que pour de faibles valeurs du nombre de Reynolds, il n'y a plus formation de tourbillons à l'amont du tube, entraînant une zone de sillage plus large.

Schüz et al. [47, 48] ont étudié expérimentalement les transferts de masse, et par analogie les transferts de chaleur, autour d'un tube aileté soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes. Leur méthode expérimentale est basée sur une réaction de couleur entre un gaz traceur injecté dans le courant d'air et une solution réactive déposée sur le système aileté. L'intensité de couleur est proportionnelle aux transferts de masse. Sur la partie avant de l'ailette, les auteurs observent un fort transfert de masse à l'extrémité, correspondant à la zone de développement de la couche limite, puis une décroissance de ce transfert suivant la direction de l'écoulement, due à l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite. Schüz et al. [47, 48] ont également étudié l'influence du nombre de Reynolds sur la distribution locale du transfert de masse sur l'ailette. Pour $500 < Re_U < 34000$, les auteurs observent une augmentation générale du transfert de masse avec l'augmentation de Re_U . En effet, 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, correspondant à des zones de transfert de masse élevé sur l'ailette. La génération de nouveaux vortex pour des vitesses plus importantes augmente la surface de l'ailette exposée à un transfert de masse et de chaleur intensif. 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 de masse diffuse devant le cylindre. De plus, sur l'arrière du cylindre, le sillage devient hautement turbulent entraînant une forte augmentation du transfert de masse.

Hu et al. [49] ont réalisé une étude expérimentale des transferts de masse sur une ailette annulaire d'un tube aileté, placé dans une rangée de 5 tubes, soumis à un courant d'air. Pour cela, les auteurs déterminent la distribution locale du nombre de Sherwood sur l'ailette à partir d'une technique expérimentale basée sur la sublimation du

naphtalène. Les nombre de Reynolds de courant d'air (définis à partir de la vitesse de l'écoulement dans la section de passage la plus faible entre les tubes) varient de 13700 à 49800 et les caractéristiques géométriques du dispositif sont les suivantes : $H/D_i = 0,5$, $u/D_i = 0,157$, $e/D_i = 0,027$, $s_1/D_i = 2$ et $D_i = 38,1$ mm. Pour les plus faibles valeurs de Re_U , les auteurs définissent deux zones d'importants transferts de masse. La première est située près du bord d'attaque de l'ailette pour $-90^\circ < \theta < +90^\circ$, correspondant au développement de la couche limite. La seconde se situe près de la base de l'ailette pour $-30^\circ < \theta < +30^\circ$, à cause des tourbillons se formant à la base de l'ailette. De plus, la zone de plus faibles transferts correspond au sillage du tube, pour $+140^\circ < \theta < -140^\circ$. Lorsque Re_U augmente, l'influence du développement de la couche limite et du système de tourbillons en fer-à-cheval devient plus importante, entraînant des transferts plus élevés. De plus, les auteurs relèvent une autre zone de transferts élevés sur l'extérieur de l'ailette pour $170^\circ < \theta < -170^\circ$ correspondant à un sillage devenu turbulent.

2.3.3 Système aileté en rotation et soumis à un courant d'air

Très peu d'études concernant les échanges convectifs ou l'écoulement autour d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air ont été trouvées dans la littérature. Watel [23] [50] [51] utilise la même méthode que dans la section 2.3.1 et les dimensions du système étudié restent identiques. Des essais sont réalisés pour $2500 < Re_U < 18200$, $800 < Re_\omega < 29000$ et $0,034 \leq u'$. Son étude est complétée par une caractérisation de l'écoulement grâce aux champs de vitesse obtenus par PIV dans le plan médian entre deux ailettes adjacentes, pour $u' = 0,241$, $Re_U = 2500$ et différentes vitesses de rotation ($Re_\omega = 0, 900, 9000$ et 18000). L'auteur explique ainsi que pour une vitesse fixée du courant d'air, l'influence prédominante du courant d'air sur les transferts convectifs pour les faibles vitesses de rotation et l'influence prédominante de la rotation sur les transferts convectifs pour des valeurs élevées de la vitesse de rotation s'expliquent par les changements de la structure de l'écoulement dans l'espace inter-ailettes. Watel définit ainsi les domaines d'influence de la rotation et du courant d'air sur le coefficient de transfert convectif. Les échanges convectifs sont contrôlés par le courant d'air lorsque $Re_\omega/Re_U < x_0$, avec x_0 variant de 0,5 à 1, et par la rotation lorsque $Re_\omega/Re_U > x_1$, avec x_1 variant de 5 à 12, en fonction de l'espacement inter-ailettes. Pour la gamme $2550 < Re_U < 18200$, le nombre de Nusselt, pour les essais réalisés avec prédominance du courant d'air, est corrélé pour chaque valeur de u' selon la loi de puissance :

$$Nu = C \cdot Re_U^m \quad (2.29)$$

L'exposant m décroît de 0,73 à 0,55 lorsque u' augmente de 0,034 à ∞ (cas de l'ailette seule). Les essais réalisés pour une valeur de Re_U constante montrent qu'une diminution de l'espacement inter-ailettes entraîne une chute du coefficient de transfert convectif. En effet, l'interaction des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes entraîne une réduction de la vitesse d'écoulement dans l'espacement inter-ailettes. D'un autre côté, pour un espacement inter-ailettes fixé, le coefficient de transfert convectif devient identique à celui obtenu pour le cas de l'ailette seul lorsque Re_U augmente. En effet, l'interaction des couches limites et les pertes d'énergie cinétique dans l'espacement inter-ailettes décroissent avec l'augmentation de la vitesse du courant d'air.

CHAPITRE 3

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Etude expérimentale

Notre étude expérimentale se décompose en deux parties. Dans la première partie, nous décrivons le dispositif thermique qui nous a permis de déterminer les coefficients de transfert convectif locaux et moyens à la surface de l'ailette centrale d'un cylindre tournant muni de cinq ailettes annulaires, soumis à un courant d'air transversal. Ces coefficients ont été déterminés à partir de la mesure des variations spatio-temporelles de la température de l'ailette durant sa phase de refroidissement. A cet effet, un banc d'essais a été mis en place afin d'étudier par thermographie infrarouge le refroidissement d'une ailette préalablement chauffée à environ 120°C, pour différentes géométries. Ce banc d'essais a dans un premier temps été réalisé sans veine pour l'étude du système aileté en rotation seule. Elle a été mis en place pour l'étude du couplage rotation/courant d'air. Dans la seconde partie, nous avons réalisé une étude aérodynamique destinée à obtenir les champs de vitesses autour de l'ailette centrale, par vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry : PIV). Pour ces essais aérodynamiques, le banc d'essai a été adapté afin de permettre la visualisation de l'écoulement. Nous nous intéresserons alors au principe de mesure par PIV avant de présenter les profils de vitesse caractéristiques du courant d'air mesurés.

3.1 Etude expérimentale thermique

3.1.1 Dispositif expérimental thermique

Le coefficient d'échange convectif local autour d'un arbre aileté rotatif soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes peut être déterminé par l'utilisation des méthodes inverses. La mise en place de ces techniques d'identification nécessite la connaissance précise de l'évolution spatiale et temporelle de la température des ailettes. Pour cela,

Caractéristiques géométriques	
Hauteur des ailettes H (mm)	40; 60; 80
Espacement inter-ailettes u (mm)	6; 10; 14; 24; 40; ∞
Epaisseur des ailettes e (mm)	2
Diamètre du cylindre D_i (mm)	58
Vitesses	
Vitesse de rotation ω (tr.min ⁻¹)	0; 250; 500; 750; 1000; 1250; 1500; 1750; 2000
Vitesse du courant d'air U (m.s ⁻¹)	0; 2; 4; 6; 8; 10; 12; 14

TABLE 3.1 – Grandeurs géométriques et vitesses étudiées

Caractéristiques géométriques adimensionnelles	
Hauteur adimensionnelle H'	0,69; 1,03; 1,38
Espacement adimensionnel u'	0,10; 0,17; 0,24; 0,41; 0,69; ∞
Epaisseur adimensionnelle e'	0,03
Nombre de Reynolds	
Nombre de Reynolds rotationnel Re_ω	0; 2150; 4300; 6450; 8600; 10750; 12900; 15050; 17200
Nombre de Reynolds de courant d'air Re_U	0; 5650; 11300; 16950; 22600; 28250; 33900; 39600

TABLE 3.2 – Grandeurs adimensionnelles correspondant à la table 3.1

un dispositif de mesure par thermographie infrarouge a été mis en place permettant la détermination des températures de surface d'une ailette durant son refroidissement. Notre système est composé d'un cylindre muni de cinq ailettes annulaires en rotation et soumises à un courant d'air parallèle à leurs faces (figures 4 et 1.1). La géométrie de l'arbre aileté et les vitesses de courant d'air et de rotation peuvent varier selon les valeurs présentées dans les tableaux 3.1 et 3.2. Pour chaque essai, notre système est chauffé par des lampes infrarouges jusqu'à une température d'environ de 120°C. Durant cette phase de chauffage, le cylindre aileté est en rotation afin d'uniformiser la température de l'ensemble. Une fois l'équilibre thermique atteint, le chauffage est coupé et les températures locales de l'ailette centrale du dispositif sont alors mesurées pendant la phase de refroidissement.

3.1.1.1 Cylindre aileté

Le cylindre est constitué d'un arbre central en acier, recouvert d'une couche isolante de bakélite, matériau rigide et supportant de fortes températures d'environ 150° ($\lambda_{bakelite} \simeq 1,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), de diamètre extérieur 48 mm. Il est complété par des bagues en bakélite de diamètre extérieur 58 mm et de différentes largeurs permettant de faire varier l'espacement inter-ailettes u de 6 à 40 mm (figure 3.1, tableaux 3.1 et 3.2). Un montage est également réalisé avec une seule ailette, correspondant au cas du disque seul ($u = \infty$). Les entretoises sont maintenues sur l'arbre grâce à une bague de serrage vissée à l'extrémité du cylindre. Afin de limiter les échanges conductifs entre les ailettes, les bagues et l'arbre, les ailettes disposent de quatre plots de hauteur $\simeq 5$ mm, limitant ainsi les contacts (figure 3.2). De plus, l'utilisation de la bakélite pour la fabrication du cylindre et des bagues permet également de limiter ces transferts conductifs.

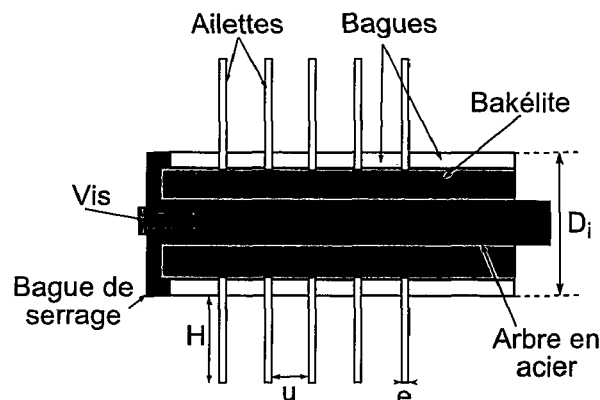


FIGURE 3.1 – Schéma du cylindre aileté

Les ailettes étudiées sont 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 diamètre interne $D_i = 58 \text{ mm}$, de hauteur variable $H = 40, 60 \text{ et } 80 \text{ mm}$ et d'épaisseur $e = 2 \text{ mm}$ (figure 3.2, tables 3.1 et 3.2). Afin de permettre les mesures de température sur l'ailette centrale a_3 , les ailettes a_1 et a_2 , représentées sur la figure 3.3, sont munies d'une fente rectangulaire de 1 cm de hauteur sur tout leur rayon. Ces fentes ont été dimensionnées de telle sorte :

- qu'elles permettent de viser la surface de l'ailette a_3 représentée sur la figure 3.2
- qu'elle permettent la mesure de la température de l'ailette centrale par thermographie infrarouge sans perturbation due aux effets de bord,
- que leur présence puisse être considérée sans effet sur les transferts de chaleur convectifs autour de l'ailette centrale. La validité de cette hypothèse sera exposée au paragraphe 3.2.2.3.

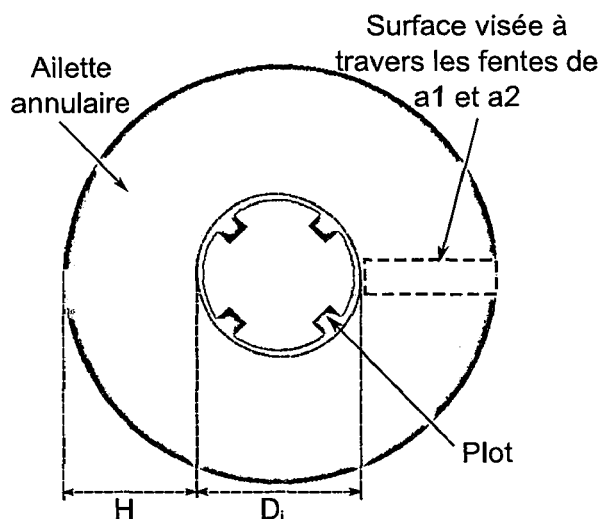


FIGURE 3.2 – Ailette a_3 étudiée

Les différentes pièces constituant le système aileté sont recouvertes d'une fine couche de peinture noire, dont l'émissivité importante (émissivité ε_n évaluée expérimentalement au laboratoire, annexe B) permet une détermination précise de la radiosité émise par l'ailette centrale. Le cylindre aileté est relié à un moteur électrique par une courroie et est piloté par un variateur de fréquence permettant de faire varier la vitesse de rotation du système de 0 à 2000 tr.min^{-1} .

3.1.1.2 Veine d'air

La veine d'air utilisée pour notre étude est composée de deux parties, de section uniforme $30 \times 40 \text{ cm}$ (figure 3.3 et 3.4). La première partie de la veine longue de 2,50 m,

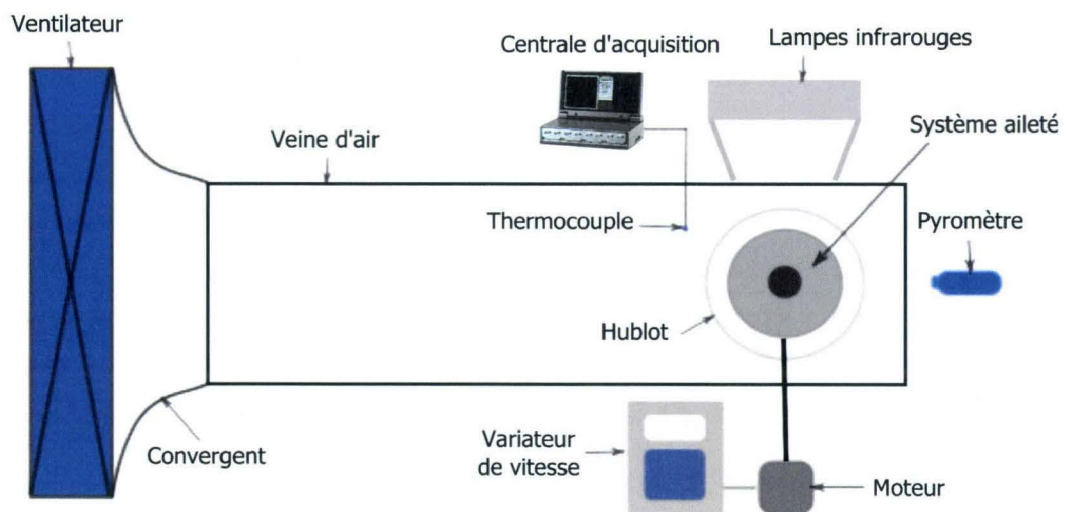
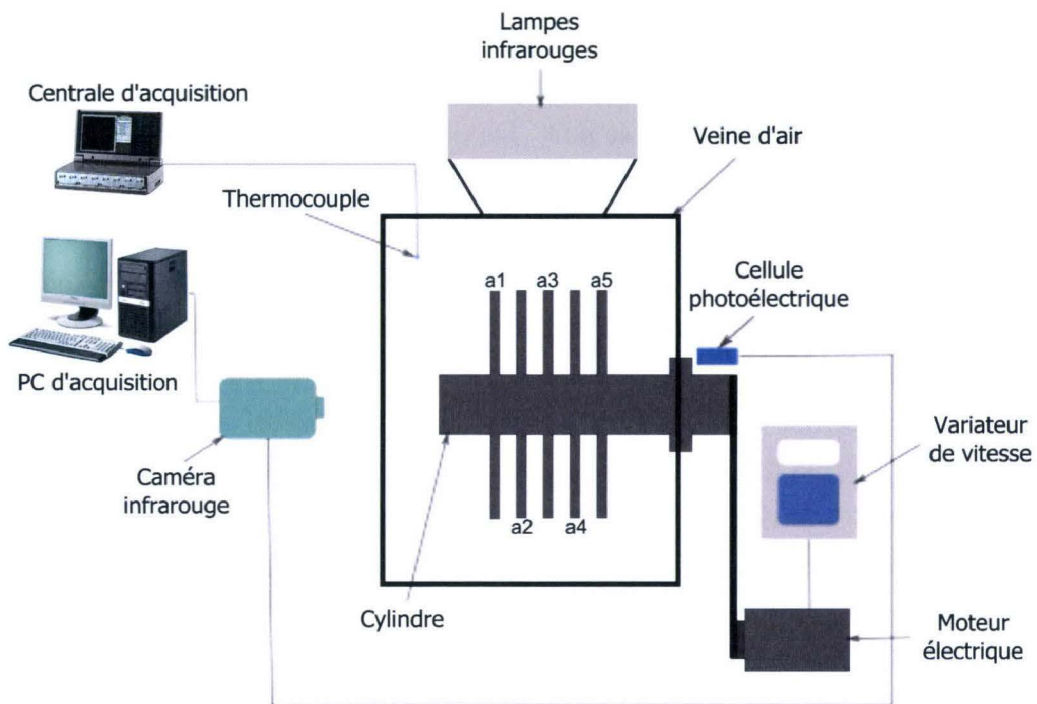


FIGURE 3.3 – Schémas du dispositif expérimental thermique

permettant de stabiliser l'écoulement, est faite en bois, alors que la seconde partie de longueur 0,80 m, au sein de laquelle le cylindre aileté est positionné, est faite en aluminium. L'utilisation de l'aluminium pour cette dernière partie est justifiée par sa résistance aux fortes températures d'une part, et par sa faible émissivité qui réduit l'impact radiatif des parois sur le système aileté, d'autre part. De plus, les parois intérieures de la veine en aluminium sont dépolies pour avoir une émission diffuse. Afin de permettre les mesures de température par la caméra infrarouge tout en conservant la continuité de la paroi, la veine est munie d'un hublot constitué d'un film transparent aux infrarouges, dont la courbe d'étalonnage a été réalisée au laboratoire à l'aide d'un corps noir étendu (annexe D). De plus, le dispositif aileté est positionné à environ 3 m du ventilateur et de son convergent, ce qui permet d'obtenir un écoulement stabilisé en amont des ailettes. Le ventilateur utilisé, couplé à un diaphragme, permet de faire varier la vitesse du courant d'air de 0 à 14 m.s⁻¹. L'étalonnage de la vitesse moyenne du courant d'air a été réalisé à l'aide d'un anémomètre à fil chaud (précision à $\pm 0,5$ m.s⁻¹) placé à 50 cm en amont du système aileté. De plus, l'allure des profils de vitesse au milieu de la section de la veine a été étudié grâce au dispositif PIV (paragraphe 3.2.2.2). Pour finir, l'intensité moyenne de turbulence de l'écoulement a été évaluée. On a ainsi constaté qu'elle est d'autant plus importante que la vitesse de courant d'air est faible, tout en restant inférieure à 10 % dans tous les cas.

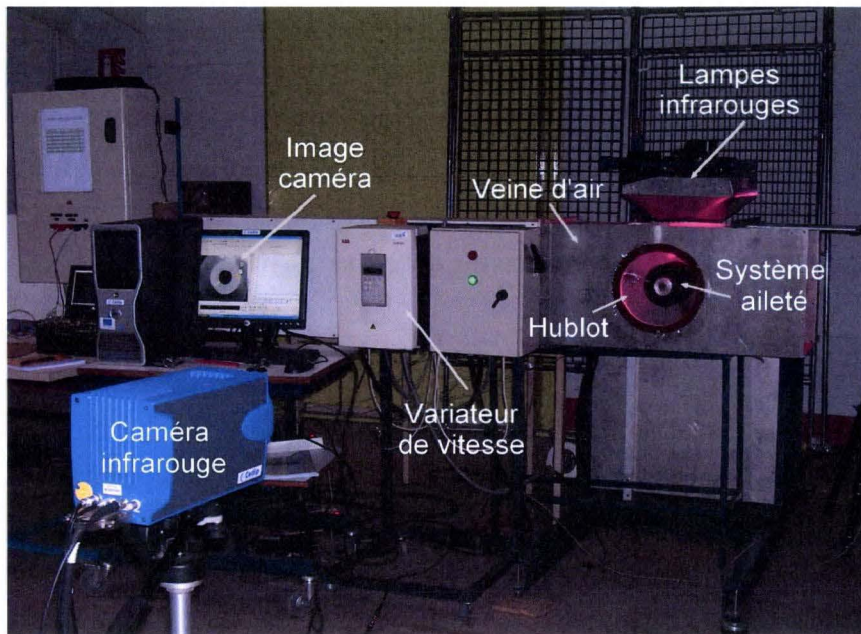
3.1.1.3 Système de chauffage

Des lampes infrarouges à ondes courtes, de puissance 9 kW, sont placées horizontalement au-dessus de l'arbre aileté (figures 3.3 et 3.4). Une ouverture est réalisée dans la paroi supérieure de la veine aluminium et un convergent permet de concentrer le rayonnement sur le système aileté. Pendant le chauffage, le système est mis en rotation à vitesse constante afin de chauffer uniformément les ailettes à des niveaux de températures d'environ 120°C. Après avoir coupé le chauffage, les lampes infrarouges sont reculées pour ne pas perturber la caméra et un volet est positionné sur l'ouverture de manière à rétablir la continuité de la paroi de la veine durant le refroidissement du système.

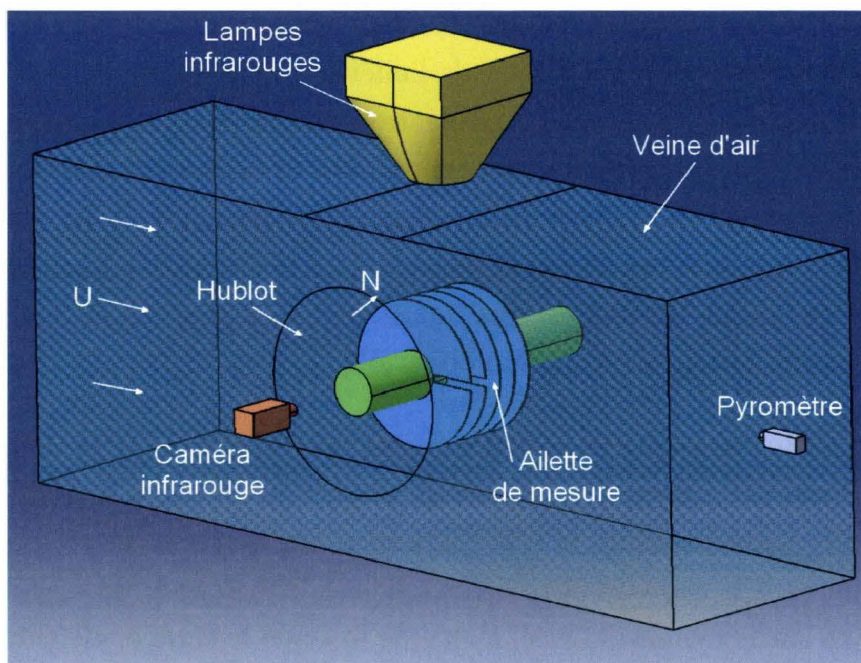
3.1.2 Mesures thermiques

3.1.2.1 Mesure de la température du cylindre

Les mesures de température du cylindre sont effectuées à l'aide d'un pyromètre infrarouge. Ce capteur mesure la température par quantification de l'énergie radiative émise



(a) Photo de la maquette



(b) Schéma de la maquette

FIGURE 3.4 – Dispositif expérimental

dans l'infrarouge par l'objet visé. Une lentille focalise l'énergie radiative infrarouge émise par l'objet sur un détecteur qui la convertit en signal électrique, puis en température. Cette technique de mesure est ainsi non-intrusive et permet d'obtenir l'évolution temporelle de la température d'un objet à distance. Le pyromètre infrarouge de type IMPAC 140 est placé perpendiculairement à l'axe de rotation de l'arbre. Sa gamme de mesure est comprise entre 75°C et 550°C avec une précision de $\pm 2^{\circ}\text{C}$. Il permet de mesurer l'évolution temporelle de la température du cylindre $T_{cyl}(t)$.

3.1.2.2 Mesure de la température de l'air ambiant

La mesure de la température de l'air ambiant est réalisée par thermocouple, avec une précision de $0,03 \cdot T$ ($^{\circ}\text{C}$). Un thermocouple de type K, relié à une centrale d'acquisition DM3000, est positionné pendant la phase de refroidissement des ailettes, à 0,5 m du système aileté. Ce thermocouple est placé suffisamment éloigné des différentes parois et est protégé du rayonnement afin de ne pas être réchauffé par le système tournant. La température de l'air mesurée lors des essais ne variant pas de plus de 1°C , c'est sa valeur moyenne T_{∞} qui est utilisée comme température de référence.

3.1.2.3 Mesure des températures de l'ailette

Les mesures locales de la température de l'ailette sont réalisées par un dispositif de thermographie infrarouge. La thermographie infrarouge est une technique de mesure qui permet de connaître l'évolution spatiale et temporelle de la température de surface d'un objet à partir du rayonnement électromagnétique émis par celui-ci. Le système utilisé doit être capable de transformer une image captée dans le domaine infrarouge et fonction de la luminance de l'objet observé, en une image visible et analysable par l'oeil humain représentant le profil de température de l'objet [52].

Pour notre étude, nous utilisons une caméra matricielle de type Jade 3 MW de Cedip Infrared Systems. La caméra infrarouge permet de mesurer le profil radial de la température de l'ailette pendant le refroidissement du système aileté, pour plusieurs positions angulaires. Un capteur photoélectrique est utilisé pour détecter huit bandes réfléchives placées sur le cylindre. Ainsi, à chaque fois que le capteur détecte la présence d'une bande, l'acquisition de la caméra se déclenche. Cela permet de mesurer huit profils par tour, relatifs aux positions angulaires représentées sur la figure 3.5.

Pour notre étude, la caméra est placée à 2,50 mètres de l'ailette centrale a_3 et possède une fréquence d'acquisition de 600 Hz pour une fenêtre de visualisation de 160×120

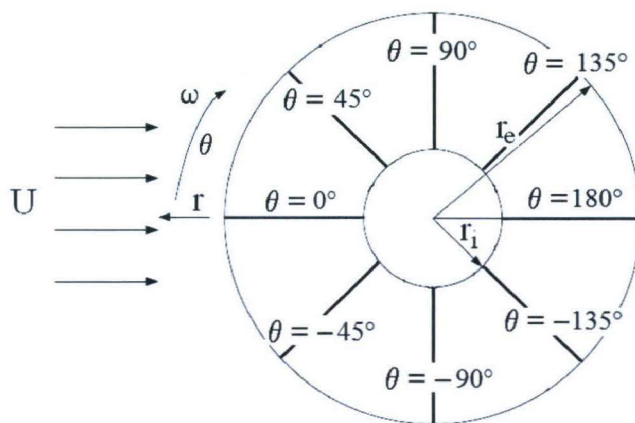


FIGURE 3.5 – Schéma de l'ailette

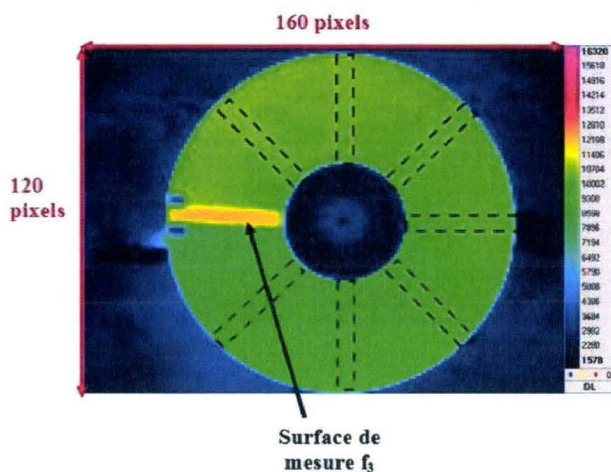


FIGURE 3.6 – Image caméra avec les huit positions angulaires étudiées

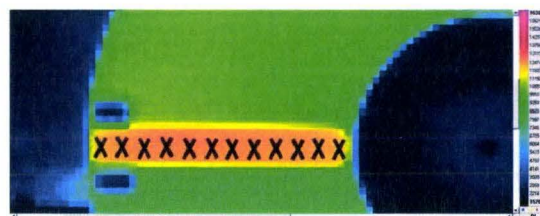


FIGURE 3.7 – Localisation des curseurs espacés tous les 0,5 cm pour $H = 6$ cm

pixels, où chaque pixel représente une surface d'environ $2,5 \text{ mm}^2$, permettant une visualisation complète de la surface des ailettes. La figure 3.6 présente l'image réelle prise par la caméra. Les rectangles pointillés correspondent aux huit positions angulaires étudiées dans la suite de ces travaux. Les croix représentées sur la figure 3.7 symbolisent les curseurs que l'on positionne sur l'image à différentes positions radiales. Pour chacun de ces curseurs, il est possible de récupérer l'évolution temporelle des niveaux thermiques I_{mes} , correspondant aux signaux de sortie de la caméra, à l'aide du logiciel ALTAIR (figure 3.8). Ces niveaux thermiques obtenus pendant le refroidissement du système sont ensuite traités à l'aide du logiciel MATLAB afin de déterminer les profils radiaux de la température de l'ailette.

Les images thermiques prises par la caméra infrarouge à chaque instant t au cours

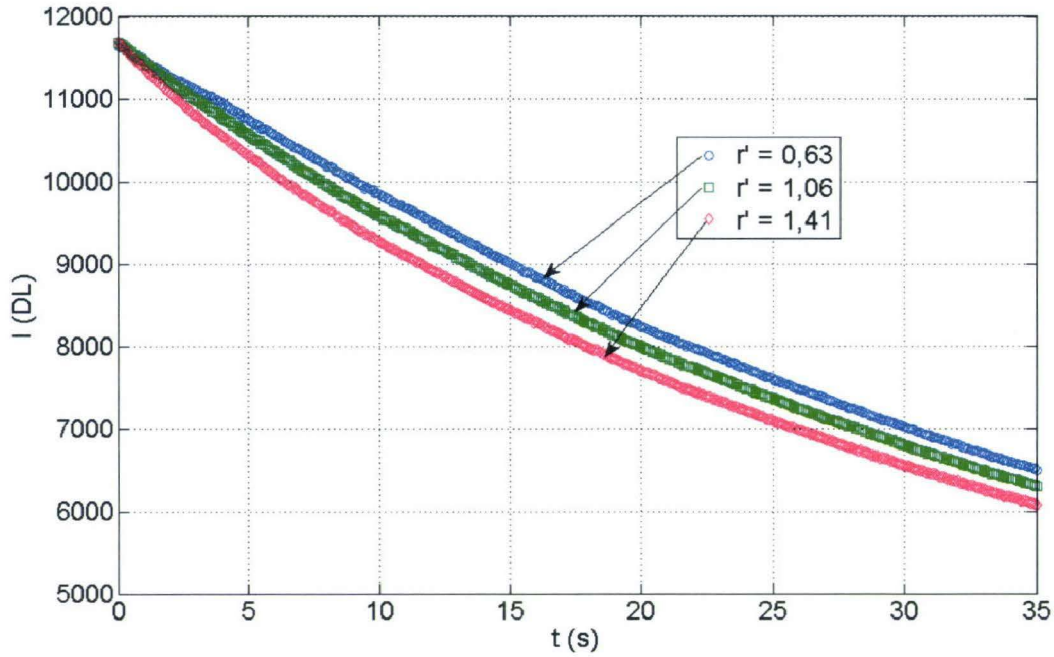


FIGURE 3.8 – Evolution temporelle du niveau thermique de l'ailette pour différentes positions radiales ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_\omega = 12900$)

du refroidissement des ailettes donnent les niveaux thermiques I_{mes} , proportionnels aux radiosités réfléchies par tous les pixels de l'objet visé. L'objectif est alors de déterminer la relation entre chaque niveau thermique I_{mes} et la température correspondante de l'ailette T_{ail} , à chaque instant t de mesure. Pour cela, nous recherchons l'expression de J_{ail} , densité de flux radiatif émise par l'ailette, à partir de la radiosité J_{mes} , correspondant au rayonnement incident sur les détecteurs, et J_{atm} , correspondant au rayonnement de l'atmosphère. La radiosité J_{mes} est constituée d'une part de la radiosité émise par la surface de mesure de l'ailette, atténuée par l'atmosphère, et d'autre part du rayonnement émis au même instant par l'atmosphère elle-même :

$$J_{mes} = \tau_{atm} J_{ail} + (1 - \tau_{atm}) J_{atm} \quad (3.1)$$

Où τ_{atm} représente le coefficient de transmission atmosphérique. La température ambiante de l'air T_{atm} entre la surface de mesure et les détecteurs de la caméra est prise égale à la température de référence de l'air T_∞ . De plus, dans l'équation 3.1, la radiosité J_{ail} dépend des radiosités J_j émises par les n surfaces S_j environnant l'ailette. Ainsi, la radiosité de l'ailette J_{ail} peut s'écrire :

$$J_{ail} = \varepsilon_n \sigma T_{ail}^4 + (1 - \varepsilon_n) \sum_{j=1}^n F_{ail-j} J_j \quad (3.2)$$

Où les n F_{ail-j} correspondent aux facteurs de forme entre l'ailette et les n surfaces S_j . Pour déterminer cette radiosité, on suppose que la température des ailettes a_2 et a_4 est égale à T_{ail} (figure 3.3.a). La température du cylindre T_{cyl} est mesurée par le pyromètre infrarouge et la température de l'air ambiant $T_{amb} = T_{\infty}$ est mesurée par un thermocouple de type K. De plus, l'émissivité de la peinture noire a été déterminée expérimentalement au laboratoire (annexe B) et dépend de la température T selon les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \varepsilon_n &= 0,937 \quad \text{pour} \quad 293K \leq T \leq 353K \\ \varepsilon_n &= 0,98315 - 5,7829 \cdot 10^{-4}(T - 273) \quad \text{pour} \quad 353K \leq T \leq 413K \end{aligned} \quad (3.3)$$

Il est alors possible d'écrire l'équation 3.2 sous la forme :

$$J_{ail} = a_1 \cdot \sigma \cdot T_{ail}^4 + a_2 \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + a_3 \cdot \sigma \cdot T_{\infty}^4 \quad (3.4)$$

Où les coefficients a_1 , a_2 et a_3 sont des fonctions des facteurs de forme entre les différentes surfaces et de l'émissivité de la peinture noire. En utilisant $I(T)$ le niveau thermique du signal de sortie de la caméra lorsque celle-ci reçoit uniquement le rayonnement σT^4 émis par un corps noir parfait à la température T , obtenu à l'aide de la loi d'étalonnage de la caméra (annexe D), il est possible d'écrire l'équation 3.4 sous la forme suivante :

$$I_{ail} = a_1 \cdot I(T_{ail}) + a_2 \cdot I(T_{cyl}) + a_3 \cdot I(T_{\infty}) \quad (3.5)$$

A partir des équations 3.1 et 3.5, il est possible d'écrire :

$$I_{mes} = \tau_{amb} [a_1 \cdot I(T_{ail}) + a_2 \cdot I(T_{cyl}) + a_3 \cdot I(T_{\infty})] + (1 - \tau_{amb}) \cdot I(T_{\infty}) \quad (3.6)$$

L'évolution spatio-temporelle de la température de l'ailette $T_{ail}(r, t)$ est alors obtenue à partir de l'équation 3.6 et de la loi d'étalonnage de la caméra, déterminée à partir de la température de référence d'un corps noir étendu (annexe D).

3.2 Etude expérimentale aérodynamique

3.2.1 Dispositif expérimental aérodynamique

Les champs de vitesses proches de la surface de l'ailette centrale ont été déterminés par mesures PIV. Pour cela, le dispositif thermique présenté précédemment a été adapté (figures 3.9 et 3.10). Pour cette étude aérodynamique, la partie aluminium de la veine a été remplacée par une veine en plexiglas de section identique. L'arbre central est un cylindre en polycarbonate de 50 mm de diamètre. Les bagues destinées à faire varier l'espacement inter-ailettes sont réalisées dans le même matériau. Le dispositif est complété par des ailettes annulaires transparentes de hauteur $H = 6$ cm, également réalisées en polycarbonate. L'arbre aileté est positionné au centre de la veine transparente et est maintenu par deux roulements à billes positionnés sur les faces avant et arrière de la veine. Le dispositif de mesure PIV est présenté dans son ensemble sur la figure 3.9. Les mesures du champ d'écoulement sont réalisées à température ambiante. Pour finir, la veine d'air comporte, en sortie du convergent, un système d'ensemencement à l'huile d'olive composé d'une cuve sous pression et d'un tube diffuseur placé sur toute la hauteur de la veine, permettant d'ensemencer l'écoulement avec des particules d'huile d'olive pulvérisées (figure 3.10.b).



FIGURE 3.9 – Photo de la maquette PIV

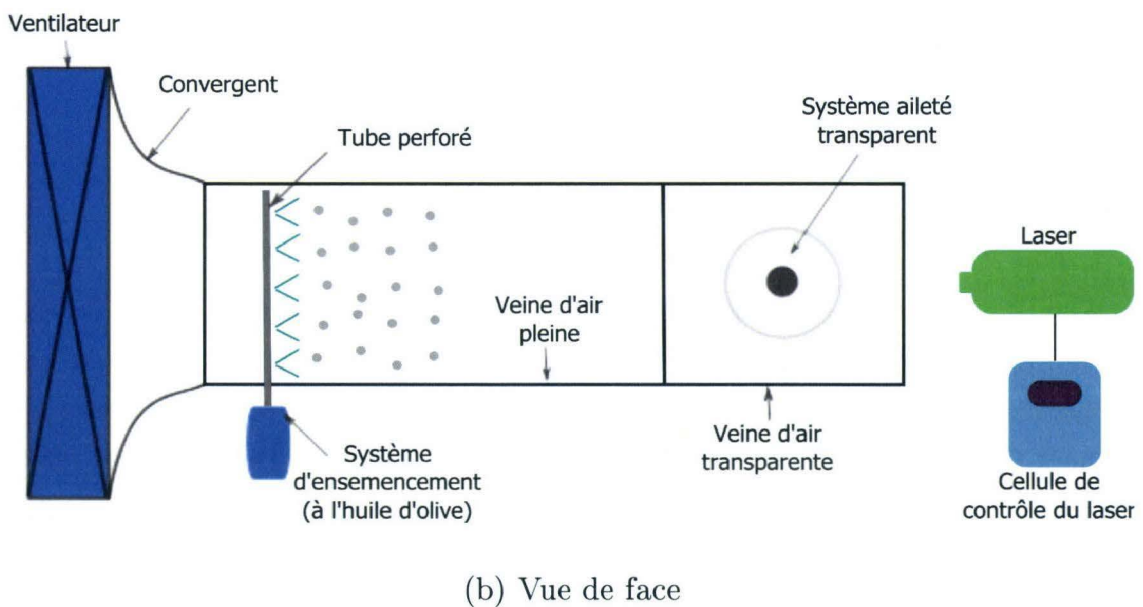
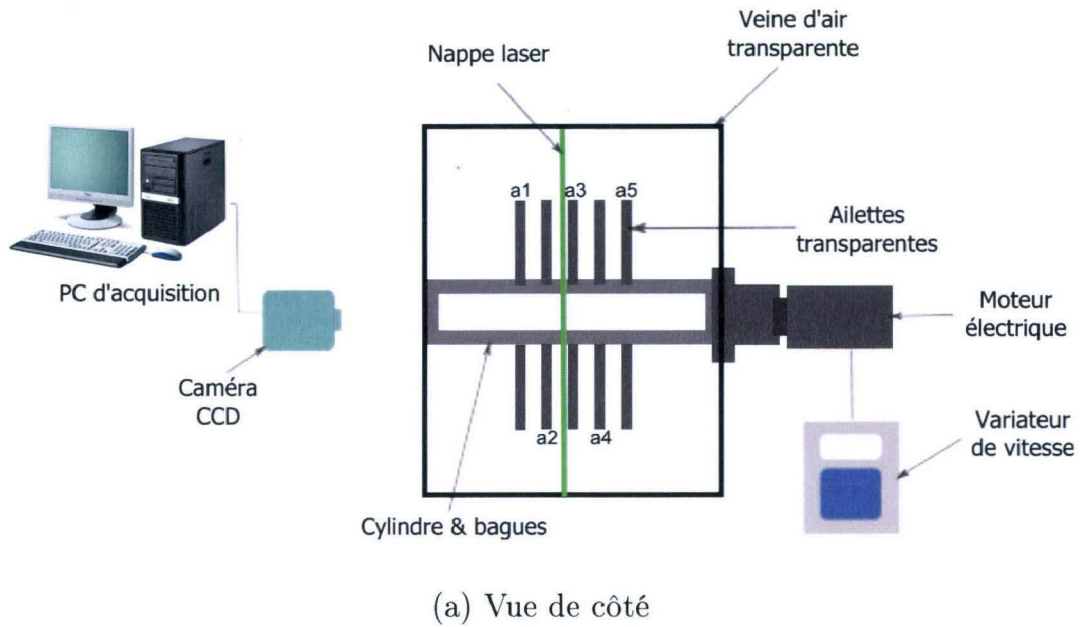


FIGURE 3.10 – Schémas du dispositif expérimental aérodynamique

3.2.2 Mesures aérodynamiques

3.2.2.1 Principe de mesure PIV

La vélocimétrie par image de particule, communément appelée PIV (**P**article **I**mage **V**elocimetry) est une technique de mesure optique permettant d'obtenir des champs d'écoulement bidimensionnels instantanés par identification du déplacement de particules injectées dans un écoulement [53]. Ce déplacement est évalué à partir de deux images successives, prises par une caméra, séparées par un intervalle de temps très court. Une installation PIV est constituée d'un laser à impulsion équipé d'un jeu de lentilles, d'une caméra numérique et d'un ordinateur permettant l'analyse des données. Le schéma d'une installation classique PIV est présenté sur la figure 3.11.

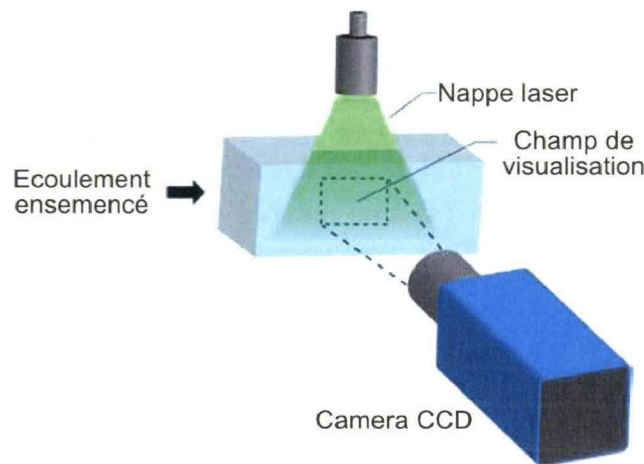


FIGURE 3.11 – Schéma d'une installation classique PIV

La zone de mesure est éclairée par deux impulsions laser consécutives de courte durée. La durée d'une impulsion δt et l'intervalle de temps entre deux impulsions Δt sont respectivement de l'ordre de la nanoseconde et de la microseconde (figure 3.12). Une caméra CCD (*Charge Coupled Device*) permet l'acquisition de la lumière réfléchie par les particules présentes dans l'écoulement lors des deux flashes laser. Le déplacement des particules relevé entre ces deux images est déterminé à partir de la calibration de la caméra « pixel – mètre ». Connaissant ce déplacement et le temps séparant les deux impulsions, il est possible d'obtenir le champ des vitesses de l'écoulement dans la zone de visualisation. En pratique, les images sont divisées en fenêtres d'interrogation (contenant plusieurs pixels) pour lesquelles le déplacement local des particules est évalué (annexe E). Pour plus de précision, nous pourrions nous reporter aux travaux de Westerweel [54].

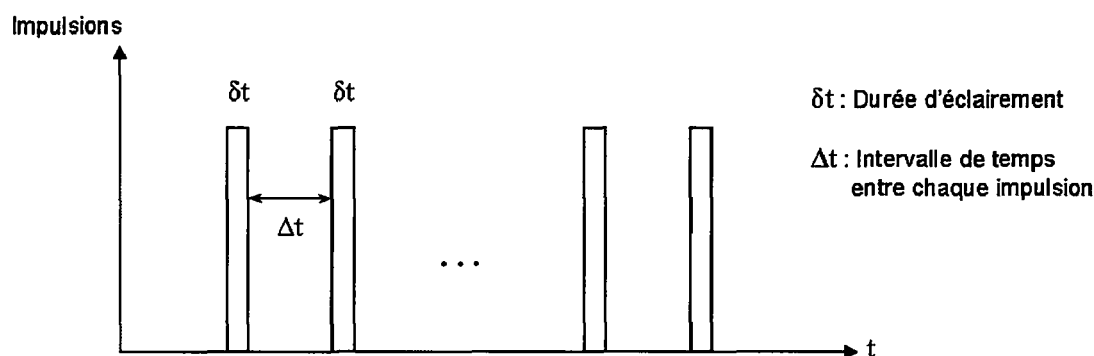


FIGURE 3.12 – Schéma du fonctionnement d'un laser à impulsion

L'encemement de l'écoulement d'air est réalisé à partir d'un générateur de gouttelettes d'huile, modèle 9307 de TSI. L'utilisation de l'huile d'olive pour notre étude permet d'obtenir une taille de gouttelette de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Ces particules sont alors injectées dans la veine d'air grâce à un diffuseur placé en sortie du convergent. Notre installation PIV est constituée d'un laser de classe 4 SOLO 200XT PIV de New Wave Research, de puissance 1500 W. Il émet un rayonnement de longueur d'onde 532 nm, correspondant à une nappe mince de couleur verte, caractéristique des études PIV. Cette nappe est émise à environ 1,5 mm de la surface de l'ailette centrale (figure 3.10).

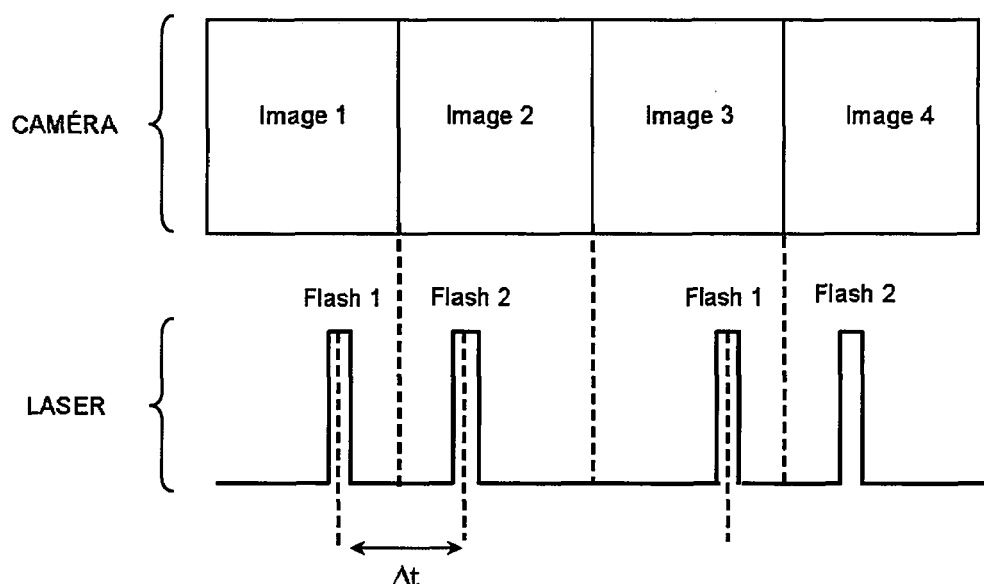


FIGURE 3.13 – Synchronisation entre l'acquisition des images et les impulsions laser

La caméra CCD utilisée est une PowerView de 4,19 millions de pixels (2048×2048) disposant d'une fréquence d'acquisition de 16 Hz. Elle est équipée d'un filtre vert de lon-

gueur d'onde 532 nm (équivalente à la longueur d'onde d'émission du laser) permettant de s'affranchir des perturbations lumineuses de l'environnement. Elle est positionnée perpendiculairement au faisceau laser et sa focalisation doit être réalisée dans la zone de travail. L'enregistrement des images s'effectue grâce à un ordinateur. A chaque image doit correspondre un flash laser. Il devient alors primordial de bien synchroniser la caméra et le laser. Le premier éclaircissement doit avoir lieu à la fin du temps d'acquisition de la première image, tandis que la deuxième impulsion laser est effectuée au début du temps d'acquisition de l'image suivante (figure 3.13). Ainsi, on obtient deux images consécutives avec un intervalle de temps le plus court possible.

3.2.2.2 Caractérisation de l'écoulement d'air transversal

Le chapitre 1 nous a permis de dégager les paramètres dont l'influence est la plus significative sur les transferts de chaleur convectifs, parmi lesquels nous trouvons la vitesse du courant d'air U caractérisée par le nombre de Reynolds Re_U . Avant toute interprétation physique de nos résultats expérimentaux, il est donc essentiel de connaître les conditions d'écoulement en amont du cylindre aileté. L'objectif de cette section est la caractérisation de l'écoulement d'air généré par le ventilateur. Pour cela, les profils de vitesses $U(y)$ dans une section de la veine, située à environ 2 mètres du ventilateur, ont été déterminés par PIV pour différentes positions $x = 5; 50; 100; 150; 200; 250; 295$ mm (figure 3.14).

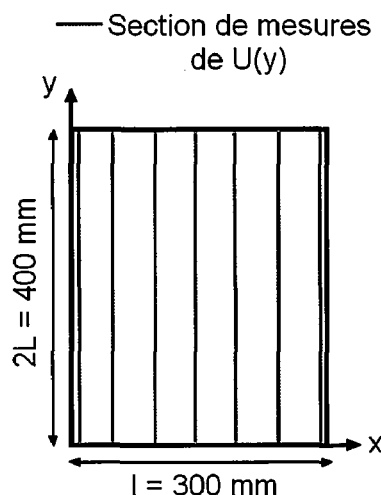


FIGURE 3.14 – Section de la veine d'air

La figure 3.15 présente les profils de vitesse obtenus pour $U = 14 \text{ m.s}^{-1}$. On constate que les profils $U(y)$ déterminés au voisinage des parois avant et arrière de la veine ($x = 5$ et 295 mm) sont influencés par les couches limites développées sur ces deux parois. Pour

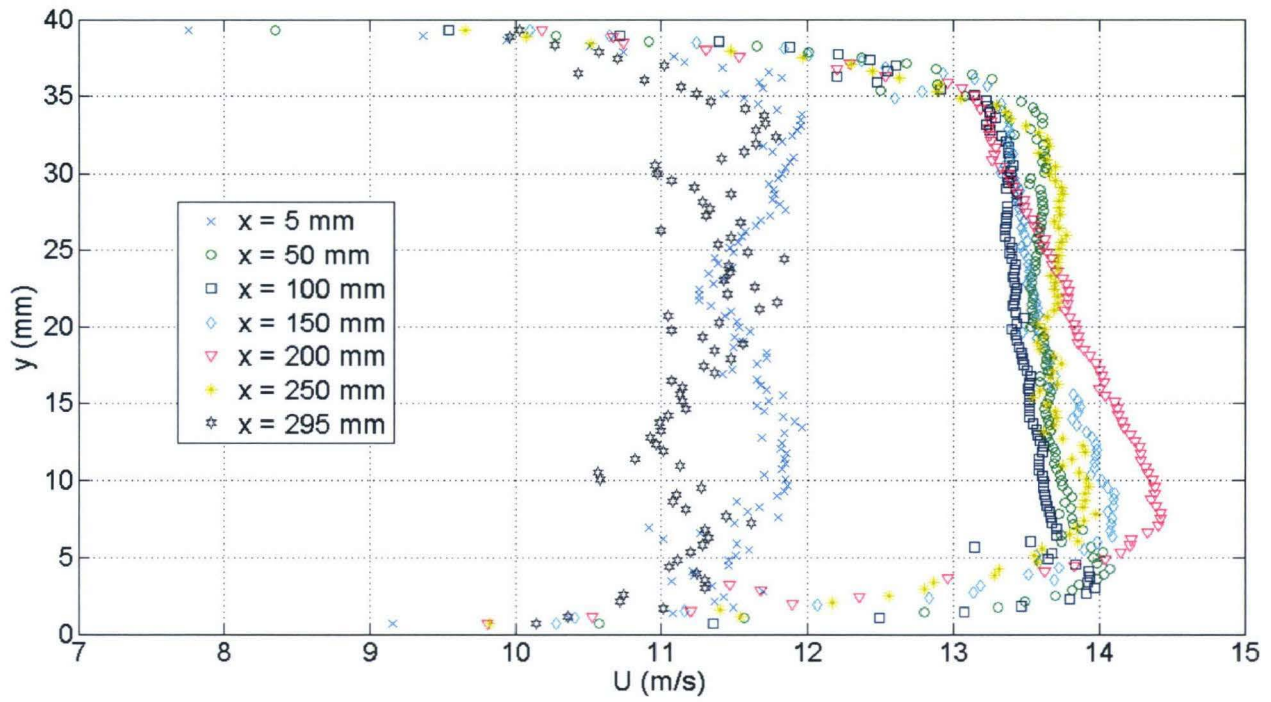


FIGURE 3.15 – Profils de vitesses obtenus dans une section de la veine pour $U = 14 \text{ m/s}$

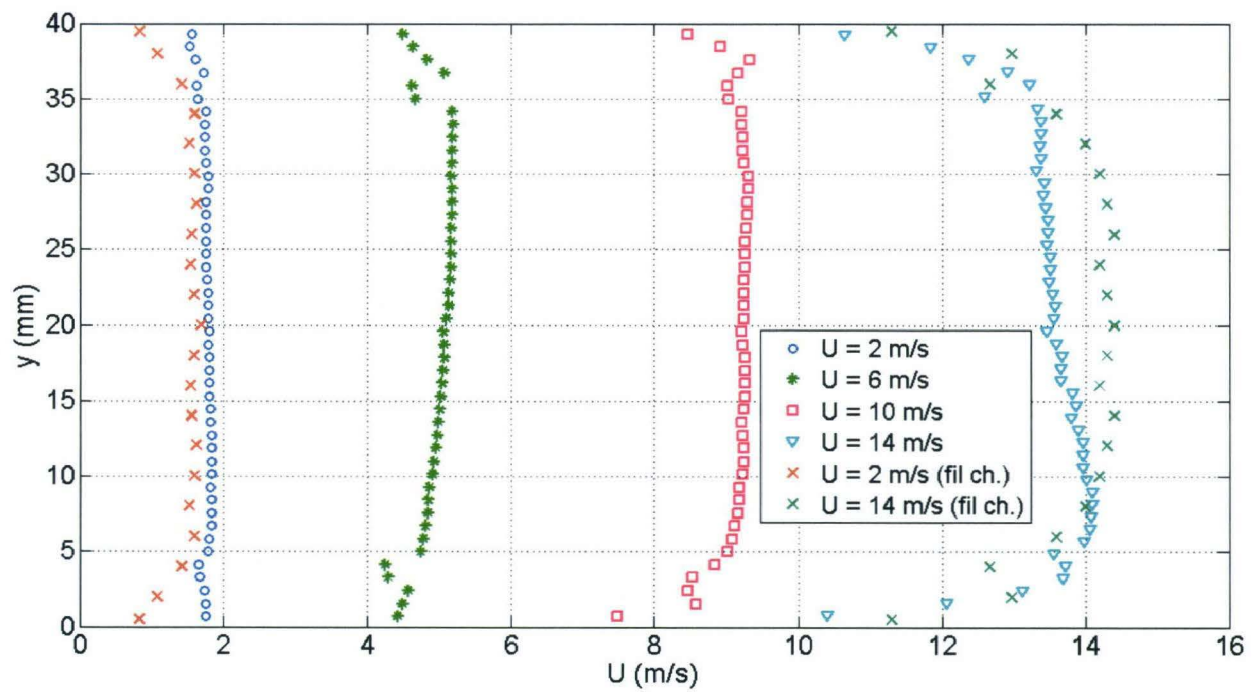


FIGURE 3.16 – Profils de vitesses $U(y)$ à $x = 150 \text{ mm}$

les autres positions x , les profils de vitesses obtenus sont sensiblement identiques. La figure 3.16 présente les résultats obtenus par PIV et par anémométrie à fil chaud, au centre de la veine ($x = 150$ mm), correspondant à la position de l'ailette centrale pour tous nos essais, pour différentes vitesses $U = 2, 6, 10$ et 14 m.s⁻¹. Ces premiers résultats nous permettent de constater que l'écoulement est uniforme en dehors de la couche limite pour toutes les vitesses étudiées. Nous constatons également que pour les plus faibles vitesses du courant d'air, $U = 2$ et 6 m.s⁻¹, nos mesures PIV ne nous permettent pas d'identifier l'épaisseur de la couche limite. Ce problème peut être la conséquence des réflexions du laser sur les parois inférieure et supérieure de la veine ou à un manque d'ensemencement, perturbant la mesure.

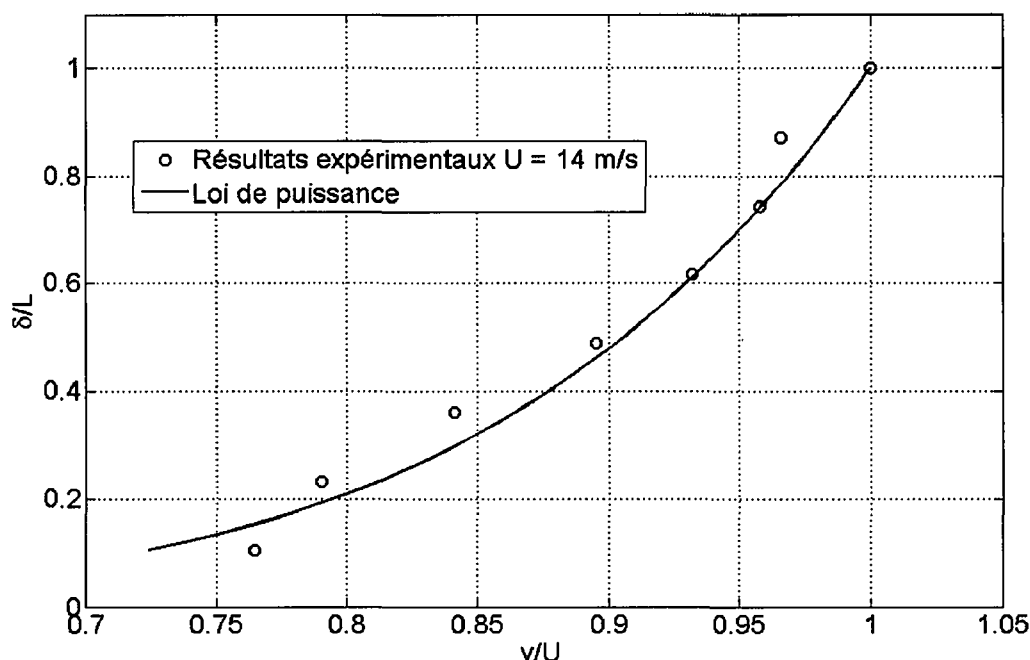


FIGURE 3.17 – Profil réduit de la vitesse pour $U = 14$ m.s⁻¹

Pour les vitesses plus élevées, afin de vérifier que le régime d'écoulement est turbulent, nous présentons sur la figure 3.17 l'évolution du rapport y/δ en fonction du rapport v/U pour le cas $U = 14$ m.s⁻¹, où δ représente l'épaisseur de couche limite, v représente la vitesse locale au sein de la couche limite, et U la vitesse à l'extérieur de la couche limite. Nos mesures expérimentales sont alors comparées à la loi de puissance $v/U = (y/\delta)^{1/7}$ caractéristique d'une couche limite turbulente. Nous avons observé un bon accord entre nos mesures expérimentales et la loi de puissance en $1/7$, pour les vitesses supérieures à 10 m.s⁻¹.

3.2.2.3 Influence des fentes

Dans la présentation du dispositif expérimental thermique (section 3.1.1), nous avons montré la nécessité de pratiquer des fentes au niveau des ailettes a_1 et a_2 pour mesurer l'évolution temporelle des températures radiales de l'ailette a_3 . Cependant la présence de ces fentes peut perturber l'écoulement autour de l'ailette centrale, et donc les échanges convectifs autour de celle-ci. Afin d'identifier l'influence de la présence de ces fentes sur l'écoulement, les champs de vitesses mesurés autour du cylindre aileté avec et sans fentes ont été déterminés par mesures PIV.

Les figures 3.18 et 3.19 présentent les champs de vitesses obtenus pour $Re_\omega = 17200$, $Re_U = 11350$, et pour un faible espacement inter-ailettes $u' = 0,17$, respectivement pour un montage avec et sans fentes. On observe une bonne similitude entre les deux cas. On retrouve la présence d'une zone de fortes vitesses proche du cylindre pour $45^\circ < \theta < 90^\circ$ et de la zone de sillage pour $\theta \sim 190^\circ$. Les résultats d'essais identiques effectués pour différents couples (Re_ω, Re_U) nous permettent de conclure que la présence des fentes sur les ailettes a_1 et a_2 ont une influence négligeable sur l'écoulement autour de l'ailette a_3 , et donc sur les échanges convectifs à la surface de cette dernière.

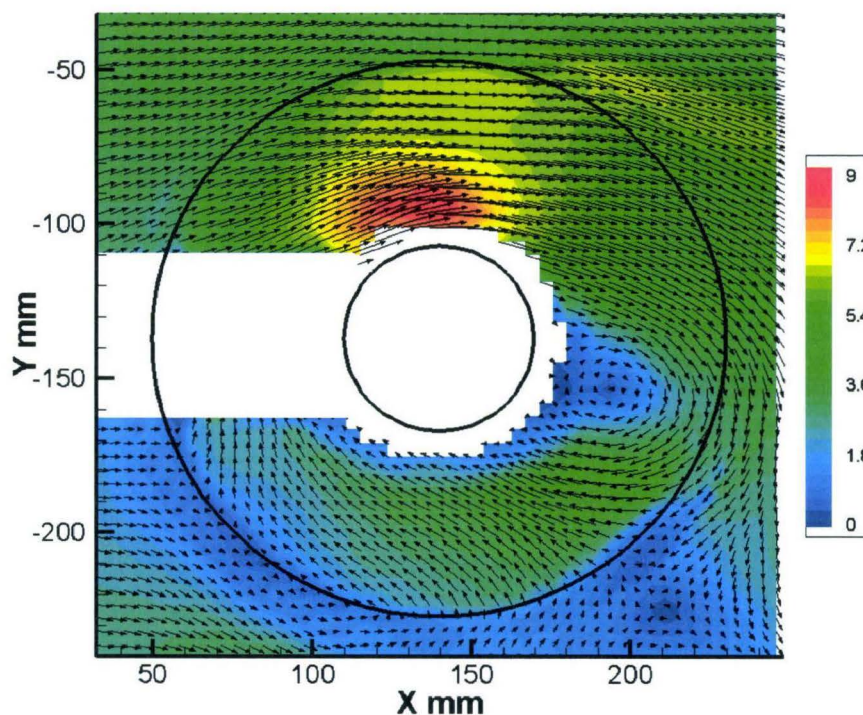


FIGURE 3.18 – Champ des vitesses autour du cylindre aileté avec fentes, avec $u' = 0,17$, $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$

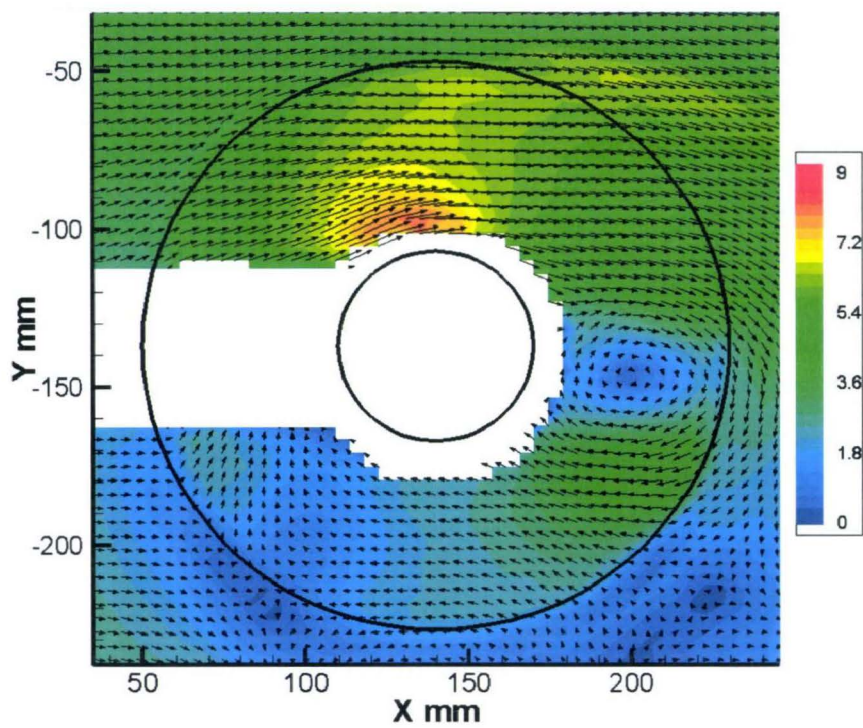


FIGURE 3.19 – Champ des vitesses autour du cylindre aileté sans fente, avec $u' = 0,17$, $Re_\omega = 17200$ et $Re_V = 11350$

CHAPITRE 4

IDENTIFICATION DU COEFFICIENT D'ÉCHANGE

Identification du coefficient d'échange

Pour notre étude, un dispositif expérimental basé sur l'utilisation de la thermographie infrarouge permet de mesurer le champ de température sur l'ailette centrale du cylindre aileté. La méthode d'identification proposée dans ce chapitre, associée à une régularisation spatio-temporelle, permet de déterminer les variations du coefficient d'échange convectif local $h(r)$ et de prendre en compte les flux conductifs au sein de l'ailette, ainsi que le flux radiatif à sa surface. En effet, pour des matériaux à forte conductivité thermique, négliger la conduction radiale peut générer des erreurs importantes sur le coefficient de transfert convectif [55]. De plus, à partir de ces variations locales, un coefficient d'échange convectif moyen constant est déterminé, représentatif du comportement thermique moyen de l'ailette centrale. Cette méthode d'identification a fait l'objet d'une validation numérique et les incertitudes sur le coefficient d'échange convectif ainsi déterminé sont également présentées.

4.1 Introduction aux méthodes inverses

Par définition, un problème inverse consiste à déterminer des *causes* à partir de l'observation de leurs *conséquences* [56]. Ainsi, ce problème est l'inverse d'un problème direct, consistant à déduire des *effets* à partir de *causes* connues. On peut citer comme exemple de problème direct la détermination de l'état futur d'un système physique connaissant son état actuel et les perturbations auxquelles il est soumis. Inversement, la reconstitution de l'état passé d'un système connaissant son état actuel, ou l'estimation de paramètres du système connaissant en partie l'évolution d'une grandeur de sortie (effet observé) représentent des exemples de divers problèmes inverses.

La résolution des problèmes inverses trouve de nombreuses applications en ther-

mique, comme par exemple la détermination des propriétés thermophysiques d'un matériau ou encore l'identification de conditions initiales ou limites inconnues et non mesurables. Ainsi, l'identification de fonctions par résolution des problèmes inverses a largement été traitée dans la littérature [57] [40] [58] [59] [60] [61]. Ces méthodes consistent, par exemple, à identifier un flux surfacique, une source interne de chaleur ou des paramètres thermophysiques inconnus, à partir des mesures de la température réalisées soit en plusieurs points au sein du solide, soit sur la surface extérieure du système. Comme l'explique Volle [57], l'intérêt majeur de ce type de méthode tient au fait qu'il n'est pas nécessaire de modéliser et de résoudre le phénomène généralement complexe qui engendre le flux surfacique recherché. L'objectif de la méthode utilisée pour notre étude est l'identification du coefficient de transfert convectif à partir des mesures de l'évolution temporelle du champ de température à la surface extérieure d'une ailette.

4.1.1 Problème direct

Le modèle direct consiste à déterminer l'évolution temporelle du champ de température, dans tout le domaine étudié, par résolution de l'équation de la chaleur. Pour cela, il est nécessaire de définir précisément la géométrie du système, ses propriétés thermophysiques, les conditions initiales et limites exprimées sous la forme de conditions de températures ou de flux imposés (figure 4.1).

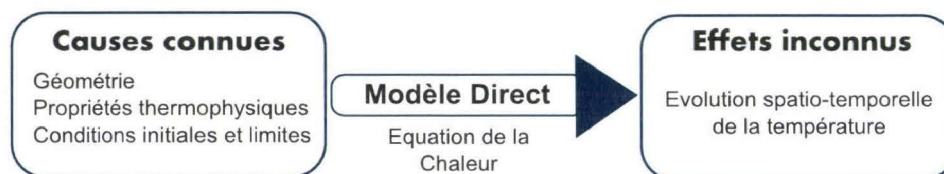


FIGURE 4.1 – Principe d'un problème direct

Pour un problème instationnaire, sans génération interne de chaleur, en considérant les propriétés thermophysiques du solide indépendantes de la température, l'équation de diffusion de la chaleur s'écrit :

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T \quad (4.1)$$

Le traitement des problèmes directs peut alors s'effectuer analytiquement ou numériquement. Les méthodes numériques les plus répandues sont la *Méthode des Eléments Finis*, la *Méthode des Différences Finies* ou encore la *Méthode des Elements Frontières*. Ces différentes méthodes nécessitent la discrétisation des équations décrivant le pro-

blème direct. Il est alors possible de déterminer l'évolution du champ de température à partir de la résolution d'un système matriciel.

4.1.2 Problème inverse

L'objectif des problèmes inverses est d'extraire des informations sur un système à partir de données mesurées, en utilisant le modèle direct. On aborde alors le domaine de l'identification. Pour notre étude, la connaissance du coefficient de transfert convectif h (paramètre à estimer) est nécessaire pour la résolution du problème direct. Le processus d'identification du coefficient h sera donc nécessairement itératif, le paramètre à déterminer étant dans un premier temps imposé (et donc supposé connu)(figure 4.2).

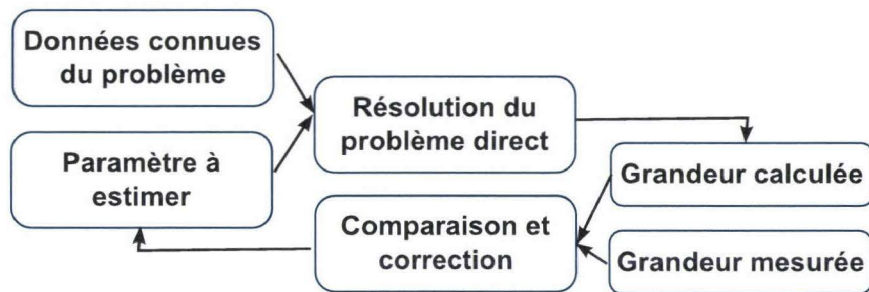


FIGURE 4.2 – Principe d'un problème inverse [40]

Cependant, une difficulté pratique de l'étude des problèmes inverses est qu'elle nécessite une bonne connaissance du problème direct, qui fait intervenir une grande variété de notions tant mathématiques que physiques. Il est alors important d'introduire la notion de problèmes bien et mal posés. Dans son ouvrage, Hadamard [62] introduit la notion de problème bien posé. Il s'agit d'un problème pour lequel la solution existe, est unique et dépend continûment des données.

Les problèmes inverses ne vérifient souvent pas l'une ou l'autre de ces conditions. Un problème qui n'est pas bien posé au sens de la définition ci-dessus est dit « mal posé ». En pratique, cela signifie que la résolution des problèmes inverses est extrêmement sensible à de petits écarts sur les données, écarts qui sont inévitables du fait des incertitudes de mesures, du caractère approché du modèle mathématique qui ne représente pas rigoureusement la réalité physique, du caractère fini des données expérimentales ou encore du fait que les inconnues recherchées sont trop nombreuses [57]. Ainsi un problème d'inversion de mesures doit tenir compte du caractère incomplet et imprécis des données. D'un point de vue pratique, il est alors intéressant de remplacer un problème mal posé par un problème proche mais bien posé. Pour cela, Tikhonov [63] propose une méthode

de régularisation des problèmes mal posés qui a pour objectif de stabiliser la solution, en réduisant sa sensibilité aux erreurs commises sur les données [64]. Cette méthode fait intervenir un coefficient α qui vient pondérer la régularisation. Le choix de ce paramètre est problématique car :

- si on donne un poids trop important au terme de régularisation, la solution peut être altérée de façon importante
- si sa valeur est trop faible, on se rapproche de la solution « naïve » au sens des moindres carrés, fortement perturbée par les incertitudes de mesures [57].

Ainsi, la valeur du coefficient α doit correspondre à un compromis entre stabilité et vraisemblance de la solution du problème inverse [57] [61] [63].

4.2 Méthode d'identification par régularisation spatio-temporelle

L'objectif de la thèse est de caractériser les échanges convectifs sur l'ailette centrale d'un arbre aileté équipé de cinq ailettes annulaires pour différentes géométries, vitesses de rotation ω et vitesses de courant d'air U à partir des mesures des variations temporelles et radiales de la température de l'ailette $T_{mes}(r, t)$ 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 de l'ailette $T_{cal}(r, z, t)$ à partir d'un profil radial imposé du coefficient d'échange convectif $h_{imp}(r)$,
- ainsi que d'un algorithme d'inversion qui permet de déterminer, par itération, la distribution radiale du coefficient d'échange $h(r)$ à partir des mesures du champ de température local $T_{mes}(r, t)$ lors du refroidissement.

4.2.1 Modèle direct

La résolution du modèle direct permet de déterminer le champ de température de l'ailette $T_{cal}(r, z, t)$ à partir d'une distribution locale du coefficient d'échange convectif imposée $h_{imp}(r)$. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer un bilan d'énergie sur un élément infinitésimal de l'ailette au cours du refroidissement en tenant compte des pertes convectives, radiatives ainsi que du flux conductif au sein de l'ailette. 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 de l'ailette. En considérant que les deux faces de l'ailette sont soumises aux mêmes flux convectif et radiatif, on applique une condition de symétrie entre les deux faces de l'ailette a_3 (figure 3.4). On obtient alors le système présenté sur la figure 4.3.

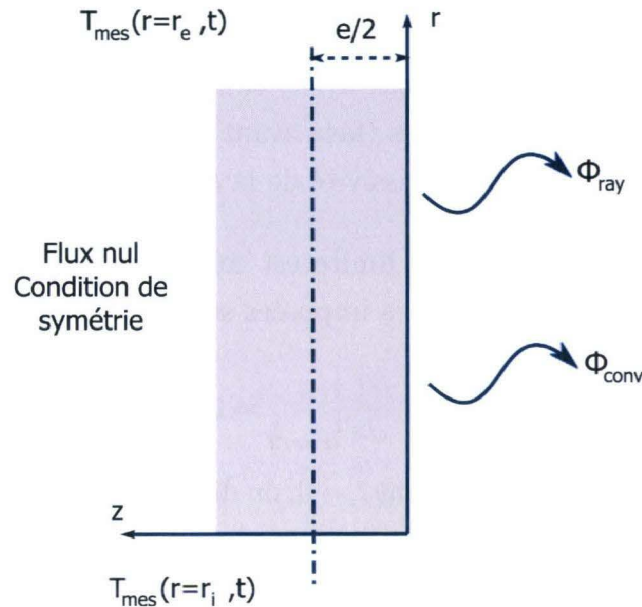


FIGURE 4.3 – Schéma 2D de l'ailette a_3

Les variations temporelles et spatiales de la température au sein de l'ailette sont donc régies par l'équation de la chaleur suivante :

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.2)$$

Les conditions limites appliquées au système sont les suivantes :

- En $r = r_i$ et $r = r_e$, des conditions de températures imposées qui correspondent aux températures mesurées à chaque instant t par la caméra infrarouge à chaque extrémité de l'ailette : soit $T(r = r_i, z, t) = T_{mes}(r = r_i, t)$ et $T(r = r_e, z, t) = T_{mes}(r = r_e, t)$.
- En $z = 0$, le système est soumis à une condition de flux imposé, faisant intervenir dans la résolution du système le flux convectif $\Phi_{conv} = h \cdot S \cdot \Delta T$ et le flux radiatif Φ_{ray} sur la surface extérieure de l'ailette. Puisque l'ailette centrale a_3 est refroidie par effet convectif et radiatif, il est nécessaire de déterminer le flux de chaleur radiatif afin d'identifier le coefficient de transfert convectif. Le flux de chaleur radiatif dépend des températures des ailettes, du cylindre et de l'environnement, qui sont mesurées expérimentalement. Ce flux est calculé à partir du bilan radiatif

de la face avant de l'ailette centrale. En notant la radiosité de la face avant $J_{a3,av}$, l'expression de la densité de flux radiatif φ_{rad} s'écrit :

$$\varphi_{rad} = \frac{\varepsilon_n}{1 - \varepsilon_n} (\sigma T_{ail}^4 - J_{a3,av}) \quad (4.3)$$

L'expression de $J_{a3,av}$ obtenue est similaire à l'équation 3.4 et dépend des températures T_{ail} , T_{cyl} et T_∞ . Les coefficients a_1 , a_2 et a_3 sont des fonctions des facteurs de forme entre les différentes surfaces (face avant de l'ailette a_3 , ailette a_2 , cylindre, environnement, etc. . .) et de l'émissivité de la peinture noire.

- Enfin, en $z = e/2$, la condition limite est une condition de flux nul, due à la symétrie des conditions thermiques imposées sur les deux faces de l'ailette, soit :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=e/2} = 0 \quad (4.4)$$

- Pour la condition initiale, à l'instant $t = 0$, on dispose des températures surfaciques mesurées en tout point du rayon de l'ailette par la caméra infrarouge, on a l'égalité suivante :

$$T(r, z, t = 0) = T_{mes}(r, t = 0) \quad \forall z \quad (4.5)$$

Les équations sont discrétisées en prenant l'indice i pour la direction r , j pour la direction z et k pour le temps t . Elles sont ensuite résolues numériquement par la méthode des différences finies en choisissant un schéma implicite obtenu en utilisant les différences à droite pour les termes du premier ordre et les différences centrées pour les termes du second ordre. Le maillage de l'ailette est effectué sur un secteur angulaire $\Delta\theta$ avec comme pas Δr pour la direction r et Δz pour la direction z . Le pas de temps, appelé Δt , est défini par la fréquence d'acquisition des mesures de température de la caméra infrarouge. Afin de simplifier les calculs, il est possible d'effectuer un changement de variable $m = i + (j - 1) \cdot c$ (où c est le nombre de nœuds de calcul suivant la direction radiale). L'équation de la chaleur (Eq. 4.2) s'exprime alors comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\rho \cdot C_p}{2\lambda \cdot \Delta t} \cdot T_m^{k-1} = & \left\{ \frac{\rho \cdot C_p}{2\lambda \cdot \Delta t} + \left[\frac{1}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right] \right\} \cdot T_m^k - \frac{1}{2(\Delta z)^2} \cdot T_{m+c}^k \\ & - \frac{1}{2(\Delta z)^2} \cdot T_{m-c}^k - \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{1}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{(r_i + i\Delta r) \cdot (2\Delta r)} \right\} \cdot T_{m+1}^k \\ & - \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{1}{(\Delta r)^2} - \frac{1}{(r_i + i\Delta r) \cdot (2\Delta r)} \right\} \cdot T_{m-1}^k \end{aligned} \quad (4.6)$$

Cette équation 4.6 complétée par les conditions limites et initiale forment un système d'équations, appelé par la suite « modèle direct », permettant d'obtenir le champ de température $T_{cal}(r, z, t)$ à partir d'un flux convectif fixé, d'un flux radiatif calculé à partir des mesures de température du système, et du champ de température initial mesuré par thermographie infrarouge. Ce système d'équations s'exprime sous forme matricielle comme suit :

$$\frac{\rho \cdot C_p}{2\lambda \cdot \Delta t} \cdot T^{k-1} + C = A \cdot T^k \quad (4.7)$$

Où la matrice C est définie à partir des conditions limites connues et A est une matrice carrée de dimension $c \times J$, J étant le nombre de noeuds suivant la direction z . Le système 4.7 se résoud alors par une simple inversion de matrice permettant ainsi de déterminer le champ de température de l'ailette à l'instant k à partir des conditions initiales et limites connues, soit :

$$T^k = A^{-1} \cdot \left[\frac{\rho \cdot C_p}{2\lambda \cdot \Delta t} \cdot T^{k-1} + C \right] \quad (4.8)$$

4.2.2 Algorithme d'inversion

La méthode inverse permet de déterminer la distribution locale du coefficient d'échange convectif $h(r)$ par comparaison des champs de température calculés $T_{cal}(r, z = 0, t)$ et mesurés $T_{mes}(r, t)$ au cours du refroidissement. Afin de réduire les effets du bruit de mesure sur le paramètre à estimer (ici le coefficient local convectif $h(r)$), nous avons utilisé pour cette étude une méthode de spécification de fonction associée à une régularisation spatio-temporelle [40] [59] [64]. Dans cette méthode, il est possible d'utiliser trois ordres de régularisation S_0 , S_1 et S_2 , donnés dans l'expression de la fonctionnelle suivante :

$$S_{012} = \underbrace{\sum_t \sum_r [T_{cal}(r, z = 0, t) - T_{mes}(r, t)]^2}_F + \alpha_0 \cdot \underbrace{\sum_r [h(r)]^2}_{S_0} + \alpha_1 \cdot \underbrace{\sum_r [grad(h(r))]^2}_{S_1} + \alpha_2 \cdot \underbrace{\sum_r [\Delta h(r)]^2}_{S_2} \quad (4.9)$$

Où α_i représente le coefficient de régularisation d'ordre i . L'ordre 0 permet de limiter les valeurs maximales de la solution, l'ordre 1 permet de diminuer les différences sur la solution tandis que l'ordre 2 limite les oscillations rapides de la fonction $h(r)$ [40].

Le choix des paramètres de régularisation à prendre en compte dépend du type de problème considéré et du niveau de bruit généré par le dispositif expérimental. Après avoir testé les différents ordre de régularisation sur notre problème, nous avons appliqué une régularisation d'ordre 1 car elle s'est montrée la plus efficace, en permettant de limiter les variations importantes de la solution causées par le bruit de mesure. Nous avons ainsi appliqué pour notre étude une régularisation d'ordre 1 menant à l'équation suivante :

$$S = F + S_1 \quad (4.10)$$

Le processus d'identification du coefficient convectif $h(r)$ est alors itératif et consiste à minimiser la fonctionnelle S définie par l'équation 4.10 en apportant une correction $\Delta h(r)$ à la distribution imposée du coefficient $h_{imp}(r)$ [40]. On suppose connus les champs de température instantanés $T_{cal}^k(r)$ (pour k variant de 1 à K , où K est le nombre total de pas de temps utilisé pour le calcul) et le coefficient $h^n(r)$ à l'itération « n » et l'on cherche à déterminer $h^{n+1}(r)$ à l'itération « n+1 » de telle sorte que la fonctionnelle S soit minimale. Pour ce faire, les termes de la fonctionnelle (equations 4.9 et 4.10) sont discrétisés suivant un schéma identique à celui qui est présenté dans la partie 4.2.1 pour les dérivées d'ordre 1 et 2. On obtient alors les expressions suivantes :

$$F = \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^c [T_{cal}^k(i) - T_{mes}^k(i)]^2 \quad (4.11)$$

$$S_1 = \alpha_1 \cdot \sum_{i=1}^{c-1} [h^{n+1}(i+1) - h^{n+1}(i)]^2 \quad (4.12)$$

Grâce au modèle direct, il est possible de déterminer le champ de température $T_{cal}^k(r)$ à chaque instant $t = k\Delta t$ en fonction du coefficient d'échange $h^{n+1}(r)$ déterminé à l'itération « n+1 ». Pour minimiser la fonctionnelle F , il suffit d'annuler sa dérivée par rapport à toutes les inconnues $h^{n+1}(r)$. Les coefficients $h^n(r)$ étant connus, au lieu de chercher à les déterminer à l'itération « n + 1 », on cherche la variation $\Delta h(r)$ qui représente la correction à apporter au vecteur $h^n(r)$ pour que la fonctionnelle soit minimale [40] [59]. Dans un premier temps, on s'intéresse au terme F (équation 4.11), représentant la somme des écarts quadratiques entre les températures calculées et mesurées, que l'on écrit sous la forme suivante :

$$F(h_p^{n+1}) = \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^c [T_{cal}^k(i, h_p^{n+1}) - T_{mes}^k(i)]^2 \quad (4.13)$$

Avec l'indice p variant de 1 à c . La dérivée partielle de F par rapport au coefficient h_p^{n+1} s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial h_p^{n+1}} = 2 \cdot \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^c [T_{cal}^k(i, h_p^{n+1}) - T_{mes}^k(i)] \cdot \frac{\partial T_{cal}^k(i, h_p^{n+1})}{\partial h_p^{n+1}} \quad (4.14)$$

Soit sous forme matricielle :

$$\frac{\partial F}{\partial h_p^{n+1}} = 2 \cdot \sum_{k=1}^K \{ J \cdot [T_{cal}^k(h_p^{n+1}) - T_{mes}^k] \} \quad (4.15)$$

J est la matrice des coefficients de sensibilité de la température calculés par rapport aux composantes radiales h_p du coefficient d'échange convectif $h(r)$, défini comme suit :

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_1^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_1^{n+1}} \\ \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_2^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_2^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_2^{n+1}} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_c^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_c^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_c^{n+1}} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Dans l'expression 4.15, le champ de température $T_{cal}^k(h_p^{n+1})$ est inconnu puisqu'il dépend des coefficients d'échange h_p^{n+1} qui sont les inconnues du problème. Pour le déterminer, on utilise un développement de Taylor afin de l'exprimer en fonction des valeurs $T_{cal}^k(h_p^n)$ calculées à l'itération « n » précédente. On obtient alors l'égalité suivante :

$$T_{cal}^k(i, h_p^{n+1}) - T_{mes}^k(i) = T_{cal}^k(i, h_p^n) - T_{mes}^k(i) + \sum_{p=1}^c \left\{ \frac{\partial T_{cal}^k(i, h_p^n)}{\partial h_p^{n+1}} \cdot [h_p^{n+1} - h_p^n] \right\} \quad (4.17)$$

Sous forme matricielle, on fait apparaître la matrice des écarts $[\Delta h] = [h_p^{n+1} - h_p^n]$ à déterminer à l'aide de l'expression suivante :

$$[T_{cal}^k - T_{mes}^k]^{n+1} = [T_{cal}^k - T_{mes}^k]^n \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_1^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_2^{n+1}} & \cdots & \frac{\partial T_{cal}^k(1)}{\partial h_c^{n+1}} \\ \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_1^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_2^{n+1}} & \cdots & \frac{\partial T_{cal}^k(2)}{\partial h_c^{n+1}} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_1^{n+1}} & \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_2^{n+1}} & \cdots & \frac{\partial T_{cal}^k(c)}{\partial h_c^{n+1}} \end{bmatrix} \cdot [\Delta h] \quad (4.18)$$

Cette équation fait intervenir la transposée J^T de la matrice J définie précédemment. En combinant les équations 4.15 et 4.18, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial h_p^{n+1}} = 2 \cdot \left\{ \sum_{k=1}^K J \cdot [T_{cal}^k - T_{mes}^k] + \sum_{k=1}^K J \cdot J^T \cdot [\Delta h] \right\} \quad (4.19)$$

Au final, on dispose d'un système d'équations, dépendant de la matrice de sensibilité J et des écarts entre les températures calculées et mesurées à l'itération « n », nous permettant de déterminer la correction Δh à apporter à l'ensemble des coefficients $h^n(r)$ qui minimise la fonctionnelle F .

En procédant de manière identique, il est également possible de minimiser la fonctionnelle S_1 (équation 4.12), qui sous forme matricielle s'écrit :

$$\begin{aligned} S_1 &= \alpha_1 \cdot \sum_{i=1}^{c-1} [h^{n+1}(i+1) - h^{n+1}(i)]^2 \\ &= \alpha_1 \cdot ([H_1] \cdot [h^{n+1}])^T \cdot ([H_1] \cdot [h^{n+1}]) \end{aligned} \quad (4.20)$$

La matrice de pondération H_1 et sa transposée sont définies par les coefficients s'appliquant au vecteur h^{n+1} :

$$H_1 = \begin{bmatrix} -1 & 1 & 0 & \cdots & \cdots \\ 0 & -1 & 1 & \ddots & \cdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & -1 & 1 \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

Les coefficients correspondant à la dernière ligne de H_1 sont nuls car l'utilisation d'un schéma de discrétisation basé sur les différences à droite limite le domaine de validité à $1 < i < c - 1$. De plus, si on appelle G un vecteur colonne de composante g_i , on a :

$$\sum_{i=1}^c g_i^2 = G^T \cdot G \quad (4.22)$$

Soit ici $G = H_1 \cdot h^{n+1}$, et sachant que la transposée d'un produit de matrices est égal au produit des transposées des matrices ($(G_1 \cdot G_2)^T = G_2^T \cdot G_1^T$), on obtient l'expression de S_1 suivante :

$$S_1 = \alpha_1 \cdot [h^{n+1}]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot [h^{n+1}] \quad (4.23)$$

Pour minimiser S_1 , on dérive alors l'équation 4.23 par rapport aux composantes h_p^{n+1} du coefficient d'échange convectif (p variant de 1 à c). Soit pour p quelconque, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial S_1}{\partial h_p^{n+1}} = \alpha_1 \cdot \left\{ \underbrace{\left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot [h^{n+1}]}_A \right. \quad (4.24)$$

$$\left. + \underbrace{[h^{n+1}]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right]}_B \right\}$$

Où $[\partial h^{n+1}/\partial h_p]^T$ et $[h^{n+1}]^T$ sont des vecteurs de dimension $[1 \times c]$ (vecteur ligne), H_1^T et H_1 des matrices de dimension $[c \times c]$ (matrice carrée) et $[\partial h^{n+1}/\partial h_p]$ et $[h^{n+1}]$ des vecteurs de dimension $[c \times 1]$ (vecteur colonne). Au final, on obtient deux scalaires A et B . Avec $B = B^T$, on a :

$$B = [h^{n+1}]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right] = \left\{ [h^{n+1}]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right] \right\}^T \quad (4.25)$$

En développant la transposée et sachant que $(G^T)^T = G$, on obtient :

$$\begin{aligned}
B &= \left\{ [h^{n+1}]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right] \right\}^T \\
&= \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot [h^{n+1}] = A
\end{aligned} \tag{4.26}$$

D'où :

$$\frac{\partial S_1}{\partial h_p^{n+1}} = 2 \cdot \alpha_1 \cdot \left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right]^T \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot [h^{n+1}] \tag{4.27}$$

Où les composantes du vecteur ligne $[\partial h^{n+1}/\partial h_p^{n+1}]^T$ valent 0 sauf pour $i = p$, auquel cas elles valent 1. En regroupant tous les vecteurs lignes $[\partial h^{n+1}/\partial h_p^{n+1}]^T$ pour chaque valeur de p , on peut constituer la matrice des dérivées du coefficient d'échange h_i^{n+1} par rapport à chacune de ses composantes. Dans notre cas, on obtient la matrice identité :

$$\left[\frac{\partial h_i^{n+1}}{\partial h_p^{n+1}} \right]^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \dots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \dots & \dots & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{4.28}$$

Au final, on a :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial S_1}{\partial h^{n+1}} &= 2 \cdot \alpha_1 \cdot [H_1]^T \cdot [H_1] \cdot [h^{n+1}] \\
&= 2 \cdot \alpha_1 \cdot [W_1] \cdot [h^n] + 2 \cdot \alpha_1 \cdot [W_1] \cdot [\Delta h]
\end{aligned} \tag{4.29}$$

Où la matrice W_1 est définie comme suit :

$$W_1 = H_1^T \cdot H_1 = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & \dots & \dots \\ -1 & 2 & -1 & 0 & \dots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & -1 & 2 & -1 \\ \vdots & \ddots & \ddots & -1 & 1 \end{bmatrix} \tag{4.30}$$

Tous les termes de la régularisation spatio-temporelle ont ainsi été développés. Au final, en sommant les différentes composantes de la dérivée de la fonctionnelle S , on

obtient le système d'équations suivant :

$$\underbrace{\sum_{k=1}^K J \cdot (T_{cal}^k - T_{mes}^k)^n + \alpha_1 \cdot W_1 \cdot [h^n]}_X + \underbrace{\left[\alpha_1 \cdot W_1 + \sum_{k=1}^K J \cdot J^T \right]}_Y \cdot [\Delta h] = 0 \quad (4.31)$$

$$X + Y \cdot [\Delta h] = 0 \quad (4.32)$$

Où le vecteur des inconnues à déterminer est :

$$[\Delta h] = \begin{bmatrix} \Delta h(1) \\ \Delta h(2) \\ \vdots \\ \Delta h(c) \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

Pour ce faire, il faut déterminer les coefficients de sensibilité Q_i^k qui interviennent dans l'expressions des matrices J et J^T , soit :

$$Q_i^k = \frac{\partial T_{cal}^k}{\partial h_i^{n+1}} \quad (4.34)$$

Ils représentent la variation de la température en un point engendrée par la variation du coefficient d'échange convectif h au point d'indice i . Ces coefficients peuvent être approchés par l'équation suivante :

$$Q_i^k = \frac{T_{cal}^k(h_i + \epsilon \cdot h_i) - T_{cal}^k(h_i)}{\epsilon \cdot h_i} \quad \text{avec } \epsilon \ll 1 \quad (4.35)$$

Connaissant les matrices X et Y , il est maintenant possible de déterminer le vecteur des corrections Δh qui minimise la fonctionnelle S , tel que :

$$\Delta h = Y^{-1} \cdot X \quad (4.36)$$

L'identification du coefficient d'échange convectif nécessite alors la programmation d'un processus itératif dont l'algorithme est présenté ci-dessous.

4.2.3 Algorithme de programmation

Pour la première itération, il est nécessaire de fixer les valeurs du vecteur des coefficients d'échange $h(r) = h_{imp}(r)$ (défini dans la section 4.2.1). Celles-ci sont choisies

arbitrairement et n'influencent pas le résultat final. La méthode d'identification présentée dans la section précédente est programmée à l'aide du logiciel MATLAB suivant l'algorithme suivant :

Données du problème :

- Propriétés thermophysiques des ailettes : conductivité thermique λ_{al} , capacité calorifique C_{pal} , masse volumique ρ_{al}
- Géométrie du système : rayon intérieur r_i , épaisseur e et hauteur H des ailettes
- Maillage : Δr , Δz , Δt
- Mesures expérimentales : champ de températures mesurées sur le rayon de l'ailette $T_{mes}(r, t)$, flux de rayonnement moyen Φ_{ray} calculé à l'aide des mesures de température de l'ailette
- Détermination des conditions limites et initiale
- Paramètres du terme de régularisation : α_1 et W_1

Itération n :

- Calcul du champ de températures $T_{cal}(r, z, t)$ à partir du vecteur h^n par résolution du modèle direct
- Calcul des coefficients de sensibilité Q^k pour la détermination des matrices J et J^T : résolution du modèle direct avec $h^n + \varepsilon \cdot h^n$ pour chaque position radiale
- Détermination des matrices X et Y
- Calcul de la fonctionnelle $S = F + S1$

Critère de convergence :

- Comparaison des valeurs de la fonctionnelle S aux itérations « n » et « $n - 1$ »

Si Différence > Précision :

- Calcul de Δh
- Calcul de $h^{n+1} = h^n + \Delta h$
- Reprise des itérations

Si Différence < Précision :

- Enregistrement de h
- Fin des itérations

4.2.4 Calcul du coefficient d'échange convectif moyen \bar{h}

La méthode d'identification présentée dans les paragraphes précédents permet d'obtenir la distribution du coefficient d'échange convectif local sur une ailette. Il est ainsi possible de déterminer un coefficient d'échange convectif moyen sur l'aillette à partir :

- des variations radiales du coefficient convectif $h(r)$ obtenues pour différentes positions angulaires θ ,
- de l'évolution spatio-temporelle de la température de l'aillette $T_{mes}(r, t)$ mesurée par thermographie infrarouge aux mêmes positions angulaires θ .

Pour cela, nous avons calculé dans un premier temps la densité de flux convectif moyenne $\bar{\varphi}(t)$ sur l'aillette au cours du temps, comme suit :

$$\bar{\varphi}(t) = \frac{1}{\pi \cdot (r_e^2 - r_i^2)} \cdot \int_{r=r_i}^{r=r_e} h_\theta(r) \cdot [T(r) - T_\infty] \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \quad (4.37)$$

Qui nous permet de déterminer un coefficient d'échange moyen suivant le rayon \bar{h}_θ , pour chaque position θ :

$$\bar{h}_\theta = \frac{\bar{\varphi}(t)}{\bar{T}_\theta(t) - T_\infty} \quad (4.38)$$

A partir de cette expression, sachant que les huit secteurs angulaires correspondant aux positions angulaires θ_i ont une surface égale à $(r_e^2 - r_i^2) \cdot \Delta\theta/2$, le coefficient de transfert de chaleur convectif moyen à la surface de l'aillette possède l'expression suivante :

$$\bar{h} = \frac{\sum_{i=1}^8 \bar{h}_\theta}{8} \quad (4.39)$$

Au final, la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur associé à une méthode de régularisation spatio-temporelle nous permet d'identifier les variations locales du coefficient convectif $h(r)$, pour différentes positions angulaires θ , à partir des mesures par thermographie infrarouge de l'évolution temporelle et radiale de la température de l'aillette au cours de son refroidissement. De plus, à partir de ces distributions locales du coefficient convectif, un coefficient moyen est déterminé pour chaque essai.

4.3 Validation du modèle

Cette section a pour objectif de présenter la procédure de validation numérique de notre méthode d'identification. Une distribution radiale du coefficient de transfert de

chaleur convectif $h_{imp}(r)$ est imposée dans le modèle direct. Sa résolution permet de déterminer l'évolution temporelle de la température pour chaque position radiale. Dans un premier temps, ces données sont perturbées par un bruit aléatoire gaussien afin de simuler les mesures de la température de l'ailette. Ces mesures simulées sont ensuite injectées dans notre algorithme d'inversion afin de vérifier sa capacité à retrouver la distribution radiale du coefficient de transfert de chaleur. L'efficacité de la méthode inverse est évaluée par comparaison des coefficients de transfert convectif exacts (imposés) et estimés (calculés) [61].

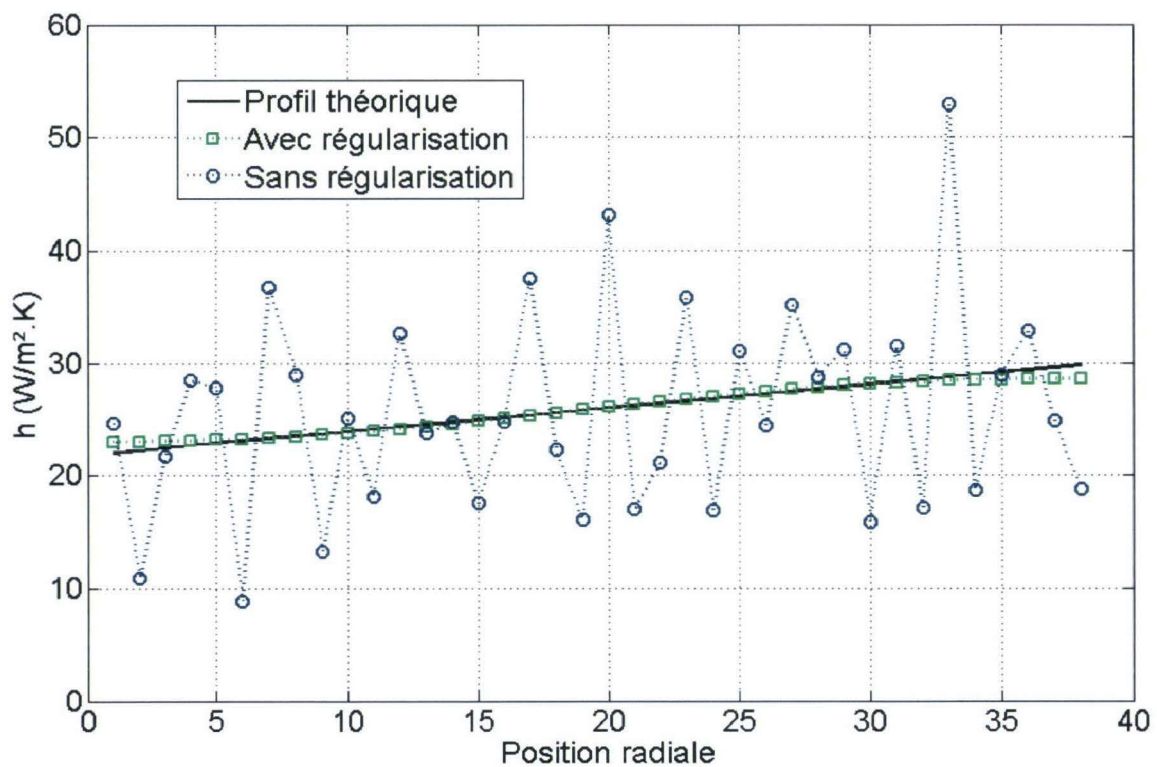


FIGURE 4.4 – Influence de la régularisation sur l'identification du coefficient de transfert de chaleur convectif

La figure 4.4 présente les résultats, obtenus à partir des températures perturbées par un bruit d'écart-type $\sigma = 0,1$, avec et sans régularisation. En comparant ces résultats, nous pouvons conclure que l'ajout du terme de régularisation S_1 à la méthode de spécification de fonction F nous permet de retrouver le profil théorique de la distribution radiale du coefficient de transfert de chaleur convectif malgré le bruit de mesure avec un écart moyen de l'ordre de 1,5% alors que pour $S_1 = 0$, les erreurs entre les profils calculé et théorique peuvent dépasser les 100%. Nous pouvons également préciser que

l'identification par régularisation entraîne des écarts entre le profil théorique et calculé plus importants sur les bords du domaine, dus à l'influence des conditions limites, qui restent cependant inférieurs à 5%.

Nous avons pu constater dans le paragraphe précédent que la méthode de régularisation spatio-temporelle est efficace pour l'identification du coefficient d'échange convectif malgré le bruit de mesure. Cependant, il est à noter que le coefficient de régularisation α_1 a une influence primordiale sur la détermination du profil radial du coefficient d'échange convectif $h(r)$ et dépend fortement du bruit contenu dans les mesures de la température. Il est donc important de chercher à optimiser ce coefficient de régularisation α_1 . Pour cela, l'une des méthodes préconisées dans la littérature est la méthode dite de « conditionnement de matrice »[61]. Ainsi pour notre problème, le paramètre α_1 optimal peut être déterminé à partir du conditionnement de la matrice Y (définie dans les équations 4.31 et 4.32), noté $\text{cond}[Y]$ et appelé nombre de conditionnement (« condition number »). La figure 4.5 présente l'évolution de $\text{cond}[Y]$ en fonction de α_1 .

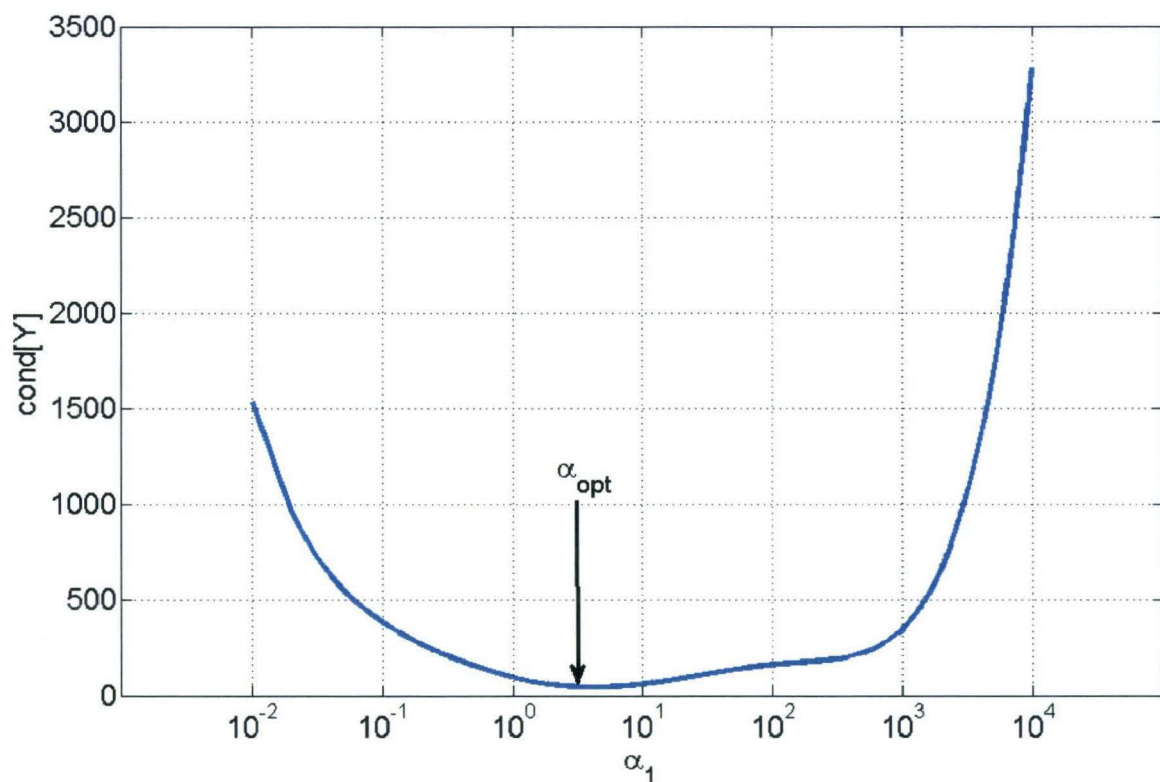


FIGURE 4.5 – Détermination de α_{opt} par la méthode de conditionnement de matrice

La courbe obtenue est de forme parabolique. En effet, pour des valeurs très faibles de α_1 , le système est instable et le nombre de conditionnement élevé. Le paramètre

de régularisation n'est pas suffisant pour réguler le profil radial du coefficient $h(r)$, la solution obtenue est alors dominée par les erreurs engendrées par le bruit de mesure. Lorsque α_1 augmente, la matrice Y devient de mieux en mieux conditionnée. Les fluctuations de la solution, dues au bruit, diminuent avec le nombre de conditionnement. Ainsi, pour des valeurs intermédiaires du paramètre α_1 , on obtient le meilleur compromis entre le respect de la physique du phénomène et le biais engendré par le terme de régularisation. Lorsque le coefficient α_1 augmente à nouveau, la matrice Y devient mal-posée et le nombre de conditionnement augmente. En effet, le terme de régularisation devient totalement prédominant devant les informations physiques et la solution est alors écrasée.

Au final, le paramètre de régularisation optimal α_{opt} est obtenu pour la valeur minimale de $\text{cond}[Y]$. De plus, il dépend du bruit de mesure, du nombre de noeuds spatiaux, du pas de temps... Il faudra donc penser à déterminer la valeur de α_{opt} dès lors que l'on fait varier l'un ou l'autre de ces paramètres.

4.4 Incertitudes

L'incertitude de résultats expérimentaux est l'un des paramètres essentiels pour une bonne interprétation de ces résultats. Pour notre étude, le calcul de l'incertitude associée au coefficient de transfert convectif nécessite d'évaluer l'influence des incertitudes de mesures sur ce coefficient de transfert. L'identification de la distribution radiale du coefficient d'échange convectif $h(r)$ dépend des paramètres λ_{al} , C_{pal} , ρ_{al} , T_{ail} , T_{∞} et φ_{rad} , en plus des conditions limites et initiales. Cependant, nous ne disposons pas d'une expression de $h(r)$ qui serait une fonction de tous ces paramètres. C'est pourquoi nous utilisons la méthode de perturbation séquentielle décrite par Moffat [65] afin de déterminer les erreurs engendrées par la variation des différents paramètres d'entrée, due aux incertitudes. Puisque ces variations ne dépendent pas de la position radiale, nous considérons une incertitude globale du coefficient de transfert convectif moyen, calculée à partir de la somme des écarts quadratiques engendrés par ces variations. Si $h(r)$ dépend de n paramètres x_i avec une incertitude associée dx_i , l'équation suivante peut être utilisée :

$$\frac{\Delta \bar{h}}{\bar{h}} = \left[\frac{1}{\bar{h}^2} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial x_i} \cdot dx_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.40)$$

Afin d'illustrer cette méthode, nous présentons les résultats obtenus pour le cas

particulier du cylindre équipé de cinq ailettes ($u' = 0,69$) de hauteur $H' = 1,03$ avec un nombre de Reynolds rotationnel $Re_\omega = 12900$. Les perturbations engendrées par la variation de chaque paramètre d'entrée sont déterminées à partir de notre programme MATLAB et présentées dans le tableau 4.1 (annexe F).

x_i	ρ_{al}	C_{pal}	λ_{al}	T_∞	φ_{rad}	$T_{ail}(r_i, t)$	$T_{ail}(r_e, t)$	$T_{ail}(r, t = 0)$
dx_i	20	20	30	0,7	23	1	1	1
$\frac{\partial h_r}{\partial x_i} \cdot dx_i$	0,0087	0,024	0,011	0,0091	0,0085	0,123	0,161	0

TABLE 4.1 – Evaluation de l'incertitude de \bar{h}

Au final, à partir de ces données numériques et de l'équation 4.40, nous obtenons pour ce cas une incertitude de $\Delta\bar{h}/\bar{h} = 0,205$.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Résultats expérimentaux

La première partie de ce chapitre est consacrée aux résultats expérimentaux thermiques obtenus à partir d'essais réalisés pour différentes conditions d'écoulement et pour différentes géométries. Ces résultats s'expriment sous la forme de coefficients de transferts convectifs et de nombres de Nusselt locaux et moyens, représentatifs des phénomènes thermiques réels. D'une part, l'analyse locale permet d'identifier les zones de faibles et forts transferts de chaleur à la surface d'une ailette, et d'autre part l'analyse moyenne permet d'étudier l'influence des nombres de Reynolds rotationnel Re_ω , de courant d'air Re_U et des paramètres géométriques sur le nombre de Nusselt moyen \overline{Nu} . Les résultats présentés permettent ainsi 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. Enfin, une optimisation de la géométrie du système aileté est effectuée afin de déterminer l'espacement inter-ailerres qui maximise les transferts de chaleur convectifs.

La seconde partie de ce chapitre présente les champs de vitesse obtenus par PIV à la surface de l'ailette centrale du cylindre aileté pour différentes géométries et vitesses de rotation/courant d'air (Re_ω, Re_U). Ces premiers résultats permettent d'une part de justifier nos résultats thermiques par les structures de l'écoulement ainsi visualisées, et d'autre part d'introduire les perspectives de travail envisagées pour compléter ces travaux de thèse.

5.1 Analyse thermique

Les essais ont été réalisés pour des nombres de Reynolds rotationnels variant de $0 < Re_\omega < 17200$ et de courant d'air allant de $0 < Re_U < 39600$. Les espacements inter-

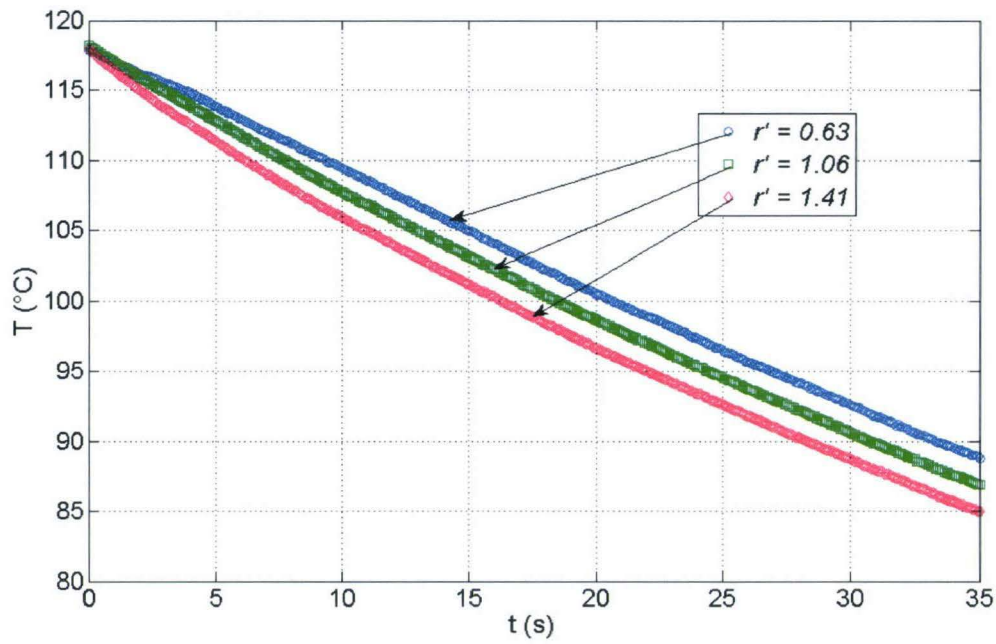


FIGURE 5.1 – Evolution temporelle de la température de l'ailette pour différentes positions radiales ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_{\omega} = 12900$)

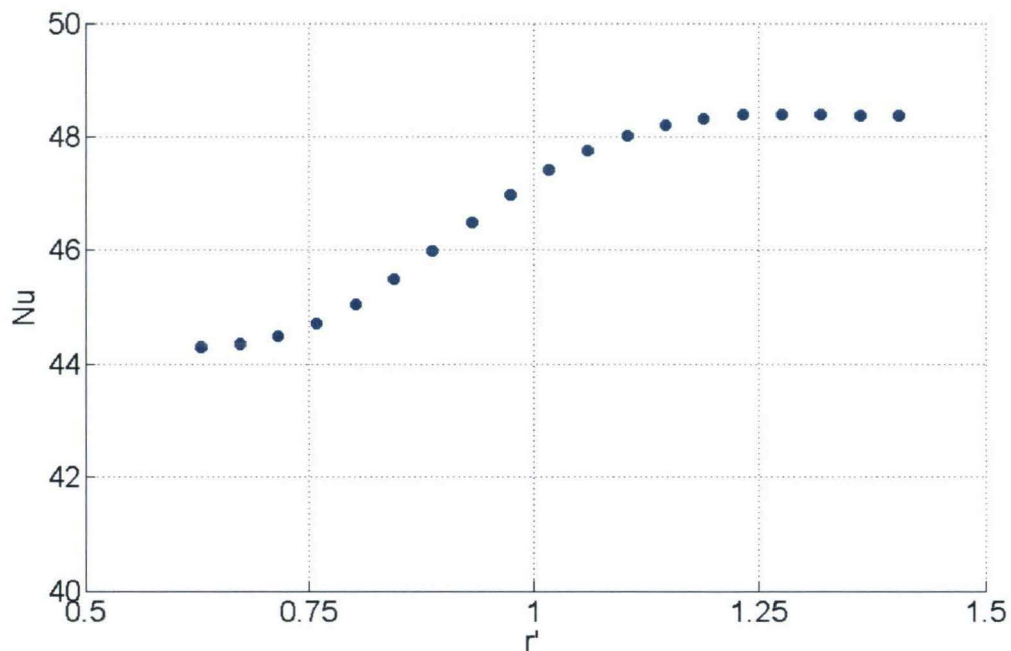


FIGURE 5.2 – Distribution locale du nombre de Nusselt ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_{\omega} = 12900$)

ailettes étudiés varient de 6 à 40 mm ($0,10 < u' < 0,69$), le cas de l'ailette seule étant également traité ($u' = \infty$). Trois hauteurs différentes ont également été étudiées dans le cas d'un cylindre aileté muni de cinq ailettes en rotation seule : $0,69 < H' < 1,38$. Pour tous les autres cas, vu le nombre importants d'essais, la hauteur des ailettes a été fixée à $H' = 1,03$.

La figure 5.1 présente un exemple de l'évolution temporelle de la température de l'ailette mesurée, par thermographie infrarouge, durant la phase de refroidissement, pour différentes positions radiales. La méthode d'identification décrite dans le chapitre 4 permet d'obtenir les nombres de Nusselt locaux correspondant aux profils de température de la figure 5.1. Sur la figure 5.2, on vérifie alors que le transfert convectif est plus important sur l'extérieur de l'ailette, ce qui traduit bien les évolutions de température observées.

A partir des distributions radiales du coefficient d'échange convectif $h(r)$ obtenues pour huit positions angulaires θ (figure 5.3), une cartographie simplifiée des échanges convectifs à la surface de l'ailette est proposée, pour $36,5 \text{ mm} < r < 81,5 \text{ mm}$, en interpolant nos données selon θ (figure 5.4). Il faut garder à l'esprit que les images présentées dans la suite de ce chapitre ne sont pas représentatives des variations réelles suivant θ du coefficient d'échange convectif à cause de cette interpolation entre les huit positions angulaires traitées. Cependant, elles permettent de faciliter l'interprétation de nos résultats et l'identification des zones de forts et faibles transferts de chaleur convectifs à la surface de l'ailette.

5.1.1 Cas du disque

La première partie de l'analyse thermique concerne les résultats obtenus pour le cas du disque seul monté sur un arbre, correspondant à $u' = \infty$, $H' = 1,03$ et $e' = 0,03$ (figure 5.5). Les nombres de Reynolds rotationnels étudiés varient de 0 à 17200, et les nombres de Reynolds de courant d'air de 0 à 39600. Les coefficients d'échange convectif locaux sont comparés aux résultats présentés dans notre analyse bibliographique (chapitre 2), afin de valider notre méthode expérimentale. De plus, l'étude des variations du nombre de Nusselt moyen \overline{Nu} en fonction des nombres de Reynolds de rotation Re_ω et de courant d'air Re_U , permet de déterminer des corrélations à partir desquelles les zones d'influence de la rotation et du courant d'air sont identifiées.

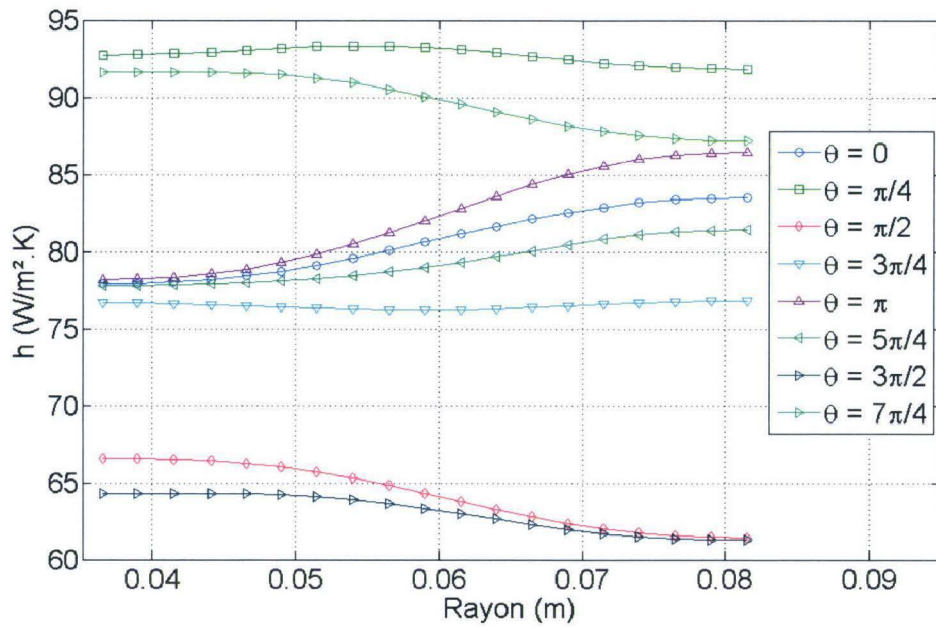


FIGURE 5.3 – Distributions radiales du coefficient d'échange convectif pour 8 positions angulaires ($H' = 1,03$; $u' = \infty$; $Re_U = 33950$)

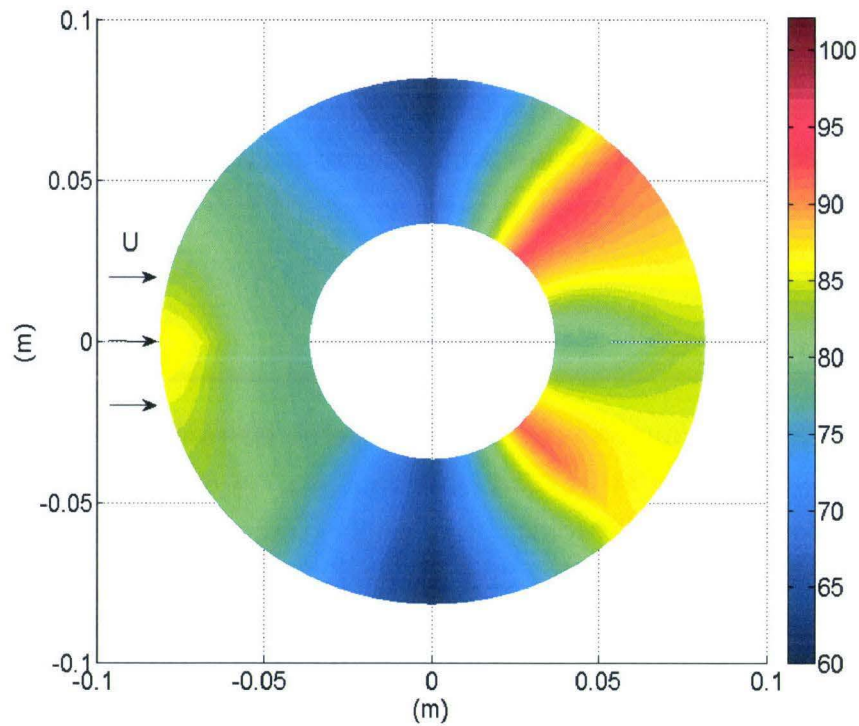


FIGURE 5.4 – Représentation des profils de la figure 5.3

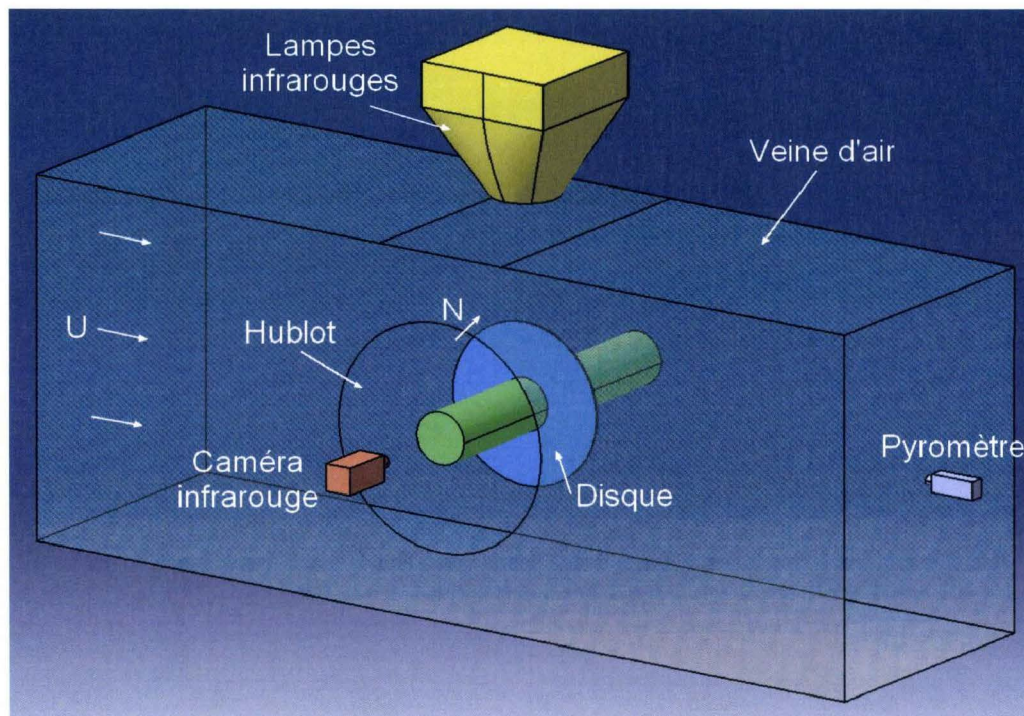


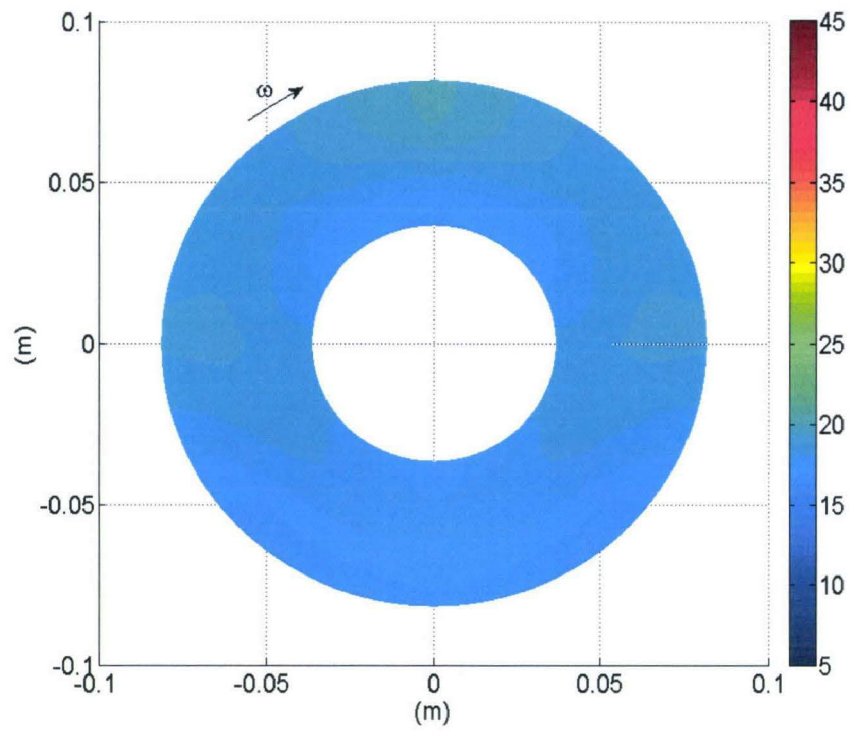
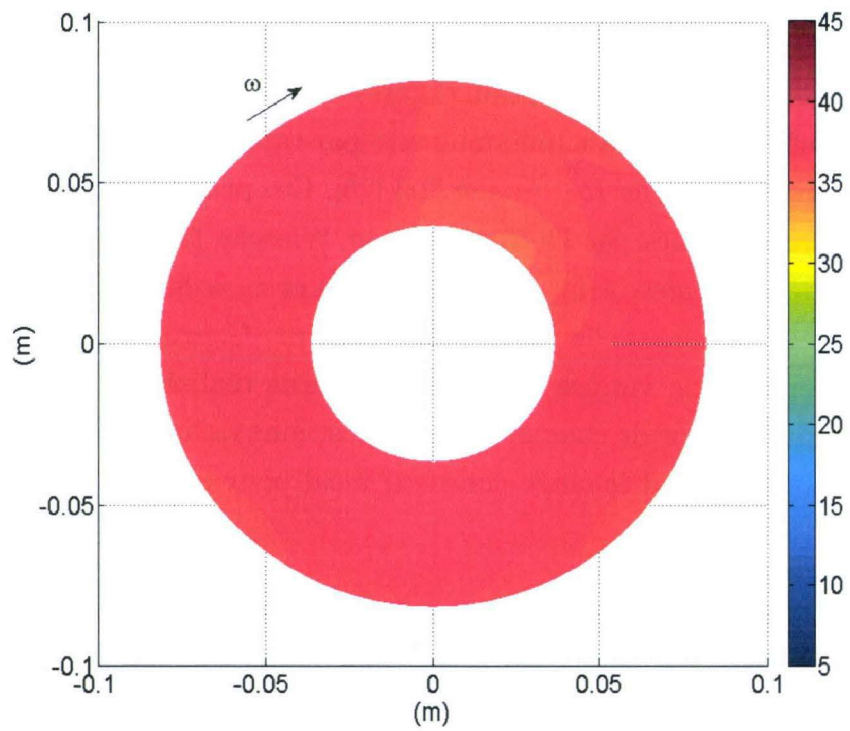
FIGURE 5.5 – Disque en rotation et soumis à un courant d'air

5.1.1.1 Disque en rotation

Pour le cas d'un disque tournant dans l'air ambiant, les échanges convectifs locaux, identifiés pour $2150 < Re_\omega < 17200$, sont uniformes sur la totalité de la surface du disque, quelle que soit la vitesse de rotation (figures 5.6.a et 5.6.b). En effet, la convection engendrée par les effets rotatifs est prédominante par rapport à la convection naturelle, pour le domaine de variation de Re_ω étudié [23] [26]. Ces premières observations correspondent aux résultats publiés par Dorfman [16] et Wiesche [20] (figure 2.16). De plus, nos conditions expérimentales, $2150 < Re_\omega < 17200$ et $r_e = 89$ mm, correspondent au domaine d'écoulement laminaire du disque seul décrit par Gregory et al. [12] et Dorfman [16]. Ces premiers résultats, vérifiés pour tous les essais réalisés à $Re_U = 0$ et $u' = \infty$ (annexe G), nous permettent de conclure que les positions radiale et angulaire n'influent quasiment pas le coefficient d'échange convectif local pour un disque en rotation dans de l'air.

Remarque : la couche limite développée autour du cylindre n'apparaît pas sur les figures 5.7.a et 5.7.b car l'image infrarouge ne permet pas d'approcher à une distance inférieure à 7,5 mm autour du cylindre.

D'après les équations 4.37 à 4.39, le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}_{U=0, u'=\infty}$ est dé-

(a) $Re_\omega = 4300$ and $Re_U = 0$ (b) $Re_\omega = 17200$ and $Re_U = 0$ FIGURE 5.6 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant

terminé pour chaque essai. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 5.7 en fonction du nombre de Reynolds rotationnel Re_ω . Une corrélation reliant le nombre de Nusselt moyen, déterminé expérimentalement pour tous nos essais, au nombre de Reynolds rotationnel est alors proposée :

$$\overline{Nu}_{U=0, u'=\infty} = 0,556 \cdot Re_\omega^{0,5} \quad (5.1)$$

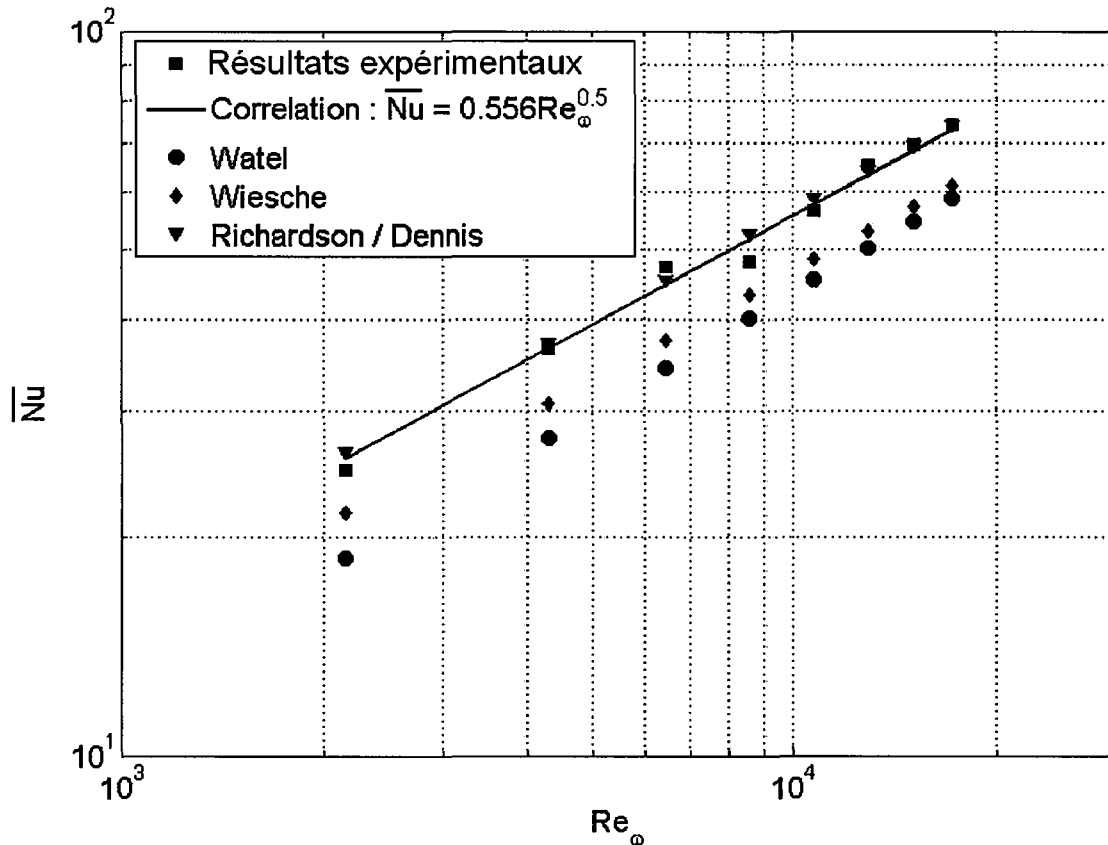


FIGURE 5.7 – $\overline{Nu}_{U=0, u'=\infty}$ en fonction de Re_ω pour un disque en rotation dans l'air ambiant

Nos résultats expérimentaux sont ensuite comparés à ceux de notre étude bibliographique (chapitre 2). Ainsi, les données expérimentales obtenues par Watel [23], correspondant à un disque en aluminium de hauteur $H' = 0,36$ et d'épaisseur $e' = 0,017$ monté sur un cylindre de diamètre $D_i = 58$ mm, sont également représentés sur la figure 5.7. On constate que nos résultats sont majorés par rapport aux siens. Cette différence moyenne d'environ 22,5% peut s'expliquer par la non-prise en compte des flux conductifs dans le modèle de Watel. En effet, dans son étude, pour laquelle le disque est supposé thermiquement mince, Watel considère que les échanges conductifs entre le disque et l'arbre sont nuls. Au début du refroidissement, le disque et le cylindre sont en effet à

l'équilibre thermique ($T_{disque} = T_{cyl}$). Cependant, le disque refroidît plus rapidement que le cylindre, dont l'inertie thermique est beaucoup plus importante. De ce fait, lorsque la température du cylindre devient plus importante que celle du disque, un flux conductif apparaît à la base du disque. De plus, pour des matériaux à forte conductivité thermique, négliger les effets conductifs entraîne d'importantes erreurs sur la détermination du coefficient de transfert convectif [55].

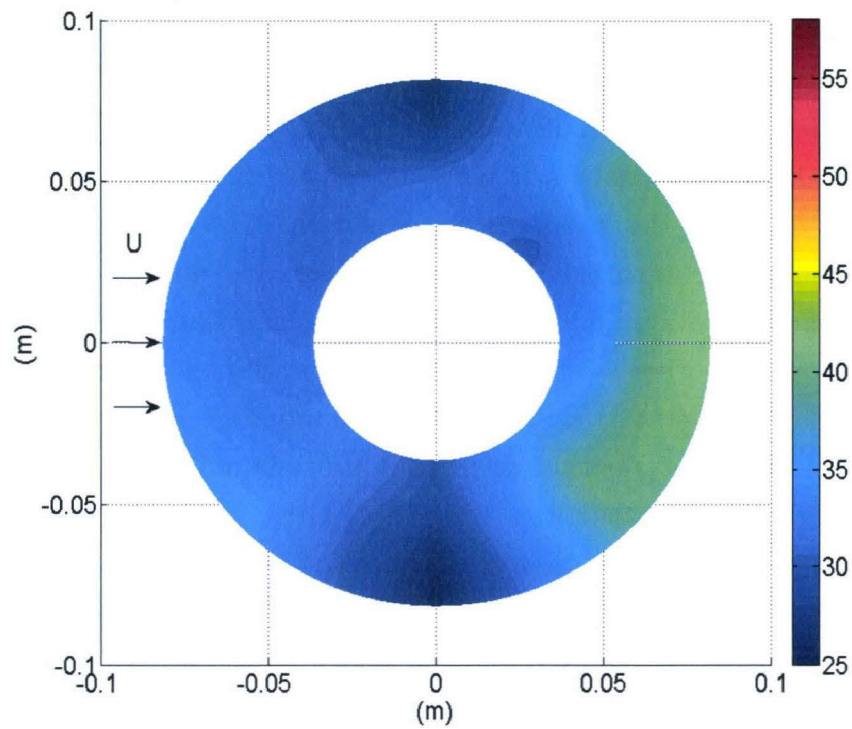
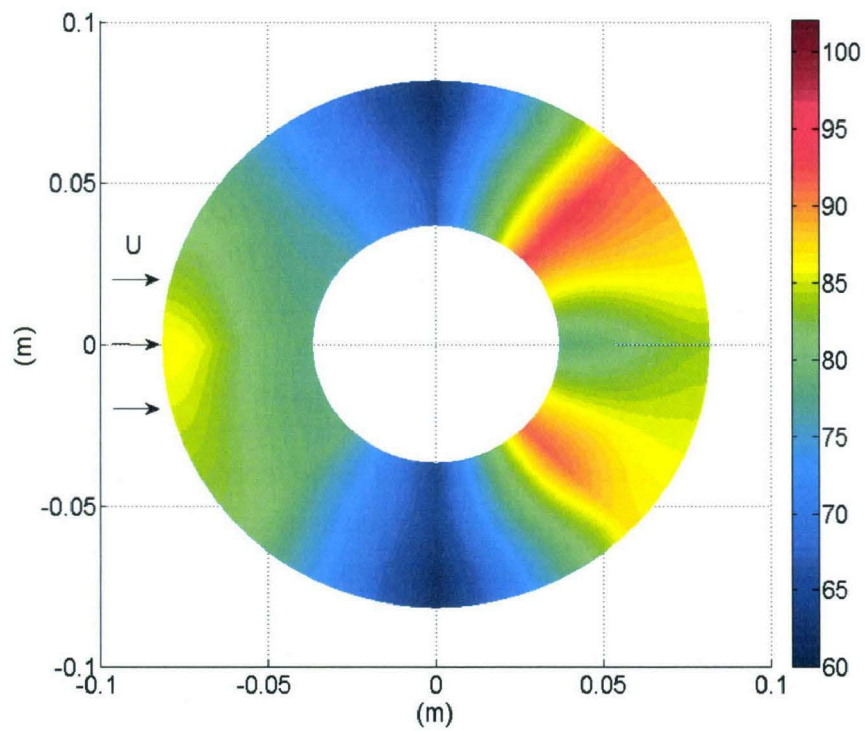
Les résultats obtenus par les corrélations de Richardson et al. [17] et Dennis et al. [21], également représentés sur la figure 5.7, concordent bien avec nos valeurs expérimentales à $\pm 1,6$ %. En prenant en compte les incertitudes sur le nombre de Nusselt déterminées dans la section 4.4, nous pouvons conclure que la présence du cylindre pour notre configuration ($H' = 1,03$) a une influence négligeable sur les échanges convectifs moyens comparé au cas du disque classique. Cependant, nos résultats sont majorés d'environ 16% par rapport aux nombres de Nusselt déterminés par l'étude numérique de Wiesche [20].

5.1.1.2 Disque fixe soumis à un courant d'air

Pour le cas d'un disque fixe monté sur un arbre et soumis à un courant d'air, une symétrie des transferts convectifs par rapport à l'axe horizontal est observée (figures 5.8.a et 5.8.b). En amont du cylindre, la zone de forts transferts convectifs se situe sur le bord d'attaque du disque, correspondant au développement de la couche limite, alors que les zones de faibles transferts se trouvent au niveau de l'angle $\theta \sim 0^\circ$ proche du cylindre et dans les secteurs angulaires délimités par $80^\circ < \theta < 100^\circ$ et $-100^\circ < \theta < -80^\circ$. Ces zones de faibles transferts de chaleur sont reliées d'une part à l'augmentation de l'épaisseur de couche limite jusqu'au point d'arrêt $\theta = 0^\circ$, et d'autre part à la séparation de la couche limite pour des positions angulaires avoisinant les $\pm 90^\circ$. En effet, dans ces deux cas, l'écoulement d'air est retardé par les gradients de pression [47] [48].

Remarque : la résolution spatiale des images infrarouges obtenus avec la caméra n'est pas suffisante pour détecter les effets ponctuels des tourbillons en fer-à-cheval sur les coefficients d'échange locaux. D'après la bibliographie, il existe une zone de plus forts transferts en amont du cylindre correspondant à la naissance des tourbillons en fer-à-cheval. La position minimale accessible à notre mesure $r = 36,5$ mm est vraisemblablement trop éloignée de l'arbre pour visualiser cette zone.

En aval du cylindre, deux zones d'importants transferts de chaleur sont identifiées pour des positions angulaires comprises entre $130^\circ < \theta < 150^\circ$ et $-150^\circ < \theta < -130^\circ$,

(a) $Re_w = 0$ and $Re_U = 11350$ (b) $Re_w = 0$ and $Re_U = 33950$ FIGURE 5.8 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air

correspondant aux « jambes » des structures tourbillonnaires en fer-à-cheval, caractéristiques de l'écoulement autour d'un cylindre aileté (section 2.3.2). Une zone de plus faibles transferts de chaleur convectifs est identifiée proche du cylindre, entre ces deux positions angulaires, correspondant à la zone de faible recirculation d'air due à la présence du cylindre. A partir des résultats obtenus pour $5700 < Re_U < 39600$ (annexe G), on constate que cette zone est d'autant plus étendue que la vitesse du courant d'air est faible (figures 5.8.a et 5.8.b). En effet, la génération de nouveaux systèmes tourbillonnaires pour les vitesses du courant d'air importantes augmente la surface du disque soumise à des transferts de chaleur convectifs intensifs. De plus, pour les vitesses du courant d'air élevées, la transition de couche limite laminaire en couche limite turbulente vient déstabiliser les structures tourbillonnaires, générant une zone de sillage fortement turbulente qui entraîne un accroissement conséquent du transfert de chaleur convectif. Ainsi, à partir de l'analyse locale du disque fixe soumis à un courant d'air, nous pouvons conclure que :

- le coefficient de transfert convectif local déterminé à partir de notre méthode d'identification est non uniforme et dépend fortement des positions radiale et angulaire,
- nos résultats thermiques (annexe G) concordent bien avec les observations de l'écoulement décrites dans l'étude bibliographique (section 2.3.2).

La valeur moyenne du coefficient de transfert convectif sur un disque fixe soumis à un courant d'air a été calculée à partir de ses variations locales (équations 4.37 à 4.39). Ainsi, l'évolution du nombre de Nusselt moyen correspondant $\overline{Nu}_{u_w=0, u'=\infty}$ en fonction du nombre de Reynolds de courant d'air Re_U est représentée sur la figure 5.9. Les résultats obtenus pour toutes les vitesses du courant d'air ($Pr = 0,7$) sont corrélées par la relation suivante :

$$\overline{Nu}_{u_w=0, u'=\infty} = 0,036 \cdot Re_U^{0,8} \quad (5.2)$$

Sur la figure 5.9, les résultats de Wiesche et Dennis correspondent à un disque plan alors que nos résultats et ceux de Watel sont relatifs à un disque monté sur un arbre. La corrélation de Watel [23], représentée sur la figure 5.9, provient de résultats d'essais sur un disque de hauteur $H = 21$ mm monté sur un cylindre de diamètre $D_i = 58$ mm, réalisés avec des faibles vitesses de rotation et d'importantes vitesses de courant d'air, correspondant au domaine où les transferts de chaleur convectifs sont supposés exclusivement gouvernés par le courant d'air d'après Watel [23]. Cependant, pour $Re_U < 22650$, les valeurs supérieures aux nôtres obtenues par Watel sont vraisemblablement

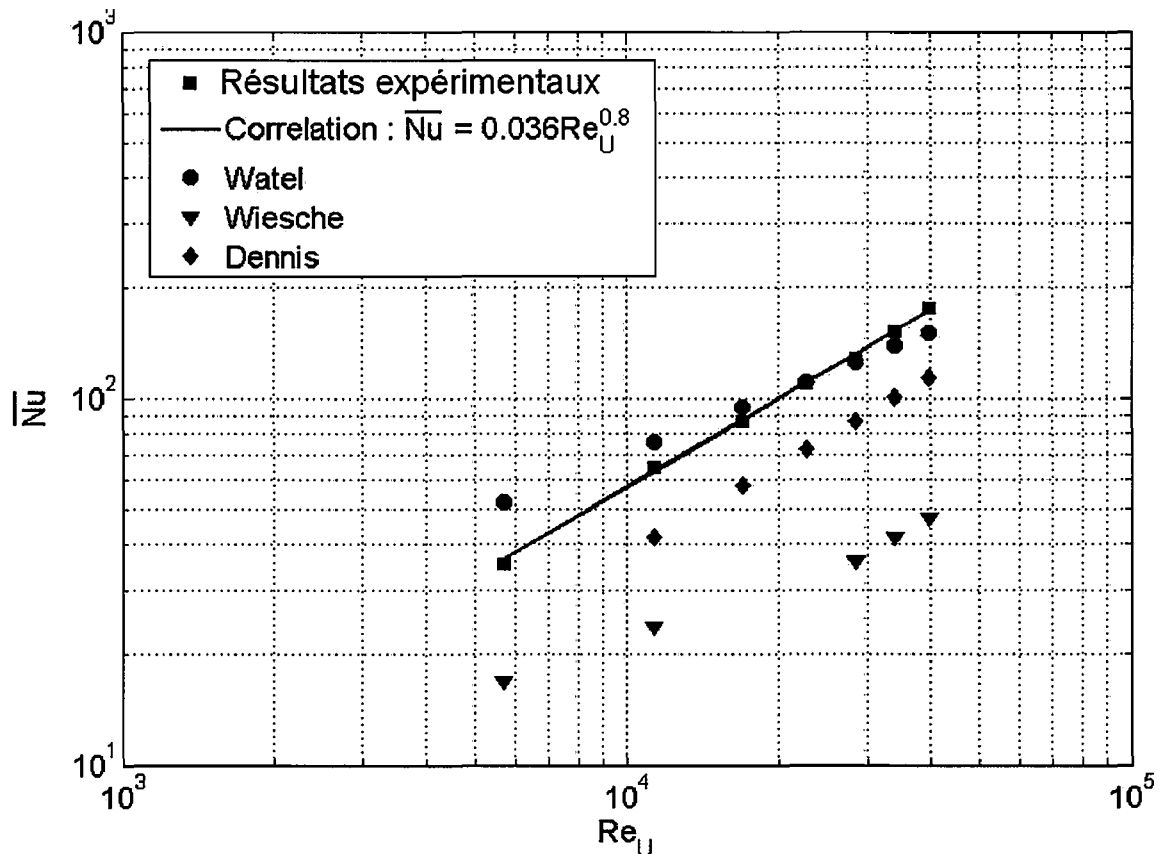


FIGURE 5.9 – $\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ en fonction de Re_U pour un disque fixe soumis à un courant d'air

dues à l'influence croissante des effets rotatifs lorsque la vitesse de courant d'air décroît. Inversement, pour $Re_U > 22650$, ses résultats sont inférieurs aux nôtres. La vitesse de rotation devient alors négligeable par rapport à celle du courant d'air. De plus, d'après notre analyse locale, nous avons mis en évidence :

- une zone de faibles transferts de chaleur convectifs en aval du cylindre pour des positions radiales proches du cylindre,
- un accroissement de la zone de forts transferts de chaleur convectifs sur la partie arrière du disque avec l'augmentation de la vitesse du courant d'air (figures 5.8.a et 5.8.b).

Ainsi, pour un disque de hauteur 21 mm, correspondant à l'étude de Watel, la zone de transferts de chaleur élevés est moins étendue par rapport au cas d'un disque de hauteur 60 mm, correspondant à notre étude. Au final, les échanges convectifs moyens semblent augmenter avec la hauteur du disque pour le cas d'un disque fixe soumis à un courant d'air.

Les résultats de Wiesche [20] et Dennis et al. [21] représentés sur la figure 5.9 correspondent au cas classique du disque fixe soumis à un courant d'air. La différence importante observée entre leurs résultats et les nôtres peut s'expliquer par les zones d'importants échanges convectifs sur la partie arrière du disque dues à la présence du cylindre pour notre étude (figures 5.8). En effet, dans le cas classique du disque, présenté sur la figure 2.16, les variations locales du coefficient de transfert convectif sont exclusivement dues au développement de la couche limite sur le bord amont du disque. Contrairement au cas de la rotation seule, dans le cas du courant d'air, la présence du cylindre génère d'importantes variations locales du coefficient de transfert de chaleur, qui tendent à augmenter les échanges convectifs moyens par rapport au cas d'un disque classique.

5.1.1.3 Disque en rotation et soumis à un courant d'air

La dernière étude appliquée au cas du disque concerne l'étude du couplage rotation/courant d'air pour $2150 < Re_\omega < 17200$ et $5700 < Re_U < 39600$. Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence du sens de la rotation sur la distribution spatiale du coefficient d'échange convectif. Les figures 5.10 et 5.11 présentent deux exemples d'évolution du rapport $\overline{Nu}_\theta/\overline{Nu}$, où \overline{Nu}_θ est déterminé à partir de l'équation 4.38, en fonction de la position angulaire θ , pour les deux sens de rotation. Le sens de rotation noté « 1 » correspond à celui présenté sur la figure 5.5, et celui noté « 2 » correspond au sens inverse. On remarque alors que la position des pics de transfert intensif s'inverse avec le sens de rotation par rapport à la position $\theta = 0^\circ$. En effet, l'influence de la rotation sur le comportement thermique du disque est identifiée symétriquement par rapport à la position $\theta = 0^\circ$, pour les sens de rotation 1 et 2. Ainsi, nous avons choisi de fixer le sens de rotation comme indiqué sur la figure 5.5 pour tous nos essais. L'analyse des résultats locaux (annexe G) nous a permis de mettre en évidence trois comportements thermiques différents du disque en fonction du couple (Re_ω, Re_U) .

Le premier concerne les essais réalisés pour des faibles vitesses de rotation et d'importantes vitesses de courant d'air. L'exemple présenté sur la figure 5.12, pour $Re_\omega = 4300$ et $Re_U = 33950$, permet d'observer une symétrie de la distribution du coefficient de transfert de chaleur convectif par rapport à l'axe horizontal, similaire à celle correspondant au cas du disque fixe soumis à un courant d'air présenté sur la figure 5.8. Cependant, les zones d'importants transferts convectifs se situent à des positions angulaires différentes. Deux d'entre elles, symétriques, apparaissent aux positions angulaires $\theta \simeq \pm 90^\circ$ alors que la dernière se situe exactement à l'arrière du cylindre pour $\theta = 180^\circ$. De plus, deux

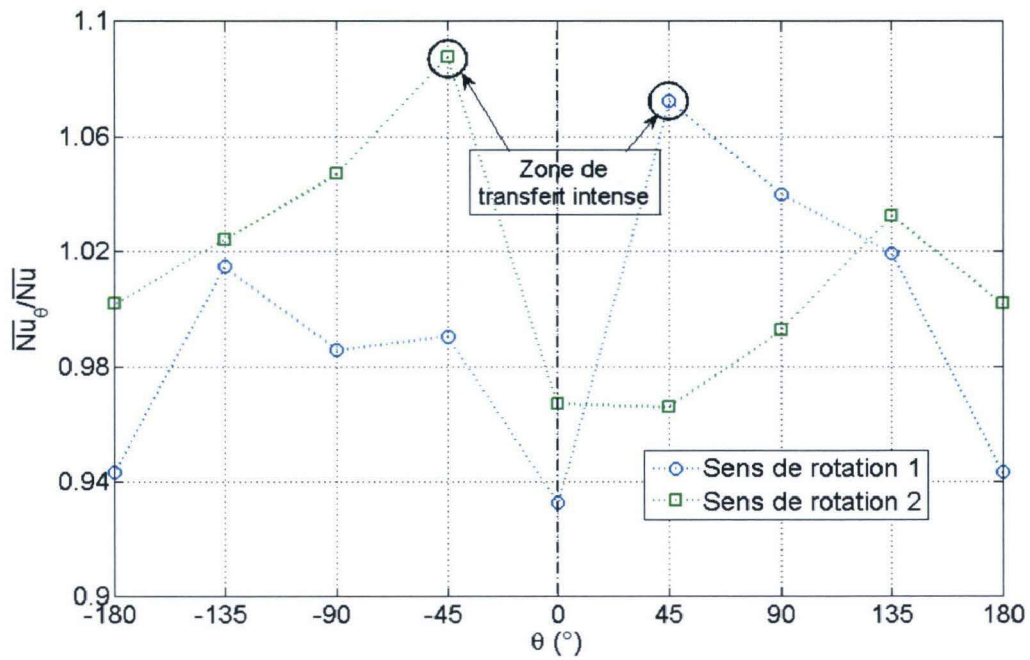


FIGURE 5.10 – Evolution de $\overline{Nu}_\theta / \overline{Nu}$ en fonction de θ pour les deux sens de rotation avec $Re_U = 39600$ et $Re_\omega = 8600$

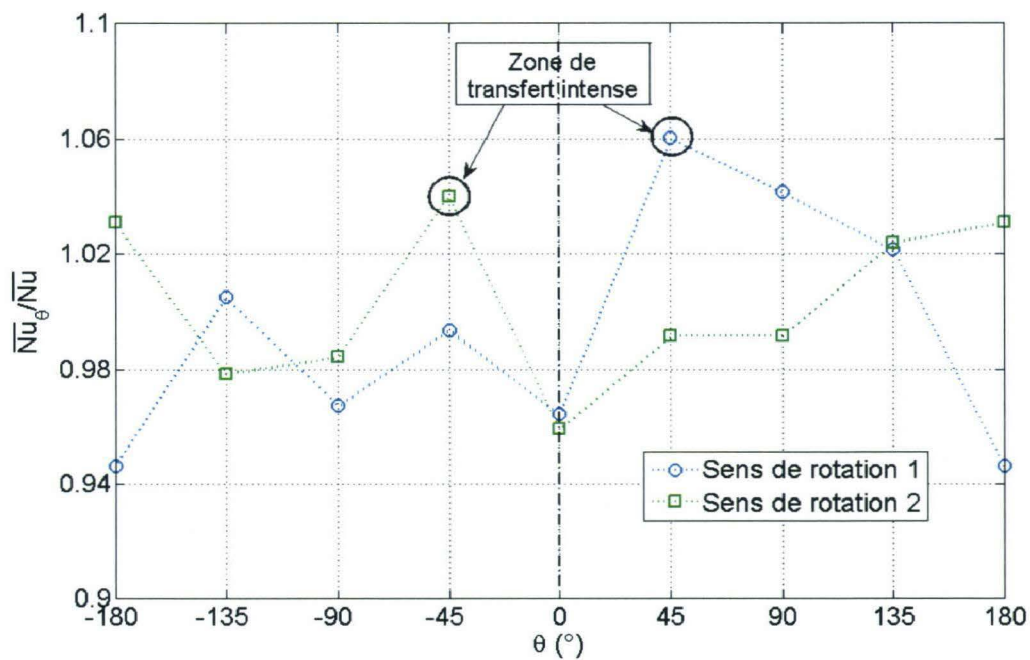


FIGURE 5.11 – Evolution de $\overline{Nu}_\theta / \overline{Nu}$ en fonction de θ pour les deux sens de rotation avec $Re_U = 39600$ et $Re_\omega = 12900$

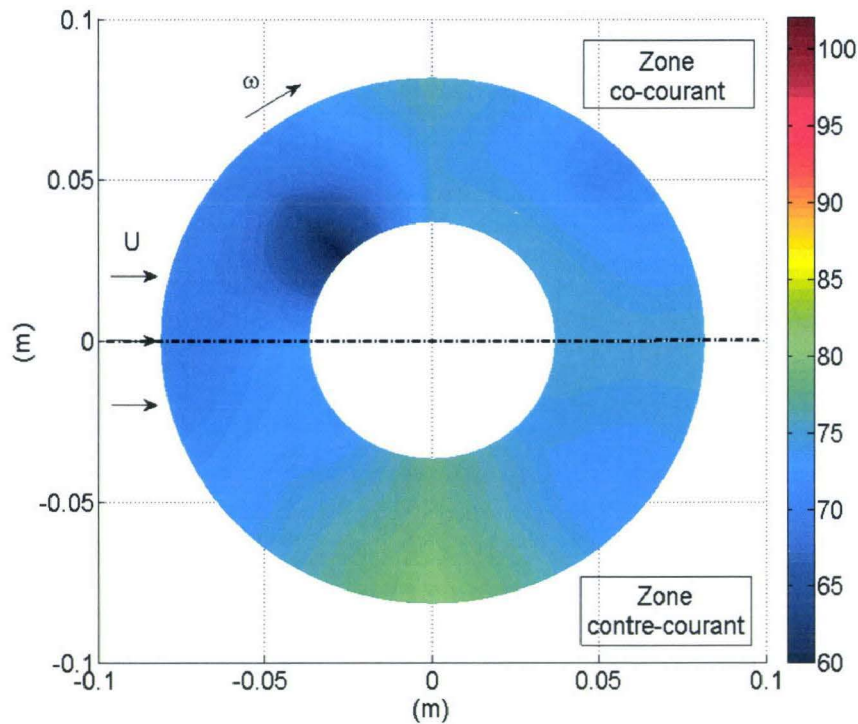


FIGURE 5.12 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 4300$ et $Re_U = 33950$

zones de plus faibles transferts sont relevées aux positions angulaires $\theta \simeq \pm 130^\circ$. La zone où transferts convectifs sont minimaux se situe à $\theta \simeq +45^\circ$ pour des positions radiales proche du cylindre. Cette zone semble correspondre au point d'arrêt du fluide dont la position s'est décalée suivant le sens de rotation. Cependant les variations du coefficient d'échange convectif observées sont plus faibles que celles présentées sur la figure 5.8. En effet, la comparaison des figures 5.8, correspondant au disque fixe soumis à un courant d'air ($Re_U = 33950$), et 5.12, correspondant au disque en rotation ($Re_\omega = 4300$) et soumis à un courant d'air ($Re_U = 33950$), nous permet d'observer :

- d'une part, une cartographie différente du coefficient de transfert convectif à la surface du disque,
- d'autre part, un coefficient d'échange convectif moyen sensiblement identique, l'accroissement du nombre de Nusselt moyen dû à la rotation étant d'environ 6% par rapport au cas du disque fixe.

En conclusion, pour des nombres de Reynolds de rotation faibles, les effets rotatifs tendent à modifier la distribution locale du coefficient d'échange convectif sans pour autant modifier sa valeur moyenne de manière significative.

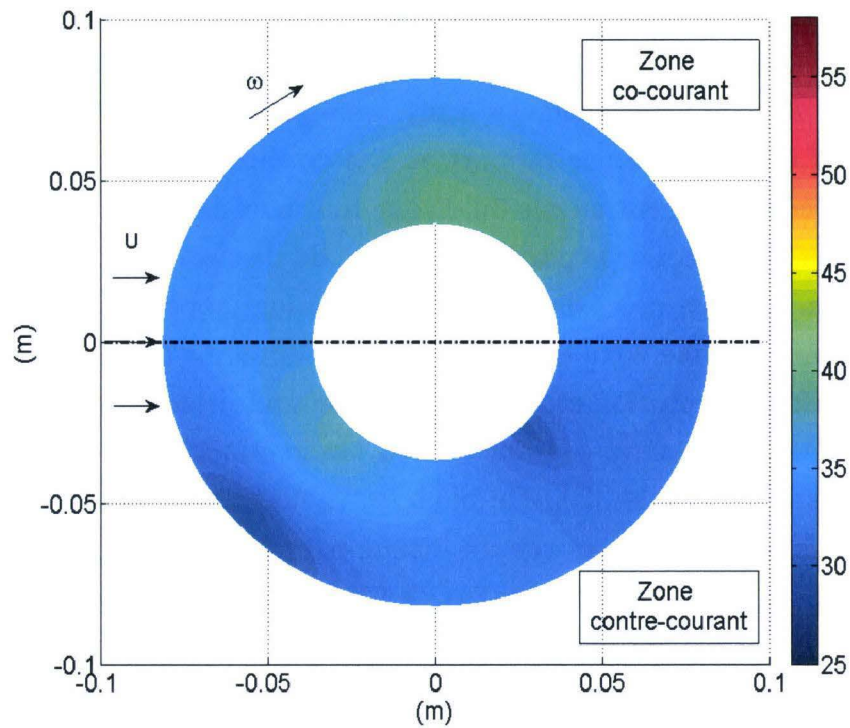


FIGURE 5.13 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_{\omega} = 4300$ et $Re_U = 11350$

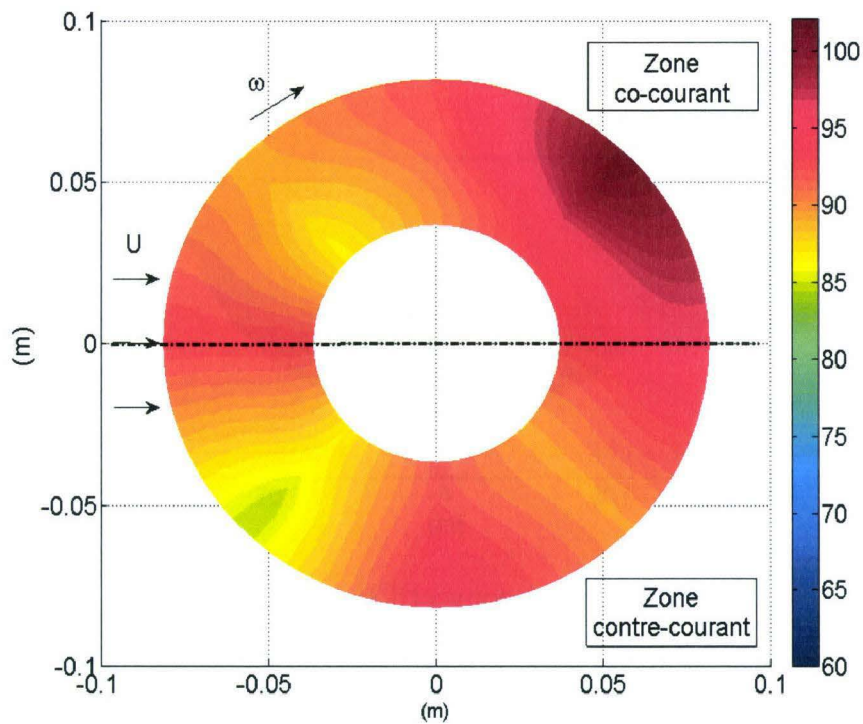


FIGURE 5.14 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_{\omega} = 17200$ et $Re_U = 33950$

Le deuxième comportement thermique est mis en évidence lorsqu'on diminue Re_U ou qu'on augmente Re_ω . Pour les couples ($Re_\omega = 4300, Re_U = 11350$) (figure 5.13) et ($Re_\omega = 17200, Re_U = 33950$) (figure 5.14), une quasi uniformité du coefficient de transfert convectif est observée par rapport au cas du disque fixe soumis à un courant d'air. Cependant, contrairement au cas du disque tournant dans l'air ambiant, une zone de fort transfert est observée sur la partie supérieure du disque où les vitesses du courant d'air et de rotation sont orientées dans la même direction, appelée « zone co-courant ». Diamétralement opposé, une zone de faible transfert apparaît sur la face inférieure du disque, où les vitesses de rotation et du courant d'air sont orientées dans des directions opposées, c'est la zone « contre-courant ». Ces observations sont en accord avec les résultats présentés par Wiesche [20]. De plus, les effets rotatifs tendent à favoriser les échanges convectifs par rapport au cas du disque fixe soumis à un courant d'air, avec une augmentation du coefficient de transfert de 9% pour ($Re_\omega = 4300, Re_U = 11350$) et de 16% pour ($Re_\omega = 17200, Re_U = 33950$).

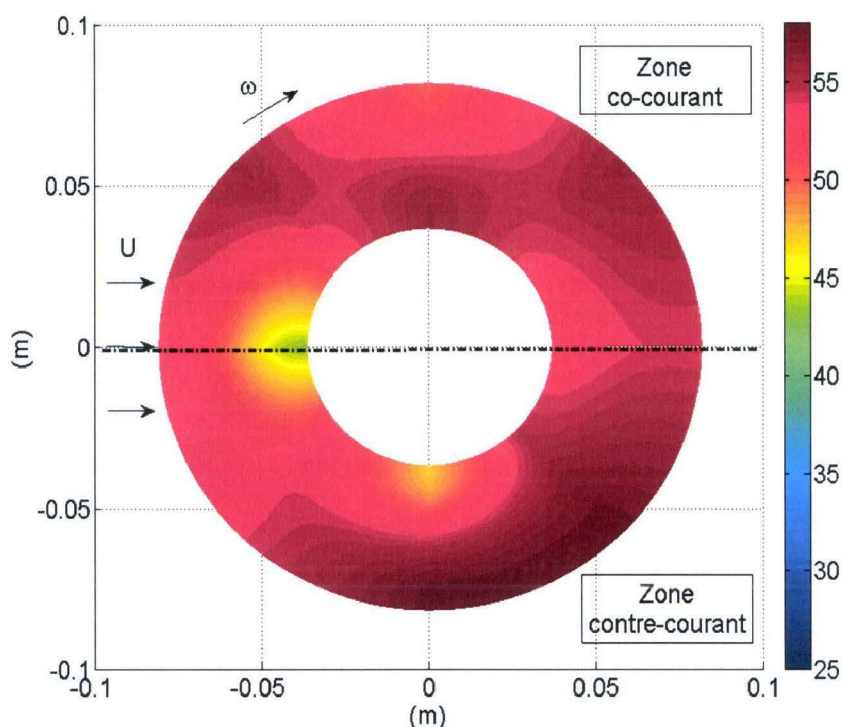


FIGURE 5.15 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$

Le troisième comportement est mis en évidence pour les fortes vitesses de rotation et les faibles vitesses de courant d'air. Pour $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$ (figure 5.15), les échanges convectifs tendent à être uniformes sur la surface du disque avec une zone de

plus faibles transferts pour $\theta = 0^\circ$. Cette zone semble être influencée par le point d'arrêt. Or celui-ci devrait se déplacer suivant la direction de la rotation, mais notre traitement pour huit positions angulaires ne nous permet pas d'identifier la position réelle de ce point d'arrêt. En conclusion, pour ce cas, la rotation influe fortement sur la distribution du coefficient convectif local, ainsi que sur sa valeur moyenne qui augmente de 67% par rapport au cas du disque fixe soumis à un courant d'air, pour $Re_U = 11350$.

A partir de l'analyse du coefficient de transfert convectif local, il apparaît que le comportement thermique du disque, ainsi que la valeur moyenne du coefficient de transfert convectif, dépendent fortement du couple (Re_ω, Re_u) . Afin d'identifier les zones d'influence de la rotation, du courant d'air et de leur couplage, nous comparons les nombres de Nusselt moyens obtenus pour chaque essai en rotation et courant d'air à ceux correspondant au disque fixe soumis à un courant d'air. Ainsi, l'évolution du rapport $(\overline{Nu}_{u'=\infty}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty})$ en fonction du rapport (Re_ω/Re_U) est étudiée, comme pour l'étude de Wiesche [20]. A partir de nos données expérimentales, représentées sur la figure 5.16, trois zones sont mises en évidence :

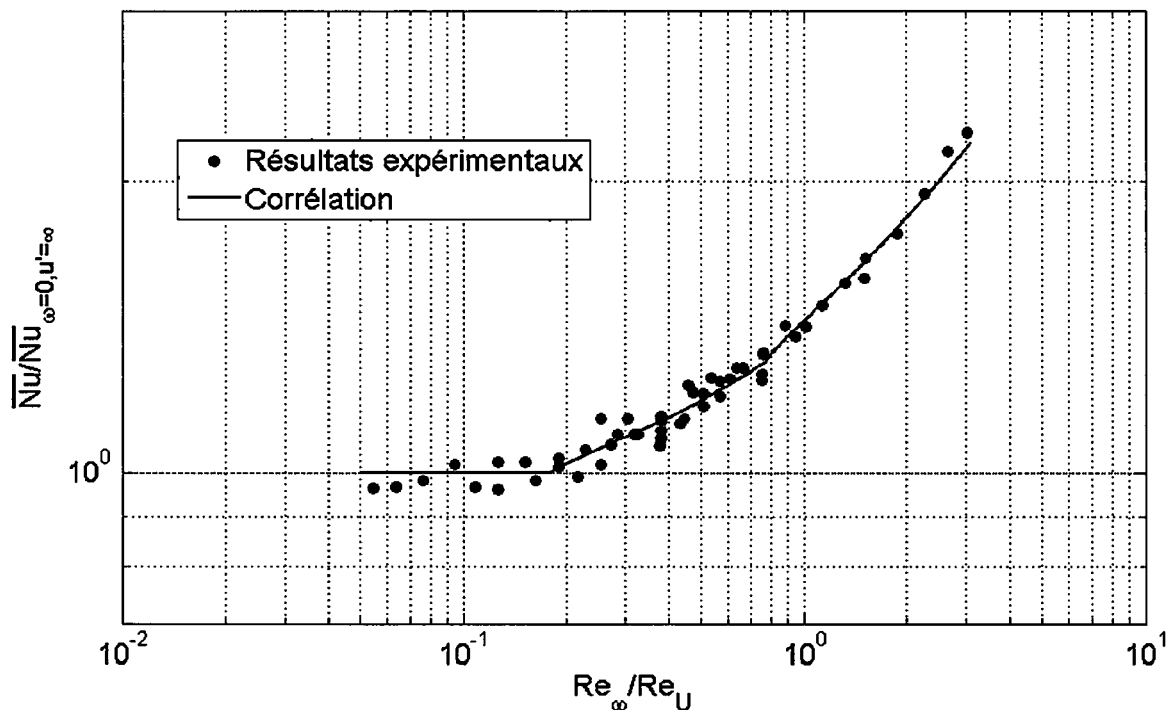


FIGURE 5.16 – Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour un disque en rotation et soumis à un courant d'air

- Pour $Re_\omega/Re_U < 0,2$, nos valeurs expérimentales oscillent autour de l'axe horizontal $\overline{Nu}_{u'=\infty}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty} = 1$, correspondant à un nombre de Nusselt moyen

indépendant de la rotation. Par conséquent, cette première zone correspond au domaine d'influence du courant d'air seul.

- Pour $0,2 < Re_\omega/Re_U < 0,8$, le nombre de Nusselt moyen est faiblement influencé par la rotation jusqu'à la valeur égale à $1,3 \cdot \overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ obtenue pour le rapport des nombres de Reynolds de $Re_\omega/Re_U = 0,8$.
- A partir de $Re_\omega/Re_U > 0,8$, l'influence de la rotation sur les transferts convectifs moyens augmente.

Au final, afin de quantifier l'accroissement des échanges convectifs engendré par la rotation, deux corrélations, similaires à l'équation 2.22, sont proposées :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_{\omega=0} \cdot \left[1 + 0,45 \cdot \left(\frac{Re_\omega}{Re_U} - 0,2 \right)^{0,77} \right] \quad (5.3)$$

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_{\omega=0} \cdot \left[1,3 + 0,45 \cdot \left(\frac{Re_\omega}{Re_U} - 0,8 \right)^{0,82} \right] \quad (5.4)$$

Il est également possible de prévoir les échanges convectifs à la surface du disque en considérant séparément Re_ω et Re_U . Ainsi, pour $Re_\omega/Re_U < 0,2$, nos résultats sont corrélés par l'équation 5.2. Pour corréliser nos résultats correspondant au domaine $Re_\omega/Re_U > 0,2$, l'équation suivante est proposée :

$$\overline{Nu} = \sqrt{(0,036 \cdot Re_U^{0,8})^2 + (0,556 \cdot Re_\omega^{0,5})^2} \quad (5.5)$$

La figure 5.17 présente les nombres de Nusselt expérimentaux et corrélés en fonction du nombre de Reynolds de rotation Re_ω variant de 2150 à 17200, pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds de courant d'air étudiées ($5700 < Re_U < 39600$). La concordance entre nos résultats expérimentaux et les relations 5.2 et 5.5 est de l'ordre de 10%.

Les plus grands écarts sont relevés pour des nombres de Reynolds de rotation importants (hormis pour $Re_U = 5700$), ce qui peut être dû à l'influence croissante de la rotation pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$ observée sur la figure 5.16. Finalement, les équations 5.3 et 5.4 nous permettent de prévoir le comportement thermique moyen d'un disque rotatif monté sur un arbre et soumis à un courant d'air en prenant en compte les effets combinés de la rotation et du courant d'air. Cependant, des corrélations simples, comme les équations 5.2 et 5.5, peuvent être utilisées pour des applications pratiques afin de déterminer les échanges convectifs autour du disque avec une précision d'environ 10%.

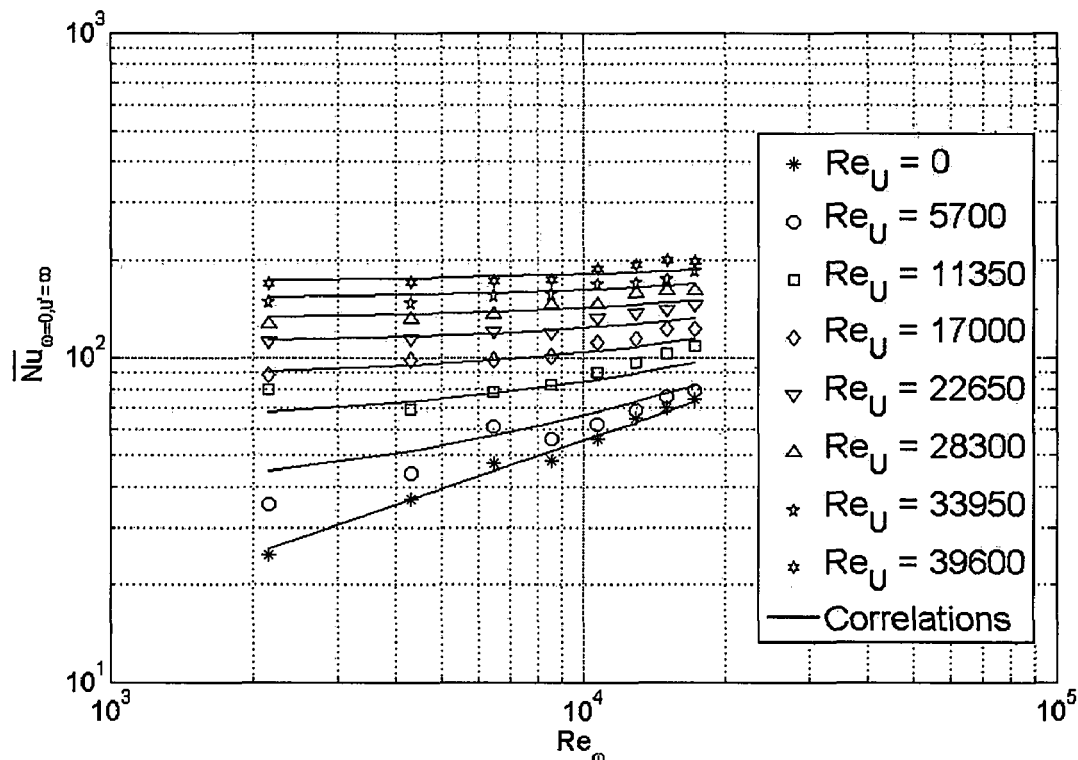


FIGURE 5.17 – Evolution du nombre de Nusselt moyen sur un disque en fonction de Re_w pour différentes valeurs de Re_U

5.1.2 Cas du cylindre muni de 5 ailettes

5.1.2.1 Cylindre aileté en rotation

Afin d'étudier l'influence des paramètres géométriques et de la vitesse de rotation sur les échanges convectifs autour du cylindre aileté (figure 5.18), différents essais ont été réalisés en modifiant l'espacement inter-ailettes u , la hauteur des ailettes H et la vitesse de rotation ω . On a ainsi considéré les espacements adimensionnels $u' = 0,69; 0,41; 0,24; 0,17; 0,10$; les hauteurs adimensionnelles $H' = 1,38; 1,03; 0,69$; et les nombres de Reynolds rotationnels $Re_\omega = 4300; 8600; 12900; 17200$.

Dans un premier temps, les évolutions temporelles des températures radiales mesurées en $\theta = 0; \pi/2; \pi; 3\pi/2$ sont analysées. On constate alors que pour les quatre positions angulaires et une même position radiale, les profils de température sont confondus. La distribution de température sur un rayon de l'ailette tend à avoir une symétrie de révolution sous l'effet de la rotation. Ceci confirme la prédominance de la convection rotationnelle sur la convection naturelle gravitationnelle (avec un nombre de Grashof $Gr = 1,39 \cdot 10^6$) pour nos variations de Re_ω considérée. On peut alors considérer qu'à chaque instant t , le profil radial de la température est identique quel que soit l'angle

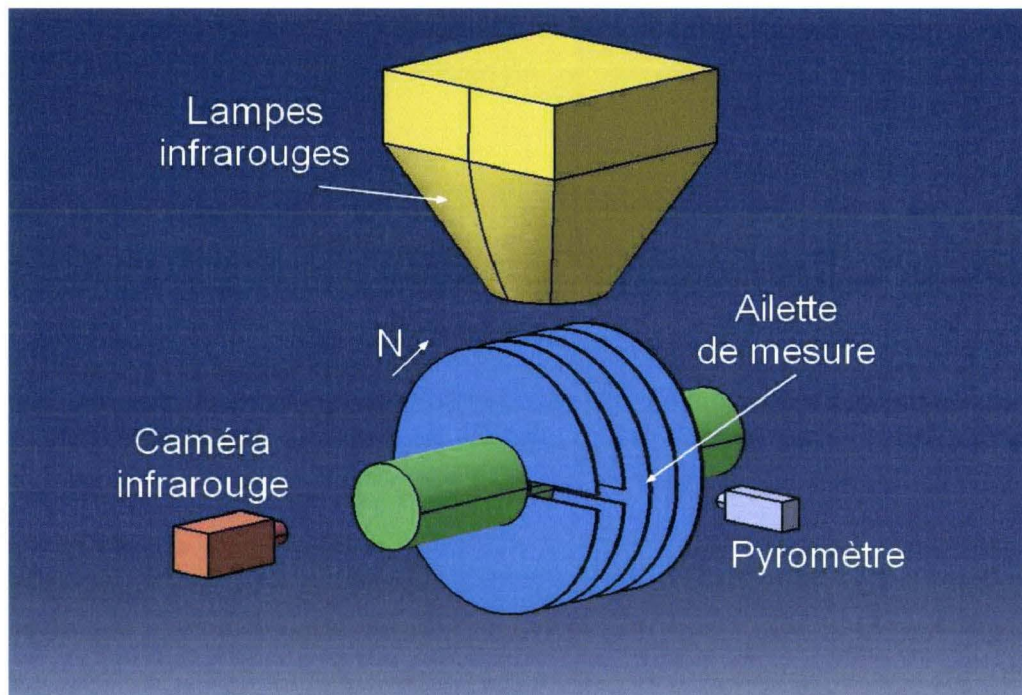


FIGURE 5.18 – Cylindre muni de cinq ailettes en rotation seule

visé de l'ailette : une seule position angulaire sera donc traitée pour chaque essai.

Les profils radiaux du nombre de Nusselt $Nu(r)$ pour les cas $u' = \infty$ (ailette seule) et $u' = 0,24$, pour les trois hauteurs d'ailette étudiées et pour $Re_\omega = 12900$ sont représentés sur la figure 5.19. On constate que pour le cas d'une ailette seule, on obtient une distribution $Nu(r)$ constante quel que soit le rayon, variant de 60,0 pour $H' = 0,69$ à 64,9 pour $H' = 1,38$. Ces résultats sont en accord avec le cas du disque seul. En effet, étant donné que nos conditions expérimentales correspondent au domaine d'écoulement laminaire du disque plan défini par $r_e \leq 1,85 \cdot 10^5 \nu_{air} / \lambda_{air}$ (section 2.2.1), la valeur que nous obtenons peut être comparée à la valeur donnée par l'équation 2.9, valable en régime d'écoulement laminaire. Cette dernière devient $Nu_{disque} = h_{disque} \cdot D_i / \lambda_{air} = 61,0$, comprise entre 60 et 64,9. Ces observations, vérifiées sur tous les essais disque seul $u' = \infty$, nous permettent de conclure que, pour le cas du disque en rotation seule, la hauteur de l'ailette ainsi que la position radiale n'ont pas d'influence significative sur le coefficient d'échange convectif local.

Pour le cas d'un cylindre muni de cinq ailettes présenté sur la figure 5.19, le nombre de Nusselt local est quasiment constant pour $H' = 0,69$ alors que pour des hauteurs d'ailettes plus importantes, correspondant à $H' = 1,03$ et 1,38, une diminution du nombre de Nusselt local est observée proche du cylindre. Dans cette zone caractérisée

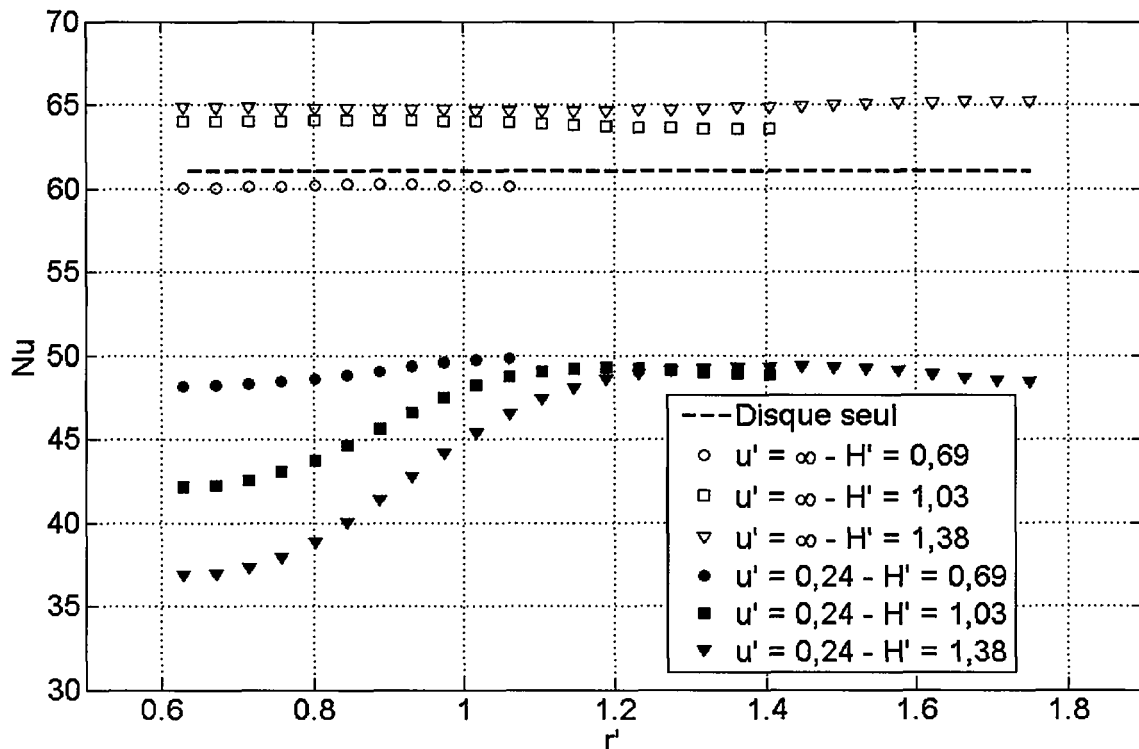


FIGURE 5.19 – Evolution radiale du nombre de Nusselt pour différents u' et H' et pour $Re_\omega = 12900$

par $0,63 < r' < 0,75$, la chute du nombre de Nusselt atteint les 23% de sa valeur initiale pour $H' = 1,38$. A partir d'un rayon critique r'_{crit} égal à environ 1,1 pour $H' = 1,03$ et 1,38, le nombre de Nusselt local devient indépendant de la hauteur des ailettes et de la position radiale. De plus, on constate que pour un espacement inter-ailettes donné, plus la hauteur des ailettes est importante, plus le nombre de Nusselt à la base de l'ailette (proche du cylindre) est faible. Ces premiers résultats sont en accord avec les observations données dans la bibliographie [28]-[31], concernant les disques co-rotatifs au sein d'une enveloppe fixe. En s'y référant, on peut supposer que :

- La première zone mise en évidence correspond à la région intérieure (« *inner region* ») caractérisé par un écoulement similaire à un corps solide en rotation, pour lequel les composantes radiale et axiale de la vitesse sont quasi nulles (figures 2.20 et 2.21). L'absence de mélange dans cette zone, due aux faibles gradients de vitesse, entraîne une chute du nombre de Nusselt d'autant plus importante que H' est grand pour $0,69 < H' < 1,38$.
- La seconde zone mise en évidence correspond à la région extérieure (« *outer re-*

gion ») qui ne serait pas affectée par la présence d'une enveloppe fixe autour du système aileté, contrairement aux études de la bibliographie. Ainsi, un renouvellement continu de fluide autour des ailettes se produit, caractérisé par un nombre de Nusselt constant. Sa valeur est cependant inférieure à $\overline{Nu} = 61$, correspondant au cas $u' = \infty$. Cette baisse peut être attribuée à l'effet des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes qui tend à réduire le renouvellement d'air, entraînant une diminution des échanges convectifs autour des ailettes.

Cependant, pour tous les essais réalisés dans le cas du cylindre aileté en rotation, l'amplitude des variations du nombre de Nusselt local avec r' reste faible, le maximum observé étant relatif au cas présenté sur la figure 5.19. De plus, pour un espacement inter-ailettes et une vitesse de rotation donnés, le nombre de Nusselt moyen \overline{Nu} est sensiblement constant quelle que soit la hauteur H' considérée. Ainsi, pour nos conditions expérimentales, on peut considérer que le transfert de chaleur convectif est contrôlé par l'espacement inter-ailettes et la vitesse de rotation.

La figure 5.20 représente l'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds rotationnel. Pour une valeur donnée de u' , le coefficient de transfert convectif augmente avec la vitesse de rotation. Cette tendance est directement liée à la diminution de l'épaisseur de la couche limite développée sur les ailettes avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Cette décroissance permet une meilleure recirculation du fluide entre deux ailettes, améliorant le coefficient de transfert convectif à la surface de l'ailette. De plus, pour $0,41 < u' < \infty$, nos résultats expérimentaux correspondent à la corrélation 2.9 du disque seul [16].

La figure 5.21 illustre l'influence de l'espacement inter-ailettes sur les échanges convectifs moyens. Pour une valeur de Re_ω donnée, le coefficient de transfert convectif augmente avec l'espacement inter-ailettes. Cet accroissement du nombre de Nusselt moyen avec u' s'explique par la diminution du rayon critique r'_{crit} , délimitant la région du corps solide en rotation (région intérieure), avec l'augmentation de u' . Ainsi, quand r'_{crit} diminue, la circulation d'air autour des ailettes et par conséquent les transferts convectifs, sont améliorés. Pour une valeur de u' donnée, le coefficient de transfert convectif décroît avec la vitesse de rotation à cause de l'interaction des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes. Etant donné que l'épaisseur des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes augmente avec la diminution de la vitesse de rotation, leur interaction entraîne une mauvaise circulation de fluide à faible vitesse de rotation. On observe bien cet effet sur la figure 5.21 puisque pour une valeur de u' donnée, le coefficient de transfert convectif décroît avec Re_ω . De plus, lorsque u' chute de 0,17 à 0,10,

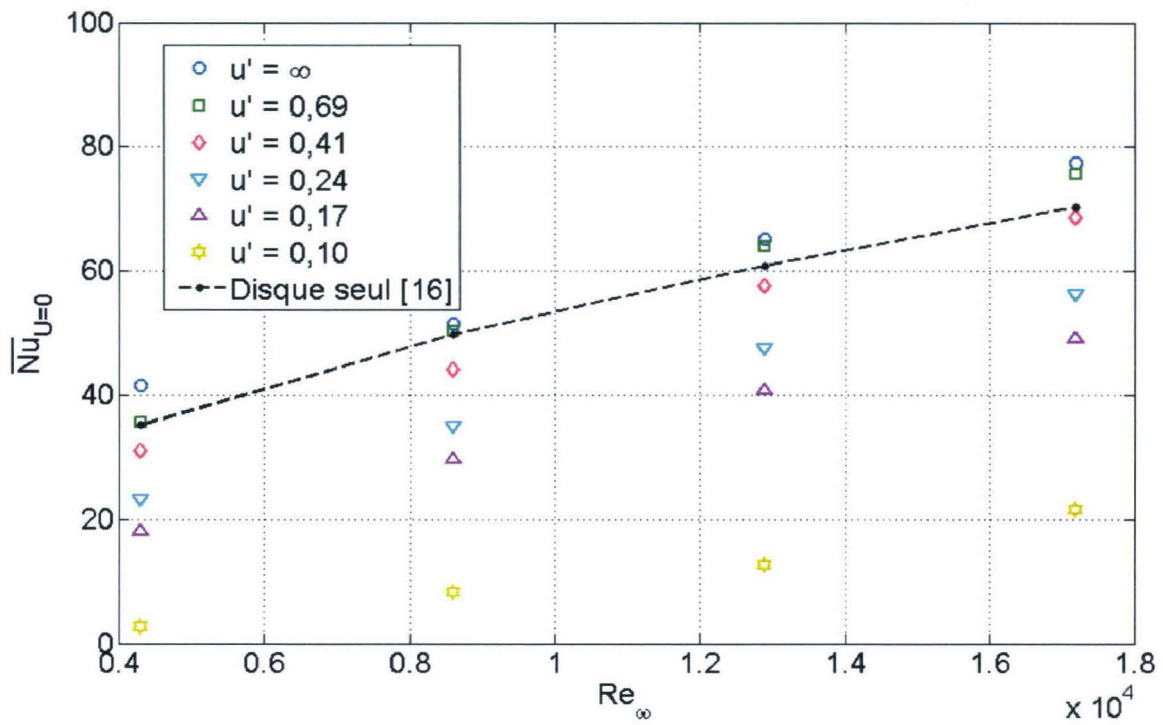


FIGURE 5.20 – Evolution de $\overline{Nu}_{U=0}$ en fonction de Re_ω pour différents u'

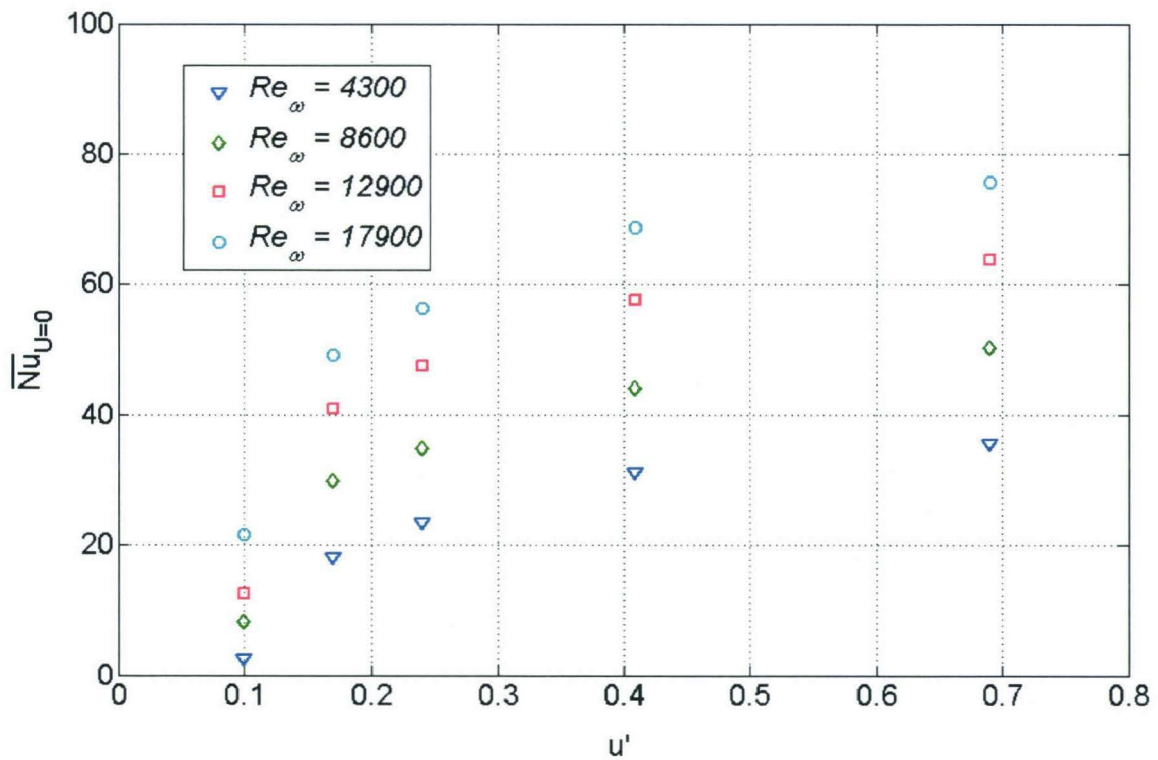


FIGURE 5.21 – Evolution de $\overline{Nu}_{U=0}$ en fonction de u' pour différents Re_ω

le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}_{u=0}$ diminue de 86% pour $Re_\omega = 4300$ et de 56% pour $Re_\omega = 17200$. Ces résultats confirment les résultats obtenus par Sparrow [24] et Watel [25], qui ont observé que l'influence de l'espacement inter-ailettes était plus important pour des vitesses de rotation faibles.

L'étude des échanges convectifs moyens autour du cylindre aileté en rotation est complétée par la recherche d'une corrélation permettant la détermination du coefficient de transfert convectif moyen à partir des deux paramètres influents que sont la vitesse de rotation et l'espacement inter-ailettes. Ainsi, la relation permettant de corréler le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}_{u=0}$ avec le nombre de Reynolds rotationnel Re_ω et l'espacement inter-ailettes adimensionnalisé pour $0,17 < u' < 0,69$, a été déterminée par la méthode de Watel [23] et s'écrit comme suit :

$$\overline{Nu}_{u=0} = 2,221 \cdot X \cdot Re_\omega^{0,5}$$

$$\text{avec } X = \left(\frac{e'}{u' + 1} \right)^{0,5} \left(1 - \frac{K_1}{u'^{b_1}} \cdot Re_\omega^{a_1 - 1} \right)^{0,5} \quad (5.6)$$

Les valeurs des différents coefficients intervenant dans l'équation 5.6 sont $K_1 = 1,022$, $b_1 = 0,031$ et $a_1 = 0,989$. Nos résultats expérimentaux et corrélés sont représentés sur la figure 5.22.

5.1.2.2 Cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air

La dernière configuration étudiée concerne le cylindre muni de cinq ailettes annulaires de hauteur fixe $H' = 1,03$ et d'espacements inter-ailettes variables $0,17 < u' < 0,69$ soumis à des nombres de Reynolds rotationnel Re_ω , variant de 4300 à 17200, et de courant d'air Re_U allant de 5700 à 39600 (figure 5.23). Les variations radiales du coefficient d'échange convectif sont déterminées pour les huit positions angulaires présentées dans la section 5.1.1, à partir desquelles le coefficient d'échange convectif moyen sur la surface de l'ailette est calculé (équations 4.37 à 4.39).

Comme pour le cas d'une ailette seule en rotation et soumis à un courant d'air (paragraphe 5.1.1.3), le comportement thermique de l'ailette centrale, et par conséquent la valeur du coefficient d'échange convectif moyen \bar{h} , dépend fortement du couple (Re_ω, Re_U) [23] [51]. Afin d'identifier les zones d'influence de la rotation, du courant d'air et du couplage rotation/courant d'air, nous appliquons la méthode qui a été explicitée dans le paragraphe 5.1.1.3. Nous introduisons le rapport $\overline{Nu} / \overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$, qui permet

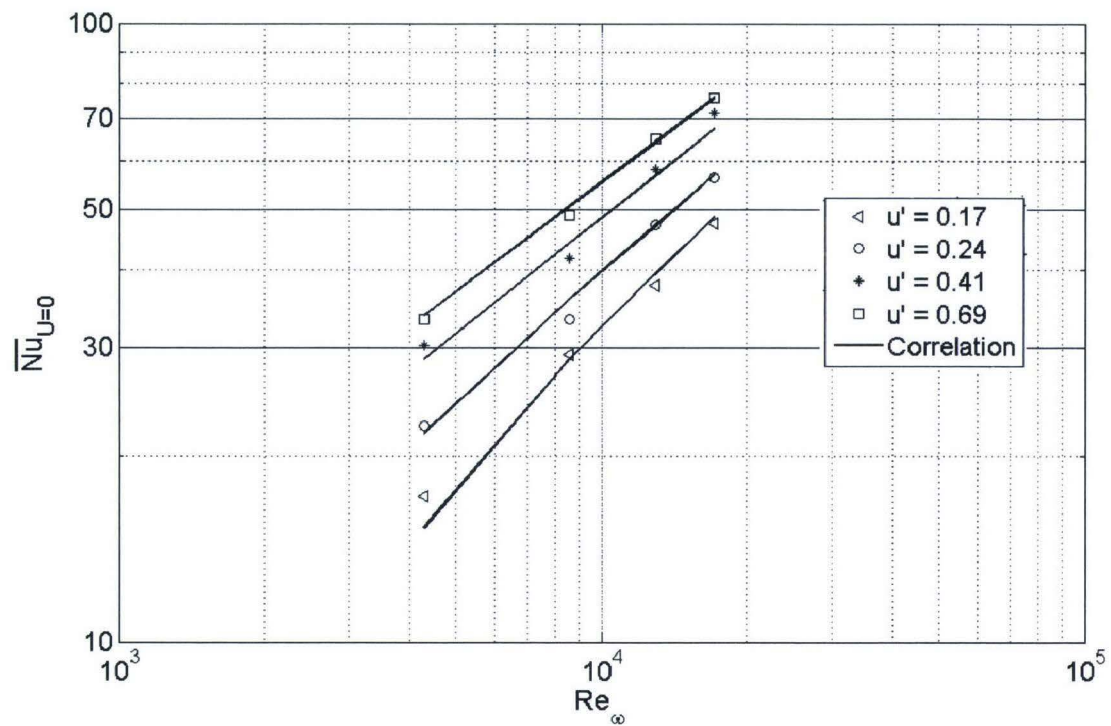


FIGURE 5.22 – Evolution du nombre de Nusselt moyen autour d'un cylindre aileté en rotation dans l'air ambiant fonction de Re_{ω}

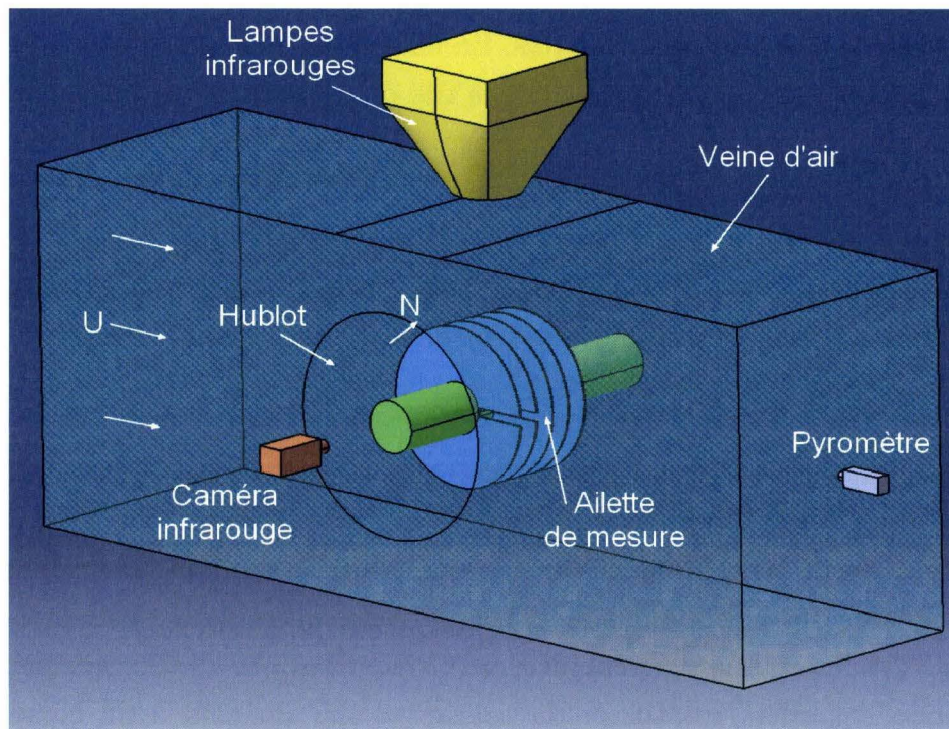


FIGURE 5.23 – Cylindre muni de cinq ailettes en rotation et soumis à un courant d'air

d'identifier l'influence de la rotation et de l'espacement inter-ailettes par comparaison de nos résultats avec ceux obtenus pour le cas d'un disque fixe soumis à un courant d'air ($\omega = 0, u' = \infty$), corrélés par l'équation 5.2.

L'évolution du rapport des nombres de Nusselt moyens $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ en fonction du rapport des nombres de Reynolds Re_ω/Re_U est représentée sur les figures 5.24 à 5.27, pour différentes valeurs de l'espacement inter-ailettes u' . Pour chaque espacement inter-ailettes, les différentes zones d'influence sont mises en évidence. Pour $Re_\omega/Re_U < 0,2$, nos résultats expérimentaux fluctuent autour d'une valeur moyenne $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty} = A$ pour chaque espacement inter-ailettes étudié, A variant de 1 pour $u' = \infty$ (paragraphe 5.1.1.3 à 0,73 pour $u' = 0,17$ (tableau 5.1). Ces résultats montrent que dans cette zone, les transferts de chaleur convectifs ne dépendent pas de la rotation, et sont donc exclusivement contrôlés par le courant d'air. De plus, la comparaison des figures 5.24 à 5.27 montre que le nombre de Nusselt moyen décroît avec l'espacement inter-ailettes. En effet, l'interaction des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes augmente lorsque l'espacement inter-ailettes diminue, entraînant une chute des échanges convectifs [43] [47]-[51].

Pour $Re_\omega/Re_U > 0,2$, les transferts de chaleur convectifs sont gouvernés d'une part par la dynamique de l'écoulement de rotation superposé à celui du courant d'air, et d'autre part par l'espacement inter-ailettes. En effet, pour $u' = 0,69$ (figure 5.24), deux zones sont mises en évidence, comme pour le cas d'une seule ailette $u' = \infty$. Dans la première zone caractérisée par $0,2 < Re_\omega/Re_U < 0,8$, l'influence de la rotation devient significative, entraînant une augmentation des transferts de chaleur convectifs jusqu'à une valeur égale à $1,3 \cdot \overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ pour $u' = \infty$ (paragraphe 5.1.1.3), et $1,13 \cdot \overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ pour $u' = 0,69$. Pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$, les effets rotatifs génèrent de plus en plus de perturbations au sein de l'écoulement amenant à une intensification des échanges convectifs par rapport à la première zone.

Cependant, lorsque l'espacement inter-ailettes u' décroît de 0,24 à 0,41 (figures 5.25 et 5.26), une seule zone d'influence de la rotation est identifiée. En effet, de même que pour le cas de la prédominance du courant d'air, la diminution de l'espacement inter-ailettes génère des interactions de couches limites entre deux ailettes co-rotatives [23] [24] [25]. Ces interactions, combinées aux perturbations de l'écoulement dues à la superposition des effets rotatifs et du courant d'air, amènent à un comportement identique des transferts de chaleur convectifs pour $Re_\omega/Re_U > 0,2$ et $0,24 < u' < 0,41$. En comparant aux cas $0,69 < u' < \infty$, correspondant aux espacements inter-ailettes

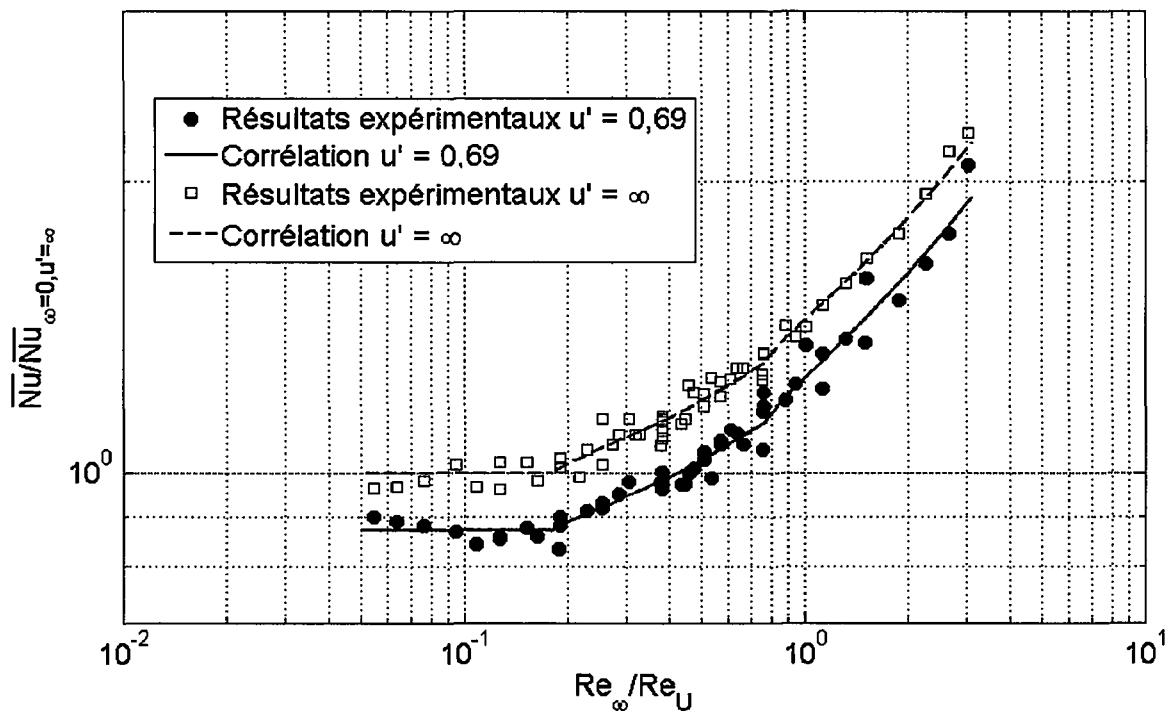


FIGURE 5.24 – Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,69$

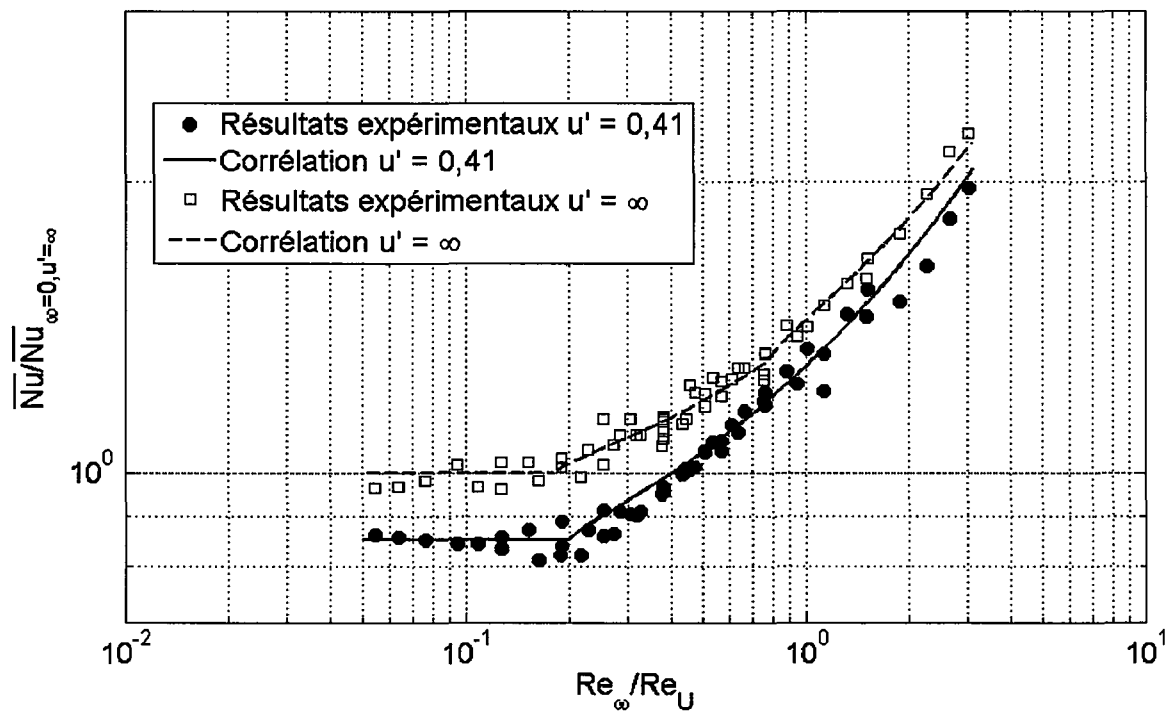


FIGURE 5.25 – Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,41$

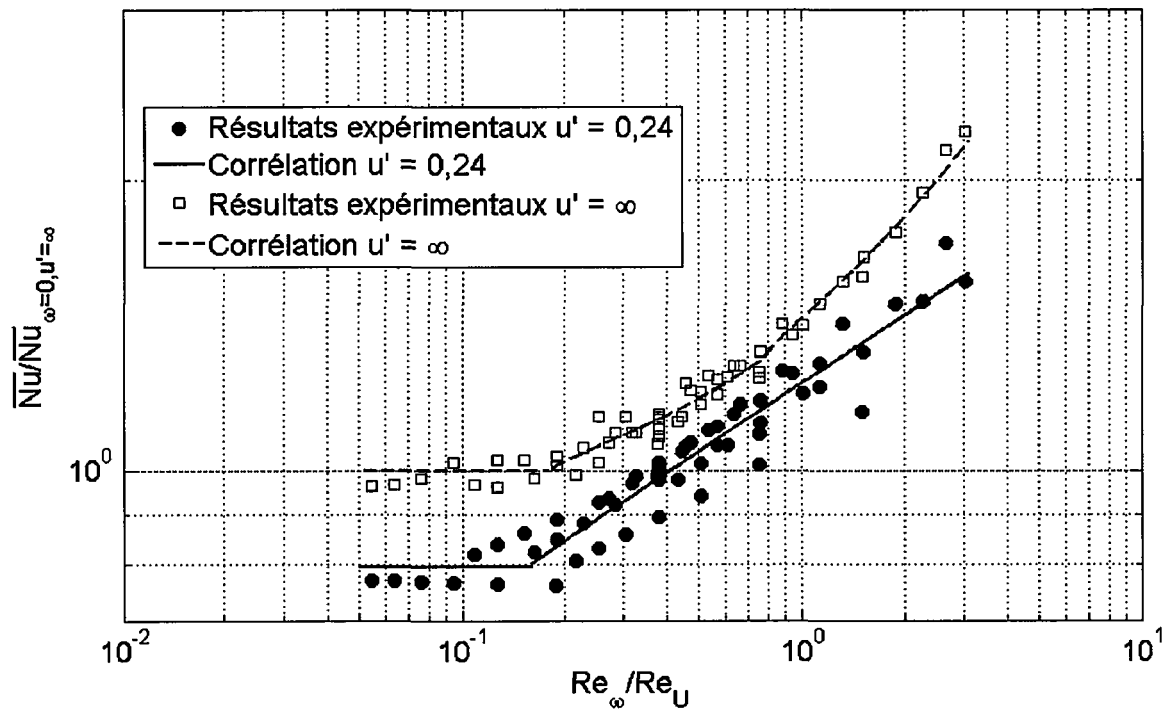


FIGURE 5.26 – Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,24$

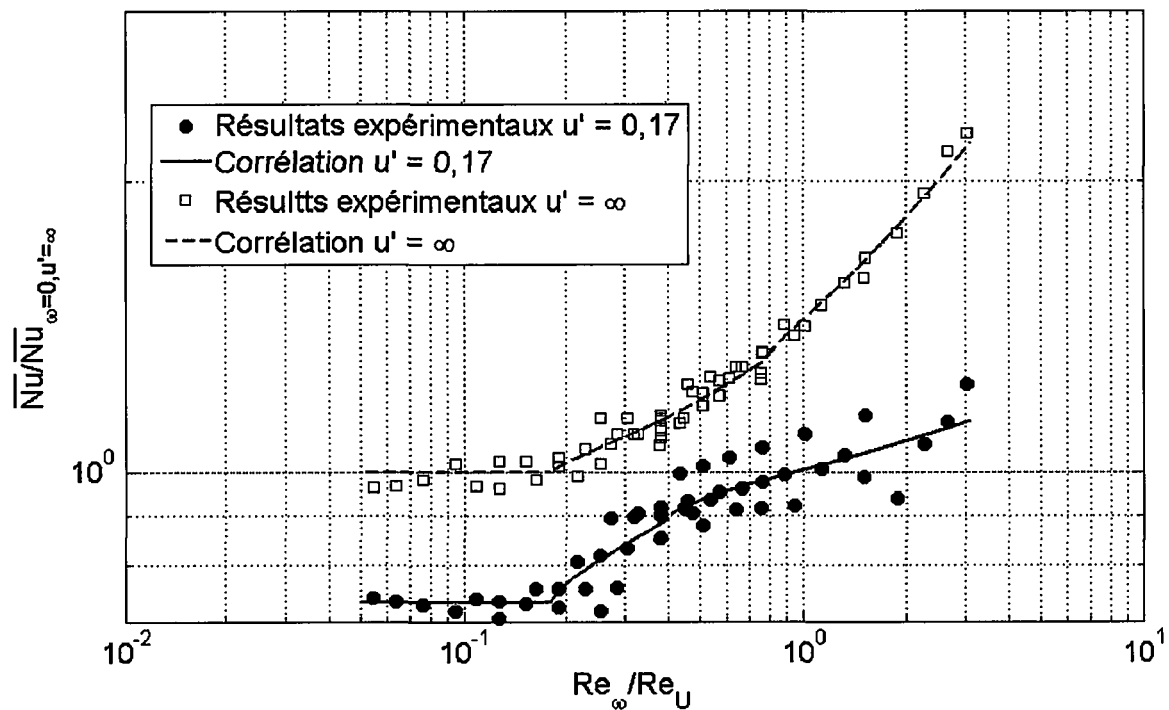


FIGURE 5.27 – Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,17$

plus importants, nous relevons une augmentation de $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ plus importante pour les cas $0,24 < u' < 0,41$, dans la gamme $0,2 < Re_{\omega}/Re_U < 0,8$. Inversement, pour $Re_{\omega}/Re_U > 0,8$, l'augmentation du rapport des nombres de Nusselt est plus importante pour les espacements inter-ailettes élevés $0,69 < u' < \infty$. Si on s'intéresse à l'influence de l'espacement inter-ailettes sur toute la gamme Re_{ω}/Re_U étudiée, on constate que le niveau moyen de $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ chute de 13% dans le cas $u' = 0,69$, de 15% dans le cas $u' = 0,41$ et de 20% dans le cas $u' = 0,24$, cette chute étant évaluée par rapport au cas $u' = \infty$.

Finalement, pour l'espacement inter-ailettes le plus faible $u' = 0,17$, le comportement thermique de l'ailette est très différent (figure 5.27). En effet, deux zones sont mises en évidence mais avec des limites différentes des cas précédents. Dans la première, une augmentation du rapport des nombres de Nusselt, similaire aux autres cas présentés sur les figures 5.24 à 5.26 (pente identique), est observée pour une plus petite gamme de rapports des nombres de Reynolds $0,2 < Re_{\omega}/Re_U < 0,4$. En effet, avec la diminution des vitesses de l'air, l'épaisseur des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes augmente, et ainsi, pour les faibles espacements inter-ailettes, les interactions se font ressentir pour des Re_{ω}/Re_U faibles. En outre, plus l'épaisseur de couche limite est importante, plus les interactions sont fortes. Par conséquent, pour $0,4 < Re_{\omega}/Re_U$, l'augmentation du rapport des nombres de Nusselt, pour $u' = 0,17$, est beaucoup plus faible que dans les cas précédents.

La complexité des phénomènes physiques engendrés par les interactions entre u' , Re_{ω} et Re_U nous a amené dans un premier temps à corréliser nos données expérimentales pour chaque espacement u' . Ainsi, les corrélations entre \overline{Nu} , Re_{ω} et Re_U , pour les différentes valeurs de u' , déterminées à partir de l'évolution du rapport $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty}$ en fonction du rapport Re_{ω}/Re_U , s'écrivent sous une forme identique aux équations 5.3 et 5.4 :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_{\omega=0, u'=\infty} \cdot \left[A + B \cdot \left(\frac{Re_{\omega}}{Re_U} - C \right)^D \right] \quad (5.7)$$

Les différentes valeurs des coefficients A , B , C et D intervenant dans l'équation 5.7 sont présentées dans le tableau 5.1. L'influence de l'espacement inter-ailettes dans la zone de prédominance du courant d'air est caractérisée par le coefficient A . Ainsi, nous observons que les transferts de chaleur convectifs sont d'autant plus élevés que l'espacement inter-ailettes est important. Pour le couplage rotation/courant d'air, l'influence de l'espacement inter-ailettes est principalement caractérisée par le coefficient D . Pour $u' \geq 0,41$, son influence reste faible, la valeur de D restant relativement élevée, égale à

environ 0,8. Alors que pour les cas $u' = 0,17$ et $0,24$, la diminution du nombre de Nusselt par rapport au cas $u' = \infty, \omega = 0$ est plus significative et caractérisée par $D \leq 0,66$. En ce qui concerne le coefficient C , il est directement relié aux valeurs critiques du rapport des nombres de Reynolds Re_ω/Re_U : $C = 0,2; 0,4; 0,8$.

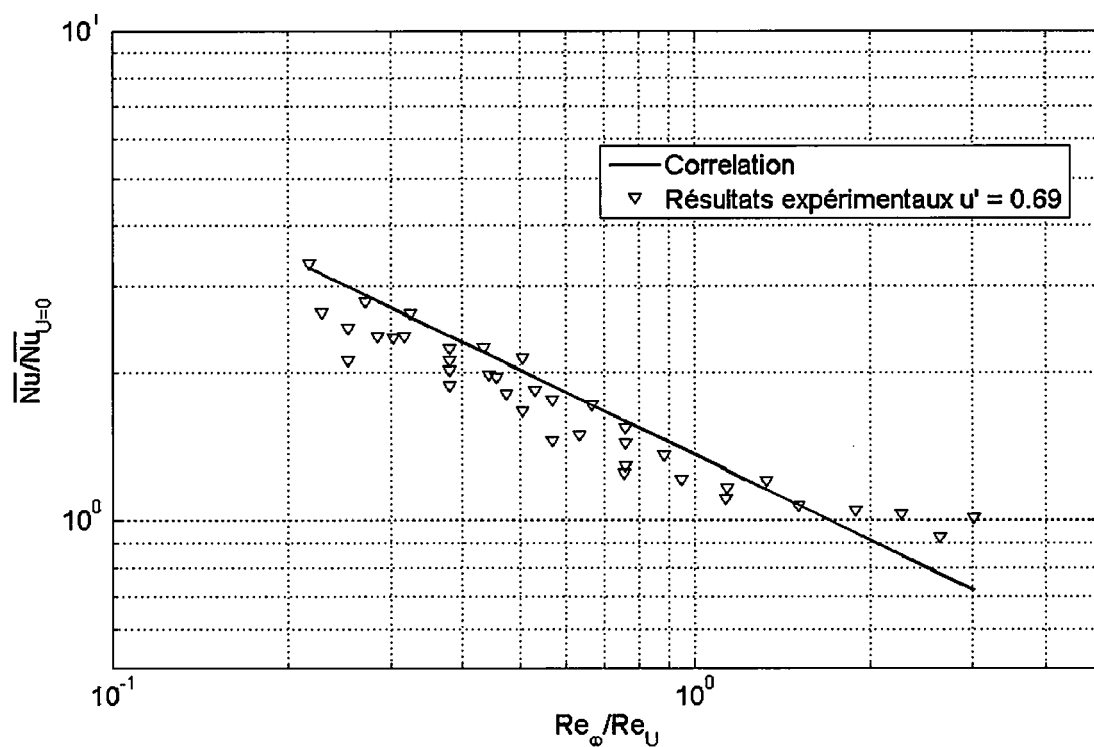
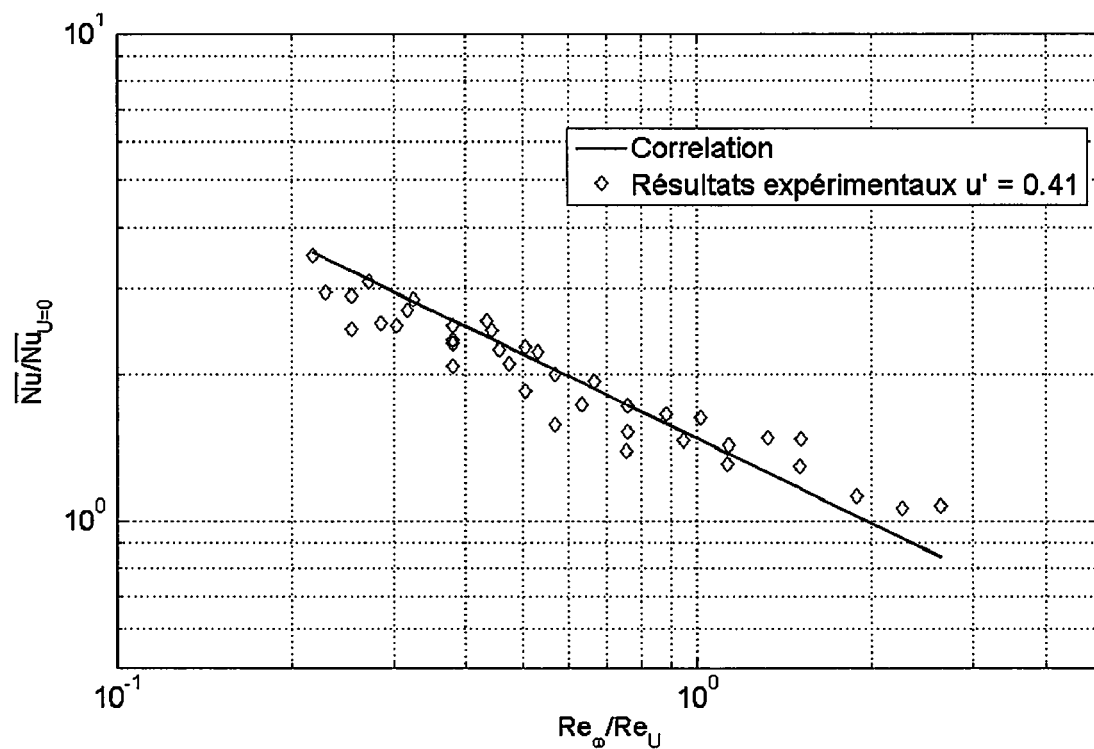
u'	$Re_\omega/Re_U < 0,2$	$0,2 < Re_\omega/Re_U < x$	$x < Re_\omega/Re_U$
∞	$A = 1;$ $B, C, D = 0$	$x = 0,8; A = 1;$ $B = 0,45; C = 0,2;$ $D = 0,77$	$x = 0,8; A = 1,3;$ $B = 0,45; C = 0,8;$ $D = 0,82$
0,69	$A = 0,87;$ $B, C, D = 0$	$x = 0,8; A = 0,87;$ $B = 0,40; C = 0,2;$ $D = 0,78$	$x = 0,8; A = 1,13;$ $B = 0,40; C = 0,8;$ $D = 0,81$
0,41	$A = 0,85;$ $B, C, D = 0$	$A = 0,85; B = 0,52; C = 0,2; D = 0,79$	
0,24	$A = 0,79;$ $B, C, D = 0$	$A = 0,79; B = 0,44; C = 0,2; D = 0,6$	
0,17	$A = 0,73;$ $B, C, D = 0$	$x = 0,4; A = 0,73;$ $B = 0,44; C = 0,2;$ $D = 0,66$	$x = 0,4; A = 0,89;$ $B = 0,14; C = 0,4;$ $D = 0,47$

TABLE 5.1 – Valeurs des coefficients de la corrélation 5.7

Ces corrélations ont l'avantage de reproduire fidèlement le comportement thermique de l'ailette mais ne sont pas pratiques étant donné qu'elles ne permettent pas de prendre en compte l'espacement inter-ailettes. Il est néanmoins possible d'obtenir une corrélation tenant compte des trois paramètres influents u' , Re_ω et Re_U , valable à partir de $Re_\omega/Re_U > 0,2$. Obtenue à partir de l'équation 5.6, elle est donnée par la relation suivante :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_{U=0} \cdot \frac{K}{u'^b} \cdot \left(\frac{Re_\omega}{Re_U} \right)^a \quad (5.8)$$

Les valeurs des différents coefficients intervenant dans l'équation 5.8 sont $K = 1,280$, $b = 0,160$ et $a = -0,576$. Les figures 5.28 à 5.31 présentent les nombres de Nusselt

FIGURE 5.28 – Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,69$ FIGURE 5.29 – Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,41$

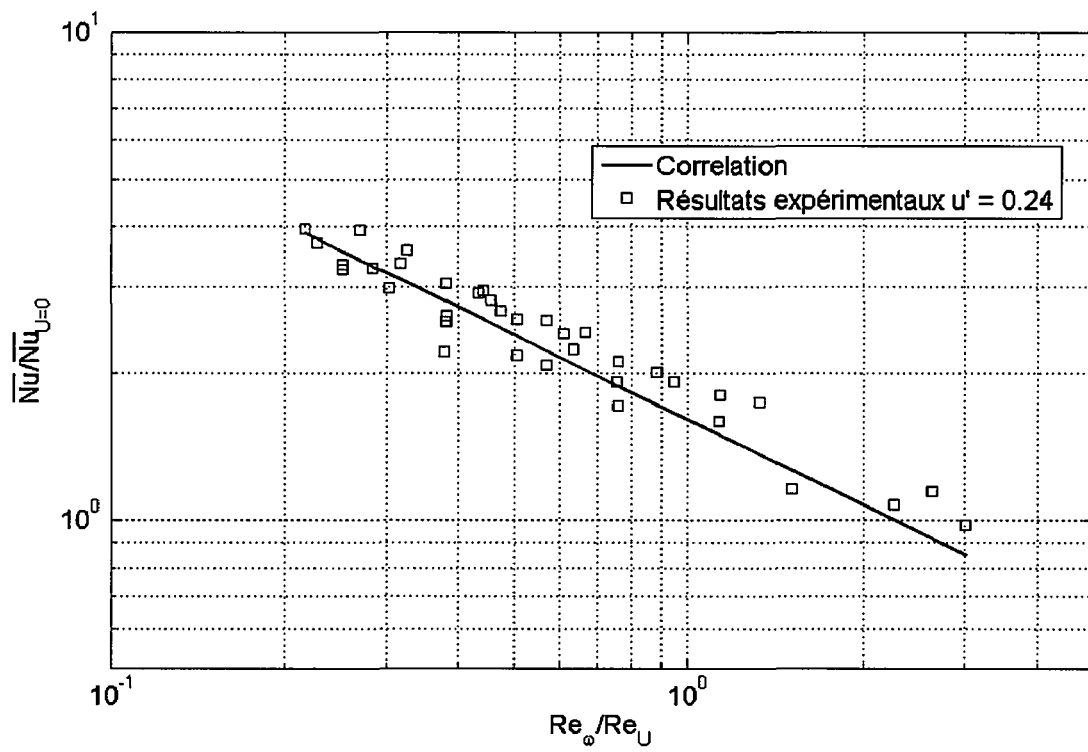


FIGURE 5.30 – Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,24$

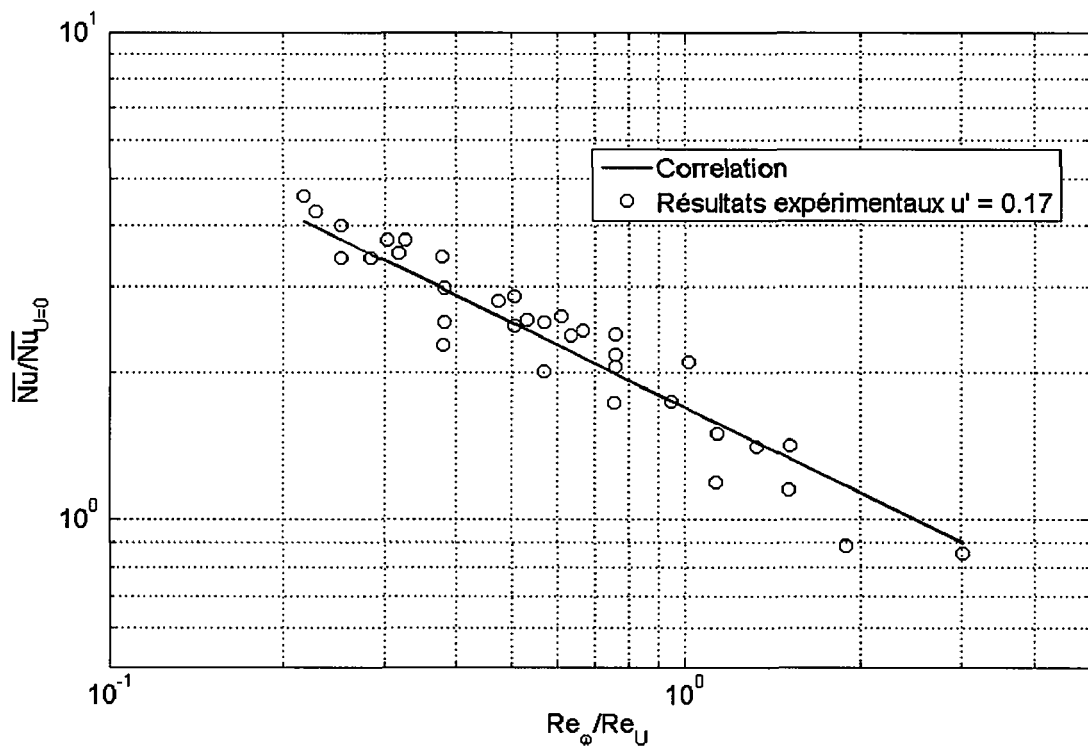


FIGURE 5.31 – Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,17$

expérimentaux et corrélés par l'équation 5.8 pour Re_w variant de 2150 à 17200, Re_U de 5700 à 39600 et pour $0,17 < u' < 0,69$. En conclusion, la corrélation 5.8 nous permet de prévoir le comportement thermique global d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air en prenant en compte les effets combinés de la rotation et du courant d'air, pour les différents espacements inter-ailettes. Elle est moins précise que les autres mais est d'utilisation plus simple pour des applications pratiques, dans lesquelles on souhaite modéliser les transferts de chaleur convectifs autour du cylindre aileté rotatif soumis à un courant d'air, avec une précision de l'ordre de 15% en moyenne.

5.1.3 Détermination de l'efficacité du cylindre aileté

L'objectif de cette section est d'une part d'évaluer l'efficacité d'un cylindre aileté à dissiper des calories par convection dans l'air ambiant par rapport à un cylindre lisse, et d'autre part de déterminer l'espacement inter-ailettes permettant d'optimiser les transferts de chaleur. Pour une longueur du cylindre L donnée, réduire l'espacement inter-ailettes permet d'accroître la surface d'échange entre le cylindre et l'air en augmentant le nombre d'ailettes. Cependant, comme nous avons pu le voir précédemment, réduire l'espacement inter-ailettes entraîne également une chute du coefficient d'échange convectif autour du système. Afin de trouver un compromis entre ces deux effets contradictoires, nous évaluons l'efficacité ξ du cylindre aileté par rapport au cylindre lisse. Les données caractéristiques de la géométrie du système étudié sont rappelées sur la figure 5.32.

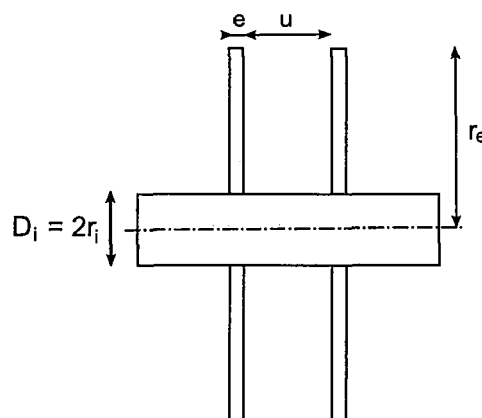


FIGURE 5.32 – Géométrie du système aileté

La variation du rapport du flux convectif total dissipé par le cylindre aileté sur celui qui est dissipé par le cylindre lisse peut s'exprimer suivant l'équation suivante :

$$\xi = \frac{\bar{h} \cdot 2\pi \cdot (r_e^2 - r_i^2) + h_c \cdot \pi D_i \cdot u}{h_{cyl} \cdot \pi D_i \cdot (u + e)} \quad (5.9)$$

Où h_{cyl} représente le coefficient de transfert convectif à la surface du cylindre lisse, déterminé par l'équation 2.6. Concernant le coefficient de transfert convectif à la surface du cylindre comprise entre deux ailettes h_c , nous avons constaté que prendre $h_c = h_{cyl}$ ou $h_c = \bar{h}$ n'influe quasiment pas sur la valeur de ξ . Nous avons donc choisi d'utiliser $h_c = \bar{h}$ afin d'exprimer le flux convectif dissipé par le système aileté. L'équation 5.9 devient alors :

$$\xi = \frac{2 \cdot \bar{h} \cdot [(r_e^2 - r_i^2) + r_i \cdot u]}{h_{cyl} \cdot D_i \cdot (u + e)} \quad (5.10)$$

L'évolution de l'efficacité ξ en fonction de l'espacement inter-ailettes adimensionné u' , pour différents rapports Re_ω/Re_U , représentatifs de l'ensemble des résultats des différentes gammes de Re_ω/Re_U , est donnée sur la figure 5.33. Pour comparaison, les résultats correspondant au cas du système aileté en rotation seule dans l'air ambiant ont été ajoutés, pour $0,10 < u' < 0,69$.

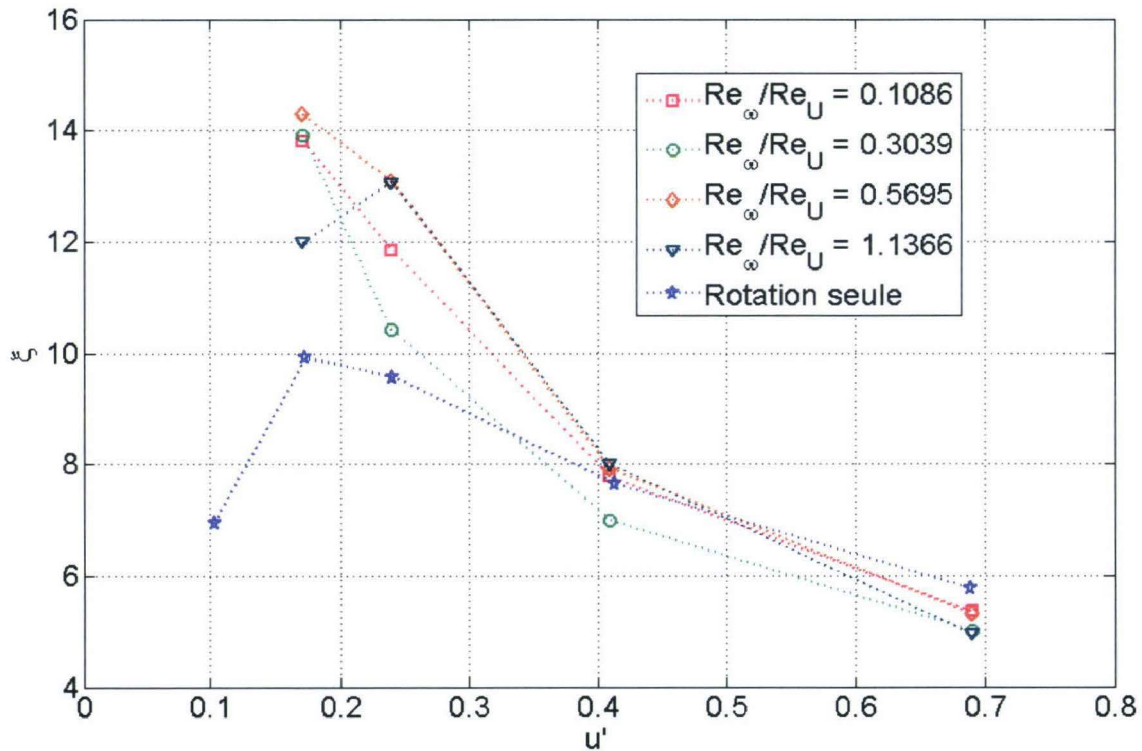


FIGURE 5.33 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour différents Re_ω/Re_U

Pour le cas du cylindre aileté en rotation dans l'air ambiant, nous avons identifié l'espacement inter-ailettes optimal pour $u' = 0,17$. En effet, pour $u' > 0,17$, l'augmentation du nombre de Nusselt, liée à l'intensification des échanges convectifs lorsque l'espacement inter-ailettes augmente, ne suffit pas à compenser la chute de l'efficacité due à la réduction de la surface d'échange. D'un autre côté, pour $u' < 0,17$, nous observons le phénomène inverse. C'est-à-dire que la chute de l'efficacité est directement reliée à la diminution du nombre de Nusselt, malgré une augmentation de la surface d'échange. En effet, pour $u' = 0,10$, l'augmentation de la surface d'échange ne permet pas de compenser la chute du coefficient d'échange convectif engendrée par l'interaction des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes.

Pour le cas d'un cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air, comme pour le cas précédent, l'efficacité dépend fortement aussi bien de la taille de la surface d'échange que des interactions de couches limites limitant les transferts convectifs. Nous avons pu constater dans la section précédente que ces interactions sont directement liées au rapport Re_ω/Re_U . La figure 5.33 présente ainsi quatre évolutions relatives aux différentes zones caractéristiques mises en évidence précédemment ($Re_\omega/Re_U < 0,2$; $0,2 < Re_\omega/Re_U < 0,4$; $0,4 < Re_\omega/Re_U < 0,8$; $Re_\omega/Re_U > 0,8$). Ces courbes sont représentatives de tous les cas expérimentaux traités (annexe H). Ainsi, pour $Re_\omega/Re_U < 0,8$, l'espacement inter-ailettes optimal est déterminé pour une valeur $u' = 0,17$, alors que pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$, sa valeur est égale à $0,24$. Ce résultat peut être relié au comportement thermique différent observé sur la figure 5.27 pour les rapports Re_ω/Re_U les plus élevés (correspondant à la troisième zone identifiée pour $u' = 0,17$). Contrairement au cas de la rotation seule, il n'existe pas une configuration optimale unique en présence du courant d'air. En effet, nous constatons sur la figure 5.33 que l'efficacité optimale du système aileté dépend du rapport Re_ω/Re_U .

5.2 Analyse aérodynamique

L'objectif de cette partie est de présenter les champs de vitesse mesurés dans le plan situé à environ 1,5 mm de la surface de l'ailette centrale, pour différents espacements inter-ailettes u' et couples (Re_ω, Re_U) . Le cas du disque seul monté sur un arbre est également traité. Ces essais sont relativement peu nombreux car ils ont été réalisés en fin de thèse, parallèlement à la prise en main du matériel de mesure PIV. Ils permettent néanmoins :

- d'introduire des champs de vitesse obtenus dans des configurations géométriques similaires à celles des études thermiques,
- de confronter les résultats aérodynamiques avec les résultats thermiques,
- de présenter les perspectives de travail envisagées.

Le traitement des mesures est réalisé à partir du logiciel TECPLOT. Les images PIV présentées dans ce chapitre sont des images moyennes obtenues à partir de 80 doublets d'images prises par la caméra, une fois l'écoulement établi. Ces images comportent une zone d'ombre, correspondant à l'atténuation lumineuse causée par la présence du cylindre. Ainsi, pour ces premiers essais, nous ne disposons pas d'informations concernant les vitesses sur la partie avant de l'ailette. De plus, une zone située à la périphérie de l'ailette, est perturbée par les réflexions lumineuses du laser, ce qui explique la discontinuité du champ de vitesse relevée pour $r \sim r_e$.

5.2.1 Cas du disque

La première partie de l'analyse aérodynamique concerne les résultats obtenus pour le cas du disque seul monté sur un arbre, correspondant à $u' = \infty$, $H' = 1,03$ et $e' = 0,03$. Les nombres de Reynolds rotationnels étudiés varient de 0 à 17200, et les nombres de Reynolds de courant d'air de 0 à 39600. Les champs de vitesse obtenus par PIV permettent de visualiser l'influence de la rotation sur la structure de l'écoulement autour du disque. De plus, ces résultats sont comparés aux résultats thermiques présentés dans la section 5.1.1

5.2.1.1 Disque fixe soumis à un courant d'air

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au cas classique d'un disque fixe soumis à un courant d'air. Les figures 5.34 et 5.35 représentent respectivement les champs de vitesse relatifs aux cas $Re_U = 11350$ et $Re_U = 33950$. Pour le cas d'un disque fixe soumis à un courant d'air, on observe une symétrie des vitesses par rapport à l'axe horizontal. Deux zones de fortes vitesses sont ainsi mises en évidence, quelle que soit la vitesse du courant d'air, pour des positions angulaires comprises entre 90° et 140° , et inversement -140° et -90° , correspondant aux jambes des structures tourbillonnaires en fer-à-cheval, décrites dans la littérature (section 2.3.2.1). De plus, ces zones d'importantes vitesses correspondent aux zones de coefficients d'échange convectif élevés, relevées pour les positions angulaires $\theta = 135^\circ$ et -135° (section 5.1.1.2). Cependant, notre analyse thermique nous a permis d'identifier des zones de faibles transferts de

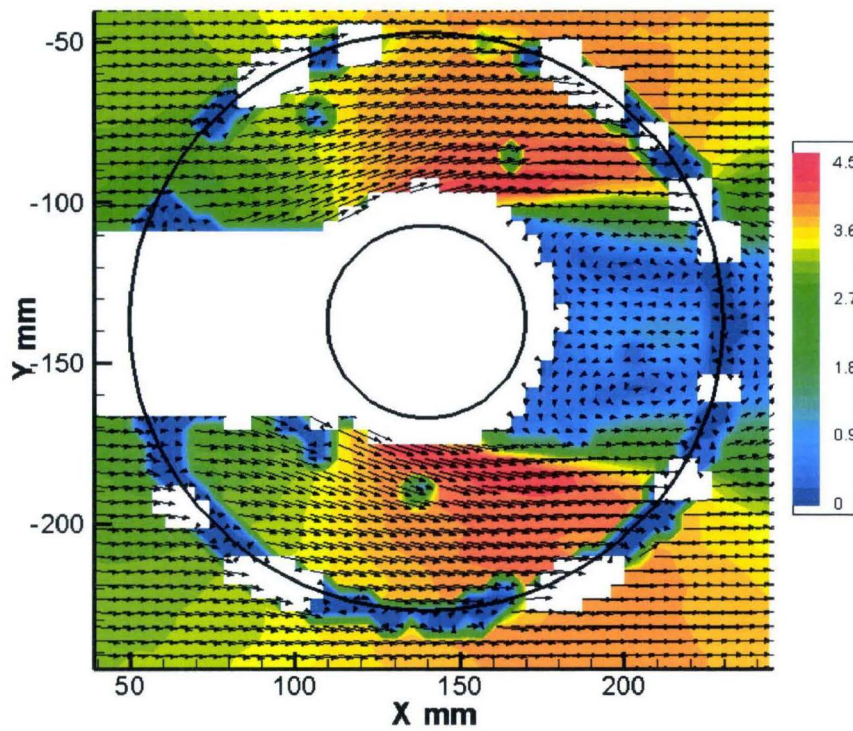


FIGURE 5.34 – Champs de vitesse, en m.s^{-1} , autour d'un disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$

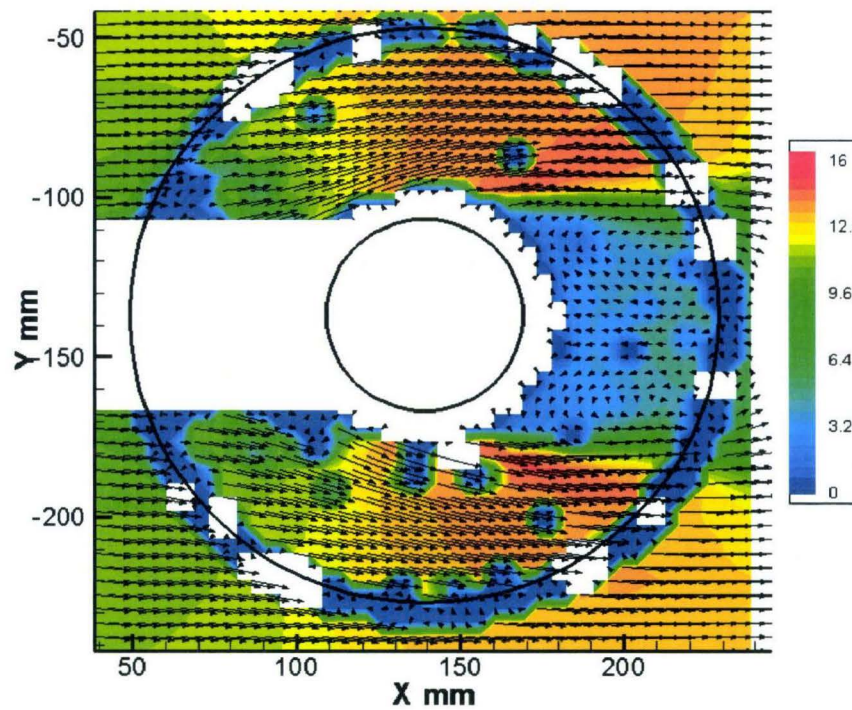


FIGURE 5.35 – Champs de vitesse, en m.s^{-1} , autour d'un disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$

chaleur pour les positions angulaires $\theta = 90^\circ$ et -90° , ce qui semble en contradiction avec les résultats présentés sur les figures 5.34 et 5.35. Etant donné que les champs de vitesse ont été déterminés dans le plan situé à environ 1,5 mm de la surface de l'ailette, on peut supposer que cette distance est trop éloignée de la paroi pour réaliser l'analogie avec les résultats thermiques obtenus sur la surface de l'ailette. Or, nous avons constaté dans la section 5.1.1.2 que les échanges convectifs à la surface du disque sont en partie contrôlés par le développement de couche limite. On retrouve la zone de sillage à l'arrière du cylindre, caractérisée par une zone de vitesses très faibles. L'étude de cette zone nécessiterait une analyse temporelle des vitesses et du taux de turbulence.

5.2.1.2 Disque en rotation et soumis à un courant d'air

Nous nous intéressons dans cette section au cas d'un disque monté sur un cylindre en rotation et soumis à un courant d'air. Les figures 5.36 à 5.37 présentent les champs de vitesse obtenus pour les couples suivants : $(Re_\omega = 4300, Re_U = 11350)$, $(Re_\omega = 17200, Re_U = 33950)$, $(Re_\omega = 4300, Re_U = 33950)$ et $(Re_\omega = 17200, Re_U = 11350)$.

Pour les essais $(Re_\omega = 4300, Re_U = 11350)$ (figure 5.36) et $(Re_\omega = 17200, Re_U = 33950)$ (figure 5.37), nous observons un champ de vitesse sensiblement uniforme pour les positions angulaires comprises entre 40° et 140° , et leurs symétriques comprises entre -140° et -40° . De plus, on retrouve la zone de sillage, caractérisée par des vitesses moyennes faibles, à l'arrière du cylindre. Sa position n'est pas influencée par la rotation. Cependant, nous relevons une différence des niveaux de vitesse entre la partie supérieure (co-courant) et inférieure (contre-courant) de l'ailette :

- pour $(Re_\omega = 4300, Re_U = 11350)$, la différence entre les vitesses de la zone co-courant et de la zone contre-courant est de l'ordre de 11%
- pour $(Re_\omega = 17200, Re_U = 33950)$, la différence entre les vitesses de la zone co-courant et de la zone contre-courant est de l'ordre de 14%

Ces observations sont en accord avec les résultats de l'étude thermique obtenus pour des conditions d'essai identiques (figures 5.13 et 5.14, section 5.1.1.3).

Pour $(Re_\omega = 4300, Re_U = 33950)$ (figure 5.38), nous obtenons un champ de vitesse qui semble regrouper les caractéristiques observées d'une part sur la figure 5.35 ($Re_\omega = 0, Re_U = 33950$), et d'autre part sur la figure 5.37 ($Re_\omega = 17200, Re_U = 33950$). En effet, des zones d'importantes vitesses sont relevées pour des positions angulaires comprises entre 60° et 130° , et inversement -130° et -190° , correspondant à des positions angulaires

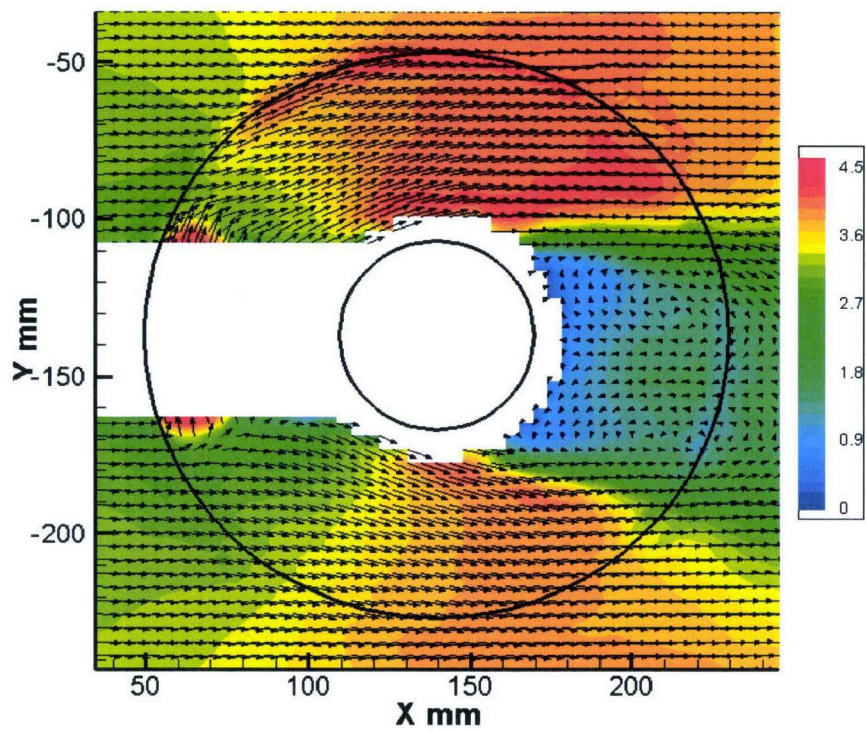


FIGURE 5.36 – Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

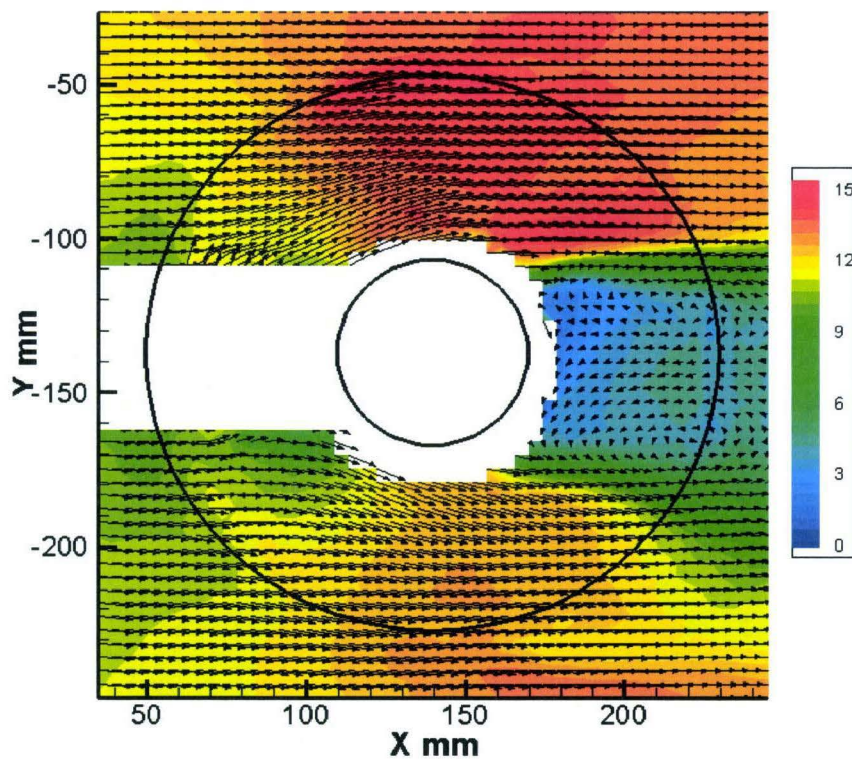


FIGURE 5.37 – Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

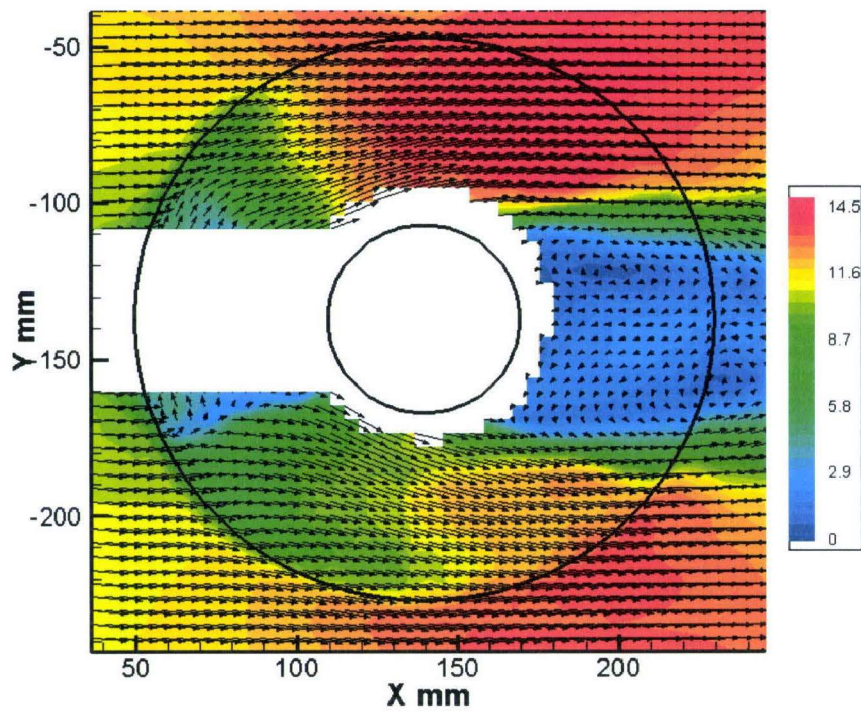


FIGURE 5.38 – Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

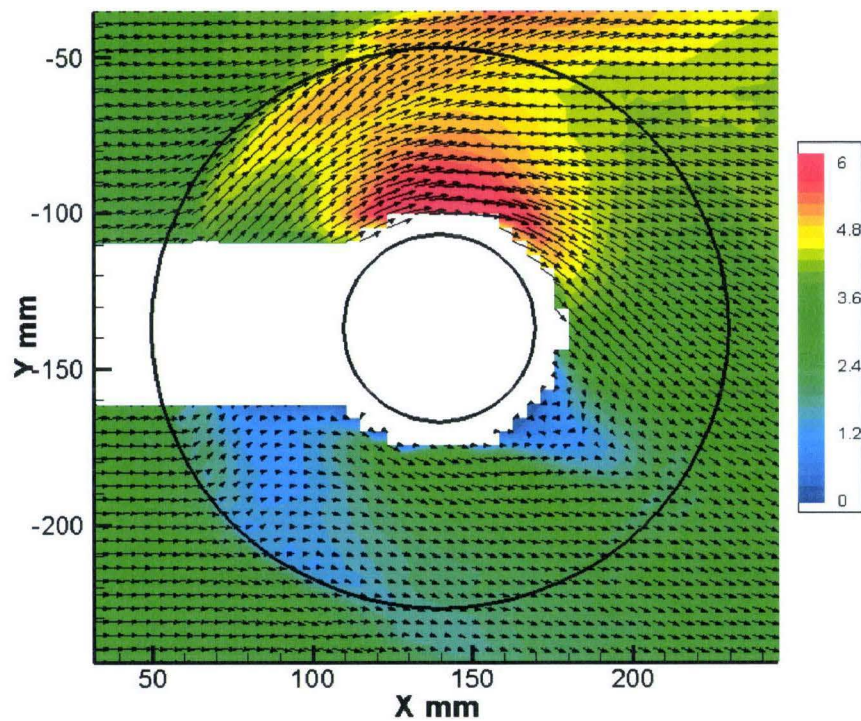


FIGURE 5.39 – Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

légèrement décalées par rapport au cas présenté dans la section 5.2.1.1. Cependant, la zone d'importantes vitesses située sur la partie supérieure de l'ailette (co-courant) est plus étendue que celle observée sur la partie inférieure (contre-courant). Cette différence peut s'expliquer par l'influence de la rotation par rapport au cas du disque fixe, qui cependant reste faible par rapport au cas ($Re_\omega = 17200, Re_U = 33950$). En effet, les différences de vitesses relevées entre les zones co-courant et contre-courant est de l'ordre de 9%.

Pour ($Re_\omega = 17200, Re_U = 11350$), nous obtenons un champ de vitesse totalement différent des précédents. Dans la zone co-courant, une zone d'importantes vitesses est identifiée pour $45^\circ < \theta < 135^\circ$. De plus, pour ces positions angulaires, la vitesse est plus élevée aux positions radiales proches du cylindre. Inversement, dans la zone contre-courant, deux zones de faibles vitesses sont identifiées. La première, située à $\theta \sim 135^\circ$, correspond à la zone de sillage dont la position s'est décalée suivant le sens de la rotation. Au sein de la seconde zone, comprise entre les positions angulaires -60° et -40° , l'écoulement résulte d'une part de celui généré par le courant d'air, et d'autre part de celui engendré par la rotation, de direction opposée.

5.2.2 Cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air

La seconde partie de l'analyse aérodynamique concerne les résultats obtenus pour le cas d'un cylindre équipé de cinq ailettes, avec $0,17 < u' < 0,69$, $H' = 1,03$ et $e' = 0,03$. Les couples des nombres de Reynolds de rotation et de courant d'air étudiés sont identiques à ceux présentés dans la section 5.2.1.2 : ($Re_\omega = 4300, Re_U = 11350$), ($Re_\omega = 17200, Re_U = 11350$), ($Re_\omega = 4300, Re_U = 33950$), ($Re_\omega = 17200, Re_U = 33950$). Les premiers champs de vitesse obtenus par PIV permettent d'évaluer l'influence de l'espacement inter-ailettes sur la structure de l'écoulement généré par l'effet combiné de la rotation et du courant d'air. Tous les résultats aérodynamiques relatifs au cylindre multi-aileté sont présentés en annexe I.

Pour les espacements inter-ailettes importants, correspondant à $0,41 < u' < 0,69$, les structures d'écoulement présentées sur les figures 5.40 et 5.41, ainsi qu'en annexe I, sont similaires à celles obtenues dans le cas du disque, quel que soit le couple des nombres de Reynolds. De plus, les valeurs des vitesses mesurées par PIV sont identiques pour $0,41 < u' < \infty$. Nous pouvons donc dire que pour les espacements inter-ailettes importants, l'espacement n'influe pas la structure de l'écoulement obtenue dans un plan proche de la paroi de l'ailette centrale. En effet, pour des espacements importants, les

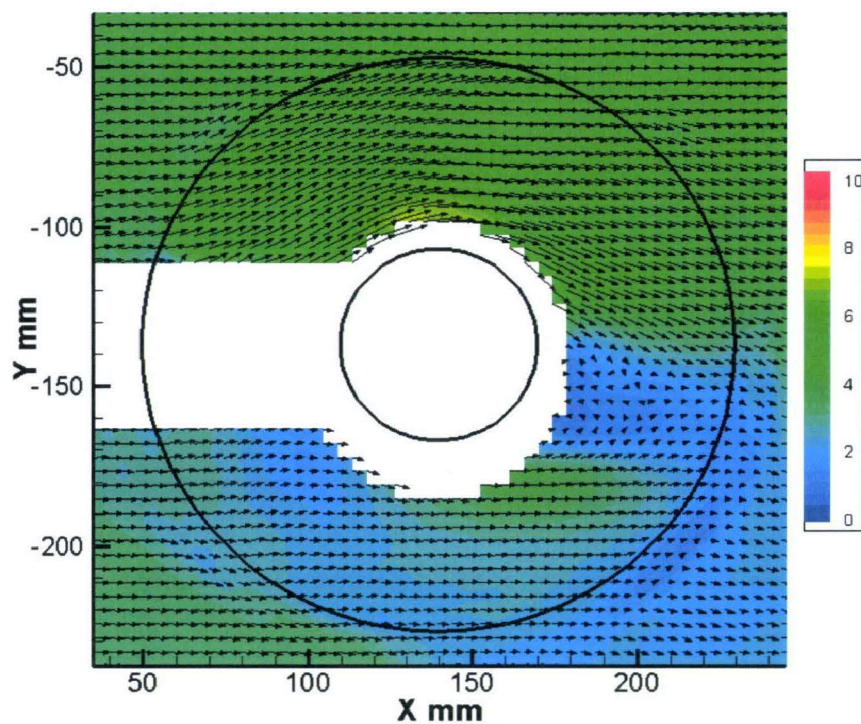


FIGURE 5.40 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

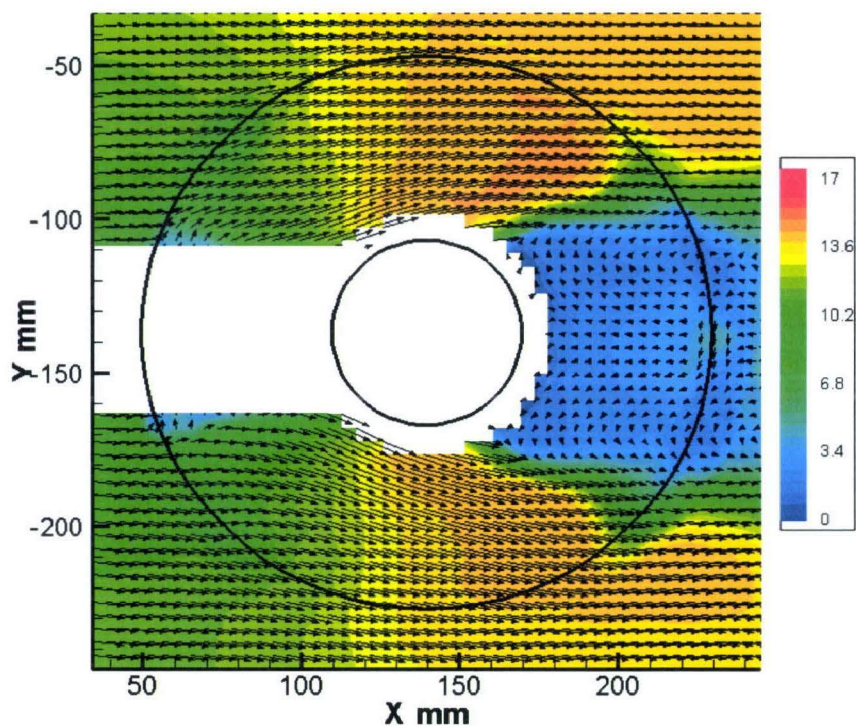


FIGURE 5.41 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

couches limites développées sur deux ailettes adjacentes n'ont aucune interaction entre elles.

Pour les espacements inter-ailettes intermédiaires, correspondant à $u' = 0,24$, les structures d'écoulement présentées sur la figure 5.42, ainsi qu'en annexe I, correspondent également à celles obtenues dans le cas du disque, quel que soit le couple des nombres de Reynolds. Cependant, les valeurs des vitesses mesurées par PIV chûtent par rapport aux cas précédents. En effet, dans la zone co-courant, nous obtenons une diminution des vitesses de l'ordre de 10%. Dans la zone contre-courant, la diminution des vitesses est plus élevée et peut atteindre les 30% pour $(Re_\omega = 17200, Re_U = 11350)$. En effet, pour des espacements inter-ailettes modérés, des interactions apparaissent entre les couches limites développées sur deux ailettes adjacentes. De plus, lorsque les effets rotatifs deviennent importants devant le courant d'air, nous relevons une zone pour $\theta \sim -45^\circ$ où les vecteurs vitesses sont dirigés vers le cylindre. Ainsi, dans cette zone, le renouvellement d'air est défavorisé, entraînant une chute du coefficient de transfert convectif.

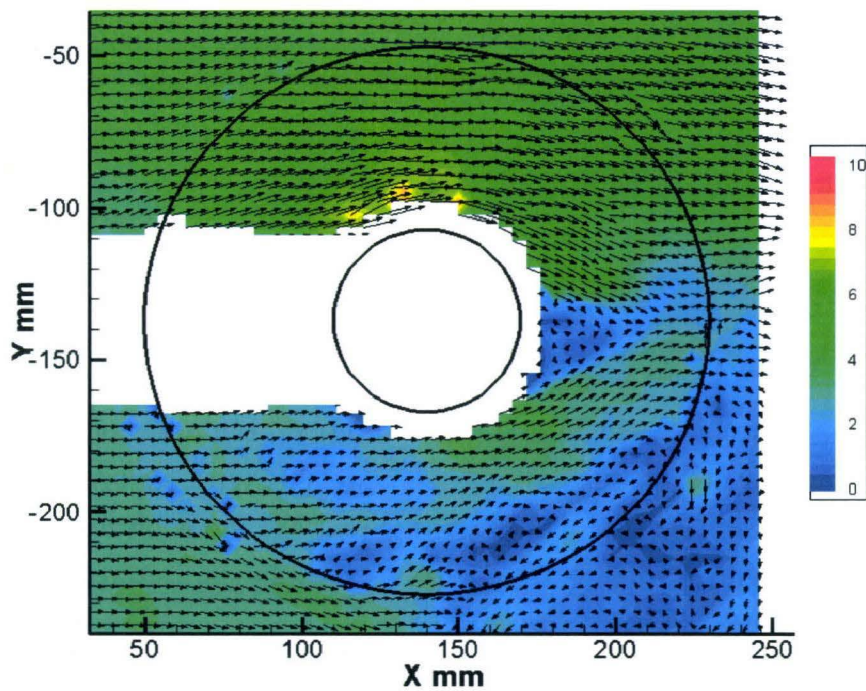


FIGURE 5.42 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

Pour les faibles espacements inter-ailettes, nous observons des champs d'écoulements différents en fonction du couple (Re_ω, Re_U) (cf.annexe I). Pour le couple $(Re_\omega =$

4300, $Re_U = 33950$) (figure 5.43), la structure d'écoulement correspond à celle obtenue dans le cas du disque avec cependant des valeurs des vitesses inférieures. On observe :

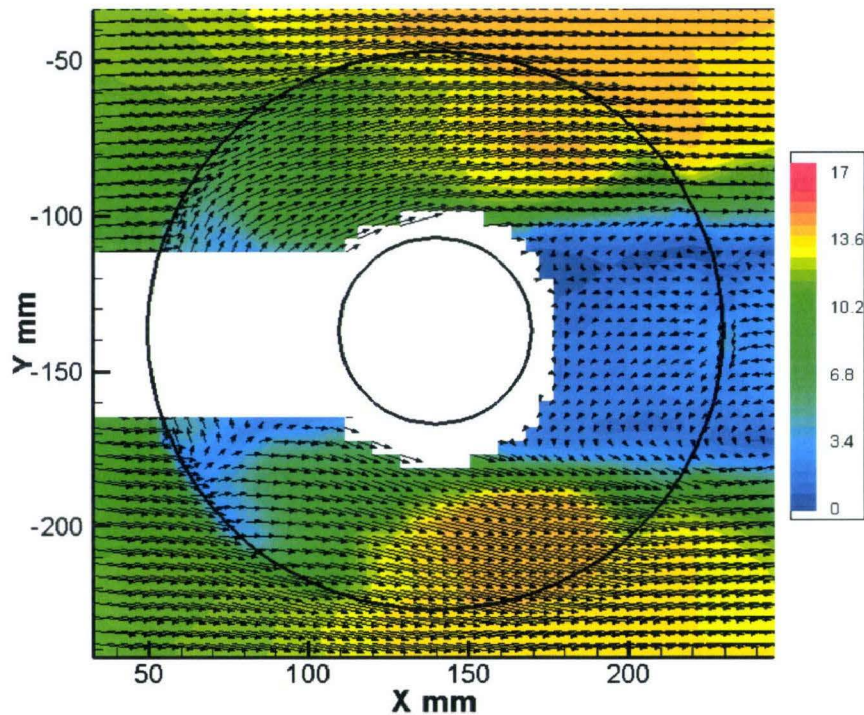


FIGURE 5.43 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

- dans la zone co-courant, une diminution de l'ordre de 18%
- dans la zone contre-courant, une diminution de l'ordre de 24%.

En effet, lorsque l'espacement inter-ailettes diminue, l'interaction entre les couches limites devient conséquente, ce qui explique ces chutes de vitesses importantes. De plus, pour le couple ($Re_\omega = 17200$, $Re_U = 11350$) (figure 5.44), nous obtenons une structure d'écoulement différente, avec des vecteurs vitesses dans la zone contre-courant, orientés vers le cylindre, suivant le sens de la rotation. On peut alors affirmer que pour une telle configuration, la dynamique de l'écoulement de rotation superposé à celui du courant d'air perturbe fortement le renouvellement d'air, et entraîne ainsi une chute du coefficient de transfert convectif. Ces premières observations semblent correspondre à l'analyse thermique présentée dans la section 5.2.1.2.

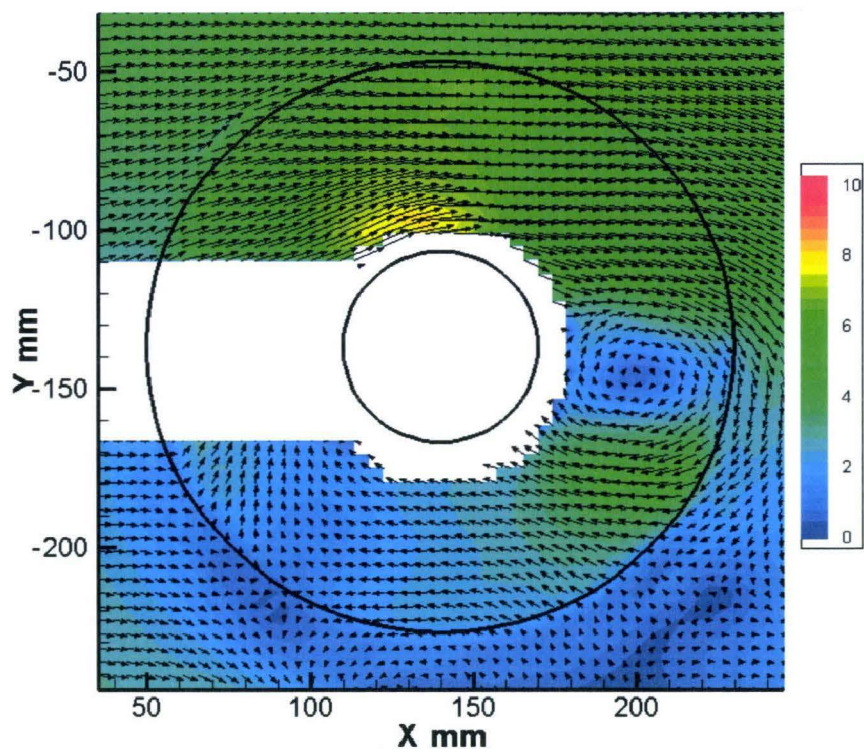


FIGURE 5.44 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

**CONCLUSION GÉNÉRALE ET
PERSPECTIVES**

Conclusion générale et perspectives

Le dispositif expérimental présenté dans ce mémoire nous permet d'évaluer la distribution radiale du coefficient de transfert convectif h sur l'ailette centrale du cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air. Pour chaque essai, l'évolution des « niveaux thermiques » est enregistrée par la caméra infrarouge tous les 5 mm sur le rayon de l'ailette, durant le refroidissement du système, pour huit positions angulaires. Les niveaux thermiques sont convertis en températures à partir de la loi de calibration de la caméra et d'un bilan radiatif de la surface de mesure. Un modèle inverse, basé sur la régularisation spatio-temporelle, nous permet de prendre en compte la conduction radiale au sein de l'ailette ainsi que les flux radiatifs. Cette méthode permet d'obtenir les variations locales du coefficient de transfert convectif à partir des températures mesurées par thermographie infrarouge. De plus, tous les nombres de Nusselt moyens présentés dans ce mémoire sont déterminés à partir de ces variations locales du coefficient convectif.

Concernant le cas d'un disque monté sur un cylindre en rotation dans l'air ambiant, pour $2150 < Re_\omega < 17200$, les transferts convectifs locaux sont uniformes sur la surface du disque et une corrélation entre le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Reynolds de rotation est proposée afin de prévoir son comportement thermique moyen. Pour nos conditions expérimentales, l'influence du cylindre peut être considérée négligeable puisque les résultats obtenus sont en accord avec ceux correspondant au cas d'un disque plan, présentés dans notre analyse bibliographique.

Pour le cas d'un disque fixe soumis à un courant d'air, avec $5700 < Re_U < 39600$, les zones d'important transfert convectif sont identifiées sur le bord d'attaque du disque, ainsi qu'au niveau des jambes des tourbillons en fer-à-cheval. Les zones de faible transfert convectif sont localisées à $80^\circ < \theta < 100^\circ$ et $-100^\circ < \theta < -80^\circ$, correspondant à la séparation de la couche limite. Une corrélation entre le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Reynolds de courant d'air est proposée.

Cependant, pour un disque rotatif et soumis à un courant d'air, les phénomènes thermiques dépendent du couple (Re_ω, Re_U) . Pour les faibles valeurs de Re_ω , la rotation tend à réduire les gradients du coefficient de transfert convectif, sans pour autant modifier significativement la valeur du nombre de Nusselt moyen. Inversement, pour d'importants Re_ω et des faibles Re_U , l'influence de la rotation devient prédominante sur la distribution du coefficient d'échange local, ainsi que sur le nombre de Nusselt moyen. De plus, afin d'identifier les zones d'influence du courant d'air seul, de la rotation seule et de leur couplage, nous avons étudié l'évolution du rapport des nombres de Nusselt moyens avec et sans rotation en fonction du rapport des nombres de Reynolds rotationnels et de courant d'air. Trois zones ont ainsi été mises en évidence. Dans la première, l'influence de la rotation est négligeable, dans la deuxième elle reste relativement faible alors que dans la troisième elle devient plus importante. Des corrélations sont également proposées afin de caractériser les échanges convectifs moyens sur un disque en rotation et soumis à un courant d'air.

Les résultats obtenus pour le cas d'un cylindre muni de cinq ailettes en rotation nous ont permis de mettre en évidence deux zones, appelées région intérieure et région extérieure. La première, située proche du cylindre, est caractérisée par une décroissance du coefficient d'échange convectif qui dépend de H' . En effet, plus la valeur de H' augmente, plus le coefficient de transfert convectif diminue dans cette zone. Dans la seconde zone, la distribution du coefficient de transfert devient constante et indépendante de la hauteur. Cependant, puisque la première zone est de faible dimension par rapport à la seconde, les variations du coefficient de transfert ont une influence négligeable sur sa valeur moyenne. Ainsi, pour nos conditions expérimentales nous considérons que la hauteur des ailettes n'a pas d'influence sur les échanges convectifs moyens. Ces résultats sont complétés par l'étude de l'influence de u' et de Re_ω sur les échanges convectifs moyens. Pour $0,41 < u' < \infty$, nos résultats correspondent à ceux relatifs au cas du disque alors que pour $u' < 0,41$, l'interaction des couches limites développées sur deux ailettes adjacentes entraîne une diminution des échanges convectifs. Cette chute est d'autant plus importante que la vitesse de rotation est faible. Une corrélation générale prenant en compte l'espacement inter-ailettes et la vitesse de rotation est alors proposée.

Concernant le cylindre aileté en rotation et soumis à un courant d'air, l'influence de la rotation et de l'espacement inter-ailettes est évaluée en comparant nos résultats à ceux obtenus dans le cas d'un disque fixe soumis à un courant d'air. Différentes zones d'influence sont ainsi mises en évidence. Pour tous les espacements inter-ailettes, dans la première zone, caractérisée par $Re_\omega/Re_U < 0,2$, les transferts convectifs sont ex-

clusivement contrôlés par le courant d'air. Pour les autres zones, l'effet combiné de la rotation et du courant d'air entraîne des évolutions du rapport des nombres de Nusselt différentes, en fonction de l'espacement inter-ailettes. De plus des corrélations sont proposées afin de prévoir le comportement thermique du système aileté en fonction de ces trois paramètres influents Re_ω , Re_U et u' . Finalement, l'efficacité du système aileté est évaluée en fonction du couple (Re_ω, Re_U) . Ainsi la valeur maximale de l'efficacité est obtenue pour un espacement adimensionné $u' = 0,17$ pour $Re_\omega/Re_U < 0,8$ et $u' = 0,24$ pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$

L'équipe thermique du laboratoire s'étant équipé d'un système de mesure par PIV en 2010, nous avons pu réaliser, en fin de thèse, quelques essais permettant de déterminer les champs de vitesse dans un plan proche de l'ailette centrale. Ainsi, les premières observations de l'écoulement présentées lors de notre analyse aérodynamique permettent de mieux comprendre les phénomènes thermiques décrits dans la section 5.1. Cependant, ces premiers résultats méritent d'être validés et complétés par une analyse fine de l'écoulement.

Ainsi, afin de poursuivre les travaux présentés dans ce mémoire, un nouveau banc d'essai va être conçu afin de nous permettre de réaliser simultanément des mesures thermiques et aérodynamiques, en régime permanent. Pour cela, le système de chauffage va être modifié. En effet, pour chauffer l'ailette, une couche micrométrique transparente de tantale, matériau de bonne conductivité thermique ($\lambda_{tantale} = 57,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et électrique, chauffée par effet Joule, sera déposée sur toute sa surface. La densité de flux de chauffage sera donc connue. Afin de visualiser toute l'ailette de mesure, les deux ailettes a_1 et a_2 seront en saphir, donc transparentes aux rayonnements infrarouges. Ce nouveau dispositif nous permettra de réaliser des mesures thermiques en régime stationnaire. En ce qui concerne le système de mesure PIV, une table de déplacement permettra de balayer la surface de l'ailette de manière automatique. Le laser utilisé pour les mesures PIV, va également être équipé d'un bras permettant de visualiser la partie avant de nos ailettes et le modèle d'identification va être développé en 3D afin de tenir compte des trois coordonnées spatiales r , z et θ .

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- [1] Anderson J.T. and Saunders O.A. Convection from an isolated heated horizontal cylinder rotating about its axis. *Proc. Roy. Soc.*, 217 :555–562, 1953.
- [2] Etemad G.A. Free convection heat transfer from a rotating horizontal cylinder to ambient air with interferometer study of flow. *J. Heat Transfer*, 77 :1283–1289, 1955.
- [3] Kays W.M. and Bjorklund I.S. Heat transfer from a rotating cylinder with and without cross flow. *Trans. ASME*, 80 :70–78, 1958.
- [4] Ozerdem B. Measurement of convective heat transfer coefficient for an horizontal cylinder rotating in quiescent air. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 27 :389–395, 2000.
- [5] Shimada R., Ohkubo T., Kobayashi T., and Kumagai S. Heat transfer from a rotating cylinder with and without cross flow. *Heat transfer - Japanese research*, 21 :109–122, 1992.
- [6] Kreith F. *Transmission de la chaleur et thermodynamique, Masson et Cie Editeurs, traduction française de l'ouvrage de Frank Kreith : Principles of Heat Transfer.* International Textbook Company, 1967.
- [7] Giedt W.H. Investigation of variation of point unit-heat-transfer coefficient around a cylinder normal to an air stream. *Trans. ASME*, 71 :375–381, 1949.
- [8] Hilpert R. Wärmeabgabe von geheizten drähten und rohren. *Gebiete Ingenieurw.*, 4 :215, 1933.
- [9] Labraga L. and Berkah T. Mass transfer from a rotating cylinder with and without cross flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 :2493–2499, 2004.
- [10] Peller H. and Straub D. Thermofluiddynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow. *Experiments in Fluids*, 6 :111–114, 1988.

- [11] Von Karman T. Über laminar und turbulente reibung. *Math. Mech.* 1, pages 244–252, 1921.
- [12] Gregory N., Stuart J.T., and Walker W.S. On the stability of free dimensionnal boundary layer with application to the flow due to rotating disk. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 248 :155–199, 1955.
- [13] Millsaps K. and Polhausen K. Heat transfer by laminar flow from a rotating plate. *J. Appl. Mech.*, 81 :120, 1952.
- [14] Wagner C. Heat transfer from a rotating disk to ambient air. *J. of applied Ph.*, pages 837–839, 1948.
- [15] Goldstein S. On the resistance to the rotation of a disk immersed in a fluid. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 31 :232, 1935.
- [16] L.A. Dorfman. *Hydrodynamic resistance and heat loss from rotating solids*. Edinburgh and London, 1963.
- [17] Richardson P.D. and Saunders O.A. Studies of flow and heat transfer associated with a rotating disk. *J. Mech. Eng. Sc.*, 5 :336–342, 1963.
- [18] Cobb E.C. and Saunders O.A. Heat transfer from a rotating disc. *P. Roy. Soc. Lond. A. Mat.*, 236 :343–351, 1956.
- [19] De Vere A.P.C. *Convective heat transfer from a rotating disk in a transverse air stream*. PhD thesis, University of Leicester, 1975.
- [20] aus der Wiesche S. Heat transfer from a rotating disk in a parallel air crossflow. *Int. J. of Thermal Sciences*, 46(745–754), 2007.
- [21] Dennis R.W., Newstead C., and Ede A.J. The heat transfer from a rotating disc in an air crossflow. In *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conference, Paper FC 7.1*, Paris-Versailles, 1970.
- [22] Landau L.D. and Lifchitz. *Physique théorique, vol. 6 : Mécanique des fluides*. Éditions MIR, 1989.
- [23] Watel B. *Etude des échanges convectifs sur un cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1997.
- [24] Sparrow E.M. and Preston C.S. Heat transfer from rotating annular fins. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29 :831–839, 1986.
- [25] Watel B., Harmand S., and Desmet B. Influence of fin spacing and rotational speed on the convective heat exchanges from a rotating finned tube. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21 :221–227, 2000.

- [26] Hahne E. and Zhu D. Natural convection heat transfer on finned tubes in air. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37 :59–63, 1994.
- [27] Murthy J.Y. Study of heat transfer from a finned rotating cylinder. *J. Thermophysics*, 2 :250–256, 1988.
- [28] Chang C.J., Schuler C.A., Humphrey J.A.C., and Greig R. Flow and heat transfer in the space between two corotating disks in an axisymmetric enclosure. *J. Heat Transfer*, 111 :625–632, 1989.
- [29] Abrahamson S.D., Eaton J.K., and Koga D.J. The flow between shrouded corotating disks. *Phys. Fluids A*, 1 :241–251, 1989.
- [30] Herrero J. and Giralt F. Influence of the geometry on the structure of the flow between a pair of corotating disks. *Phys. Fluids*, 11 :88–96, 1999.
- [31] Lennemann E. Aerodynamic aspects of disk files. *IBM J. Res. Devel.*, 18 :480–488, 1974.
- [32] Goldstein R.J. and Karni J. The effect of a wall boundary layer on local mass transfer from a cylinder in crossflow. *Trans. of ASME*, 106 :260–267, 1984.
- [33] Roulund A., Mutlu Sumer B., Fredsoe J., and Michelsen J. Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. *J. Fluid Mech.*, 534 :351–401, 2005.
- [34] Sahin B., Ozturk N.A., and Akilli H. Horseshoe vortex system in the vicinity of the vertical cylinder mounted on a flat plate. *Flow Measurement and Instrumentation*, 18 :57–68, 2007.
- [35] Kirkil G., Constantinescu S.G., and Ettema R. The horseshoe vortex system around a circular bridge pier on equilibrium scour bed. In *World water and environmental resources congress*, Canada, 2005.
- [36] Sahin B., Ozturk N.A., and Gurlek C. Horseshoe vortex studies in the passage of a model plate-fin-and-tube heat exchanger. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 29 :340–351, 2008.
- [37] Akilli H. and Rockwell D. Vortex formation from a cylinder in shallow water. *Physics of Fluids*, 14 :2957–2967, 2002.
- [38] Fu H. and Rockwell D. Shallow flow past a cylinder : transition phenomena at low reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 540 :75–97, 2005.
- [39] Nacer Bey M. *Etude expérimentale des caractéristiques des structures tourbillonnaires se développant dans les échangeurs de chaleur à tubes et ailettes planes continues*. PhD thesis, Université de Valenciennes, Ecole des mines de Douai, 2004.

- [40] El Abbadi A. *Développement de méthodes de mesures des transferts convectifs par thermographie infrarouge : application aux ailettes d'échangeurs à hautes performances*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Département Energétique Industrielle de l'Ecole des Mines de Douai, 2005.
- [41] Fisher E.M. and Eibeck P.A. The influence of a horseshoe vortex on local convective heat transfer. *J. Heat Transfer*, 112 :329–335, 1990.
- [42] Sparrow E.M. and Chastain S.R. Effect of angle of attack on the heat transfer coefficient for an annular fin. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29 :1185–1191, 1986.
- [43] Sung H.J., Yang J.S., and Park T.S. Local convective mass transfer on circular cylinder with transverse annular fins in crossflow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 :1093–1101, 1996.
- [44] Romero-Méndez R., Sen M., Yang K.T., and McClain R. Effect of fin spacing on convection in a plate fin and tube heat exchanger. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 :39–51, 2000.
- [45] Legkiy V.M., Pavlenko V.P., Makarov A.S., and Zheludov YA.S. Investigation of local heat transfer in a tube with annular fins in transverse air flow. *Heat Transfer - Soviet Research*, 6 :101–107, 1974.
- [46] Jones T.V. and Russell C.M.B. Heat transfer distribution on annular fins. *ASME Paper 78-HT-30*, 1978.
- [47] Schüz G. and Kottke V. Visualization of flow, heat and mass transfer on finned tubes in cross flow. In *Proc. IV Int. Symp. Flow Visualization, Hemisphere Washington, Paris*, 1987.
- [48] Schüz G. and Kottke V. Local heat transfer and heat flux distributions in finned tube heat exchangers. *Chem. Eng. Technol.*, 15 :417–424, 1992.
- [49] Hu X. and Jacobi A.M. Local heat transfer behaviour and its impact on a single-row, annularly finned tube heat exchanger. *J. Heat Transfer*, 115 :66–74, 1993.
- [50] Watel B., Harmand S., and Desmet B. Etude des échanges convectifs sur un arbre aileté tournant, soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41 :3741–3757, 1998.
- [51] Watel B., Harmand S., and Desmet B. Experimental study of convective heat transfer from a rotating finned tube in transverse air flow. *Experiments in Fluids*, 29 :79–90, 2000.
- [52] Gaussorgues G. *La Thermographie Infrarouge : Principes – Technologies – Applications*. Tech.& Doc./Lavoisier, 1999.

- [53] Raffel M., Willert C., S. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer-Verlag, 2007.
- [54] Westerweel J. *Digital particle image velocimetry : theory and application*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1993.
- [55] Bougeard D. Infrared thermography investigation of local heat transfer in a plate fin and two-tube rows assembly. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28 :988–1002, 2007.
- [56] Petit D. and Maillet D. Techniques inverses et estimation de paramètres. partie 1. *Techniques de l'Ingénieur*, AF 4 515 :1–18, 2008.
- [57] Volle F. *Conduction inverse sur un cylindre en rotation : Cas de l'ébullition convective induite par l'impact d'un jet d'eau*. PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2006.
- [58] Raynaud M. and Bransier J. Methodology for comparison of inverse heat conduction methods. *J. Heat Transfer*, 110 :30–37, 1988.
- [59] Beck J.V., Blackwell B., and St Clair C.R. *Inverse heat conduction - Ill-posed problems*. John Wiley Interscience, 1985.
- [60] Beck J.V., Blackwell B., and Haji-Sheikh A. Comparison of some inverse heat conduction methods using experimental data. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 :3649–3657, 1996.
- [61] Blanc G., Raynaud M., and Chau T.H. A guide for the use of the function specification method for 2d inverse heat conduction problems. *Rev. Gen. Therm.*, 37 :17–30, 1998.
- [62] Hadamard J. *Lectures on Cauchy's Problem in Linear Partial Differential Equations*. Yale University Press, 1923.
- [63] Tikhonov A.N. and Arsenin V.Y. *Solution of ill-posed problems*. V.H. Winston and Sons, 1977.
- [64] Petit D. and Maillet D. Techniques inverses et estimation de paramètres. partie 2. *Techniques de l'Ingénieur*, AF 4 516 :1–24, 2008.
- [65] Moffat R.J. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1 :3–17, 1988.
- [66] Brossard C., Monnier J.-C., Barricau P., Vandernoot F.-X., Le Sant Y., Champagnat F., and Le Besnerais G. Principles and applications of particle image velocimetry. *Aerospace Lab Journal*, 1 :1–11, 2009.

LISTE DES FIGURES

Liste des figures

1	Disque de frein durant une phase d'arrêt d'urgence	17
2	Schéma de principe du caloduc rotatif	17
3	Disque de frein caloduc	18
4	Schéma du cylindre aileté	18
1.1	Géométrie du système aileté étudié	24
2.1	Schéma de la section droite du cylindre	34
2.2	Visualisation de l'écoulement par fumée de tétrachlorure de titane autour d'un cylindre tournant [1]	35
2.3	Visualisation de l'écoulement autour du cylindre en rotation avec $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]	37
2.4	Distribution du nombre de Nusselt local sur le cylindre en rotation [5]	37
2.5	Diagrammes d'écoulement autour d'un cylindre pour différents nombres de Reynolds [6]	38
2.6	Nombre de Nusselt pour un cylindre perpendiculaire à l'écoulement ayant des nombres de Reynolds élevés [6]	40
2.7	Transferts de masse et de chaleur locaux autour d'un cylindre soumis à un courant d'air [9]	41
2.8	Visualisation de l'écoulement autour du cylindre pour $Re_U = 10^3$ et $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]	43
2.9	Distribution du nombre de Nusselt local sur le cylindre pour $Re_U = 10^3$ et $Gr = 1,7 \cdot 10^5$ [5]	43
2.10	Transferts de masse sur le cylindre pour $Re_U = 85000$ [9]	45
2.11	Transferts de masse sur le cylindre pour $Re_U = 17000$ [9]	45
2.12	Caractéristiques géométriques d'un disque tournant	46

2.13	Schéma du problème étudié par Wiesche [20]	50
2.14	Echanges de chaleur convectifs pour un disque tournant soumis à un courant d'air [20]	50
2.15	Rapport des nombres de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds [20]	50
2.16	Nombres de Nusselt locaux sur le disque pour différents nombres de Reynolds rotationnels et pour $Re_{U,re} = 4000$ [20]	52
2.17	Nombre de Sherwood fonction du nombre de Reynolds rotationnel pour différents espacements inter-ailettes [24]	54
2.18	Résultats expérimentaux et corrélations pour un système aileté en rotation fonction de u' et Re_ω ($Gr = 1,35 \cdot 10^6$) [25]	55
2.19	Schéma de l'écoulement entre deux ailettes annulaires d'un cylindre tournant à l'intérieur d'une enveloppe fixe [27]	56
2.20	Champ des vecteurs vitesses projetés dans un plan contenant l'axe de rotation des ailettes [28]	57
2.21	Structure d'écoulement dans un plan parallèle aux ailettes [29]	57
2.22	Représentation du plan de symétrie pour le système tourbillonnaire [32] .	59
2.23	Représentation de l'écoulement dans la zone d'interaction de la couche limite principale et du cylindre [32]	59
2.24	Influence du nombre de Reynolds sur la distance de séparation pour $\delta/D_i = 8$ [33]	60
2.25	Vecteurs vitesses et lignes de courant pour $z/\delta = 0.5$ [33]	61
2.26	Vecteurs vitesses et lignes de courant pour $z/\delta = 0.025$ [33]	61
2.27	Schéma du tube aileté étudié par Sparrow [42]	64
2.28	Visualisations de l'écoulement obtenu par Sparrow et al. [42]	65
2.29	Modèles de développement de couche limite [43]	66
2.30	Distributions des coefficients d'échange locaux sur l'ailette pour 1) $U = 10, 15 \text{ m.s}^{-1}$ et 2) $U = 28, 85 \text{ m.s}^{-1}$ [45]	68
2.31	Distribution du coefficient d'échange local sur l'ailette pour différents Re_U [46]	69
3.1	Schéma du cylindre aileté	77
3.2	Ailette a_3 étudiée	78
3.3	Schémas du dispositif expérimental thermique	79
3.4	Dispositif expérimental	81
3.5	Schéma de l'ailette	83

3.6	Image caméra avec les huit positions angulaires étudiées	83
3.7	Localisation des curseurs espacés tous les 0,5 cm pour $H = 6$ cm	83
3.8	Evolution temporelle du niveau thermique de l'ailette pour différentes positions radiales ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_\omega = 12900$)	84
3.9	Photo de la maquette PIV	86
3.10	Schémas du dispositif expérimental aérodynamique	87
3.11	Schéma d'une installation classique PIV	88
3.12	Schéma du fonctionnement d'un laser à impulsion	89
3.13	Synchronisation entre l'acquisition des images et les impulsions laser	89
3.14	Section de la veine d'air	90
3.15	Profils de vitesses obtenus dans une section de la veine pour $U = 14$ m/s	91
3.16	Profils de vitesses $U(y)$ à $x = 150$ mm	91
3.17	Profil réduit de la vitesse pour $U = 14$ m.s ⁻¹	92
3.18	Champ des vitesses autour du cylindre aileté avec fentes, avec $u' = 0,17$, $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$	93
3.19	Champ des vitesses autour du cylindre aileté sans fente, avec $u' = 0,17$, $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$	94
4.1	Principe d'un problème direct	98
4.2	Principe d'un problème inverse [40]	99
4.3	Schéma 2D de l'ailette a_3	101
4.4	Influence de la régularisation sur l'identification du coefficient de transfert de chaleur convectif	112
4.5	Détermination de α_{opt} par la méthode de conditionnement de matrice	113
5.1	Evolution temporelle de la température de l'ailette pour différentes positions radiales ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_\omega = 12900$)	120
5.2	Distribution locale du nombre de Nusselt ($H' = 1,03$; $u' = 0,24$; $Re_\omega = 12900$)	120
5.3	Distributions radiales du coefficient d'échange convectif pour 8 positions angulaires ($H' = 1,03$; $u' = \infty$; $Re_U = 33950$)	122
5.4	Représentation des profils de la figure 5.3	122
5.5	Disque en rotation et soumis à un courant d'air	123
5.6	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant	124
5.7	$\overline{Nu}_{U=0, u'=\infty}$ en fonction de Re_ω pour un disque en rotation dans l'air ambiant	125

5.8	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air	127
5.9	$\overline{Nu}_{\omega=0,u'=\infty}$ en fonction de Re_U pour un disque fixe soumis à un courant d'air	129
5.10	Evolution de $\overline{Nu}_\theta/\overline{Nu}$ en fonction de θ pou les deux sens de rotation avec $Re_U = 39600$ et $Re_\omega = 8600$	131
5.11	Evolution de $\overline{Nu}_\theta/\overline{Nu}$ en fonction de θ pou les deux sens de rotation avec $Re_U = 39600$ et $Re_\omega = 12900$	131
5.12	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 4300$ et $Re_U = 33950$	132
5.13	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 4300$ et $Re_U = 11350$	133
5.14	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 33950$	133
5.15	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque pour $Re_\omega = 17200$ et $Re_U = 11350$	134
5.16	Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour un disque en rotation et soumis à un courant d'air	135
5.17	Evolution du nombre de Nusselt moyen sur un disque en fonction de Re_ω pour différentes valeurs de Re_U	137
5.18	Cylindre muni de cinq ailettes en rotation seule	138
5.19	Evolution radiale du nombre de Nusselt pour différents u' et H' et pour $Re_\omega = 12900$	139
5.20	Evolution de $\overline{Nu}_{U=0}$ en fonction de Re_ω pour différents u'	141
5.21	Evolution de $\overline{Nu}_{U=0}$ en fonction de u' pour différents Re_ω	141
5.22	Evolution du nombre de Nusselt moyen autour d'un cylindre aileté en rotation dans l'air ambiant fonction de Re_ω	143
5.23	Cylindre muni de cinq ailettes en rotation et soumis à un courant d'air .	143
5.24	Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,69$	145
5.25	Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,41$	145
5.26	Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,24$	146
5.27	Rapport du nombre de Nusselt fonction du rapport des nombres de Reynolds pour $u' = 0,17$	146

5.28	Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,69$	149
5.29	Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,41$	149
5.30	Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,24$	150
5.31	Nombres de Nusselt corrélés à partir de $\overline{Nu}_{U=0}$ pour $u' = 0,17$	150
5.32	Géométrie du système aileté	151
5.33	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour différents Re_ω/Re_U . .	152
5.34	Champs de vitesse, en $m.s^{-1}$, autour d'un disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$	155
5.35	Champs de vitesse, en $m.s^{-1}$, autour d'un disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$	155
5.36	Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$	157
5.37	Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$	157
5.38	Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	158
5.39	Champs de vitesse autour d'un disque en rotation soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	158
5.40	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	160
5.41	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	160
5.42	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	161
5.43	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	162
5.44	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	163
C.1	Schéma du cylindre aileté	201
D.1	Courbes d'étalonnage de la caméra infrarouge	205
E.1	Détermination du vecteur vitesse à partir de deux images successives [66]	207
G.1	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 2150$	213

G.2	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 4300$	214
G.3	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 6450$	214
G.4	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 8600$	215
G.5	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 10750$	215
G.6	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 12900$	216
G.7	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 15050$	216
G.8	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 17200$	217
G.9	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$	218
G.10	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 17000$	219
G.11	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$	219
G.12	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 28300$	220
G.13	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$	220
G.14	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 39600$	221
G.15	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_{\omega} = 4300$	222
G.16	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_{\omega} = 8600$	223
G.17	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_{\omega} = 12900$	223
G.18	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_{\omega} = 17200$	224
G.19	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_{\omega} = 4300$	224

G.20	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 8600$	225
G.21	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 12900$	225
G.22	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 17200$	226
G.23	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	226
G.24	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 8600$	227
G.25	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 12900$	227
G.26	Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$	228
H.1	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $Re_\omega/Re_U < 0,2$	229
H.2	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $0,2 < Re_\omega/Re_U < 0,4$	230
H.3	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $0,4 < Re_\omega/Re_U < 0,8$	230
H.4	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$	231
H.5	Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $4300 < Re_\omega < 17200$	231
I.1	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	233
I.2	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$	234
I.3	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$	234
I.4	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	235
I.5	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$	235
I.6	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$	236
I.7	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$	236
I.8	Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$	237

-
- I.9 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$ 237
- I.10 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$ 238
- I.11 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$ 238
- I.12 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$ 239
- I.13 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$ 239
- I.14 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$ 240
- I.15 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$ 240
- I.16 Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$ 241

LISTE DES TABLEAUX

Liste des tableaux

2.1	Valeurs des constantes des équations 2.24 et 2.25	56
3.1	Grandeurs géométriques et vitesses étudiées	76
3.2	Grandeurs adimensionnelles correspondant à la table 3.1	76
4.1	Évaluation de l'incertitude de \bar{h}	115
5.1	Valeurs des coefficients de la corrélation 5.7	148
D.1	Données expérimentales nécessaires à l'étalonnage	205



ANNEXES

Propriétés thermophysiques de l'air

A.1 Masse volumique de l'air

La masse volumique de l'air ρ_{air} est calculée en fonction de la température T (en K) et de la pression p (en Pa). En faisant l'hypothèse que les évolutions de l'air suivent celles d'un gaz parfait, nous obtenons l'équation suivante :

$$\rho_{air}(T, p) = \frac{p}{rT} \quad (\text{A.1})$$

Avec $r = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'air.

A.2 Viscosité dynamique et conductivité thermique

A pression atmosphérique, les lois de Sutherland peuvent être utilisées afin de déterminer la viscosité dynamique et la conductivité thermique de l'air en connaissant simplement sa température en Kelvin. La détermination de la viscosité dynamique s'effectue grâce à l'équation suivante :

$$\mu_{air}(T) = \mu_0 \frac{T_{ref} + C_\mu}{T + C_\mu} \left[\frac{T}{T_{ref}} \right]^{1,5} \quad (\text{A.2})$$

Avec $\mu_0 = 1,71 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$, $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$ et $C_\mu = 114,4 \text{ K}$.

La détermination de la conductivité thermique s'effectue grâce à une formulation similaire :

$$\lambda_{air}(T) = \lambda_0 \frac{T_{ref} + C_\mu}{T + C_\mu} \left[\frac{T}{T_{ref}} \right]^{1,5} \quad (\text{A.3})$$

Avec $\lambda_0 = 0,0242 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$ et $C_\mu = 125 \text{ K}$.

Connaissant la masse volumique de l'air, nous pouvons également déterminer la viscosité cinématique, en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, à partir de la relation suivante :

$$\nu_{air}(T) = \frac{\nu_{air}(T)}{\rho_{air}(T)} \quad (\text{A.4})$$

Détermination de l'émissivité de la peinture noire

L'émissivité de la peinture noire utilisée pour recouvrir les différentes parties constituant le système aileté a été déterminée au laboratoire, en fonction de la température d'utilisation. Pour cela, on utilise une plaque carrée d'épaisseur 3 mm dont l'une des faces est recouverte par la peinture noire d'émissivité ε_n , l'autre face comportant une résistance chauffante branchée à un générateur. Un thermocouple de type K, relié à une centrale d'acquisition, a été positionné au centre de la plaque. La caméra infrarouge visualise la plaque sous incidence normale, la distance objectif de la caméra/plaque étant fixée à 1 m. On mesure alors la température de la plaque, qui peut varier de 20°C à 140°C, grâce au générateur de courant. Pour chaque température, la caméra permet d'accéder directement au niveau thermique mesuré I_{mes} , composé :

- du rayonnement provenant de la plaque atténué par l'atmosphère,
- du rayonnement de l'environnement réfléchi sur la plaque et atténué par l'atmosphère
- du rayonnement émis par l'atmosphère elle-même.

Ainsi le niveau thermique mesuré par la caméra peut s'écrire :

$$I_{mes} = \tau_{air}\varepsilon_n \cdot I(T) + \tau_{air}(1 - \varepsilon_n) \cdot I(T_{env}) + (1 - \tau_{air}) \cdot I(T_{atm}) \quad (\text{B.1})$$

Où $I(T_{env})$ et $I(T_{atm})$ représentent respectivement le rayonnement émis par l'environnement à la température T_{env} et le rayonnement propre de l'atmosphère à la température T_{atm} . Pour chaque température, le niveau thermique de la caméra est relevé, ainsi que T_{atm} . De plus, il est nécessaire d'effectuer une évaluation de $I(T_{env})$ en présentant à la

caméra une feuille d'aluminium de surface diffusante. On relève alors le signal de sortie de la caméra, noté I_{al} :

$$I_{al} = \tau_{air} \cdot I(T_{env}) + (1 - \tau_{air}) \cdot I(T_{atm}) \quad (\text{B.2})$$

En combinant les équations B.1 et B.2, on obtient une expression de l'émissivité de la peinture noire comme suit :

$$\varepsilon_n = \frac{I_{mes} - I_{al}}{\tau_{air} I(T) - I_{al} + (1 - \tau_{air}) I(T_{atm})} \quad (\text{B.3})$$

La courbe d'étalonnage de la caméra infrarouge permet d'accéder aux valeurs de $I(T)$ et $I(T_{atm})$. Pour une température donnée, on peut ainsi déterminer la valeur de l'émissivité correspondante. Les résultats expérimentaux peuvent être interpolés de la manière suivante :

- Pour $293\text{K} \leq T \leq 353\text{K}$

$$\varepsilon_n = 0,937 \quad (\text{B.4})$$

- Pour $353\text{K} \leq T \leq 413\text{K}$

$$\varepsilon_n = 0,98315 - 5,7829 \cdot 10^{-4}(T - 273) \quad (\text{B.5})$$

Calcul des radiosités

Par définition, la radiosité J représente la somme de l'émittance M et du flux réfléchi par unité de surface, c'est-à-dire la fraction de l'éclairement réfléchi $\rho\xi$ (avec ρ le coefficient de réflexion et ξ l'éclairement) :

$$J = M + \rho\xi = \varepsilon \cdot M^0 + \rho \cdot \xi \quad (\text{C.1})$$

Pour notre étude, on considère que les surfaces sont grises, opaques et diffuses, d'où le coefficient de transmission $\tau = 0$. Soit grâce à la combinaison de la loi de Kirchoff et de Bouguer pour des corps gris et lambertiens : $\rho = 1 - \alpha = 1 - \varepsilon$ (avec α le coefficient d'absorption et ε l'émissivité). On peut alors écrire :

$$J_i = \varepsilon_i \cdot \sigma \cdot T_i^4 + (1 - \varepsilon_i) \sum_{j=1}^n F_{ij} \cdot J_j \quad (\text{C.2})$$

Où F_{ij} correspond aux facteurs de forme entre les différentes surfaces du système étudié. Tous les facteurs de forme nécessaires à la détermination des radiosités ont été déterminés à partir de formules analytiques relatives à chaque configuration géométrique.

C.1 Cas de l'ailette seule

Pour le cas de l'ailette seule, le système est composé de la face avant de l'ailette, du cylindre, et comme surface fictive pour clôturer l'enceinte, l'environnement. On peut alors écrire :

$$J_{ail} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{ail}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot [F_{ail-cyl} \cdot J_{cyl} + F_{ail-env} \cdot J_{env}] \quad (\text{C.3})$$

Avec :

- $F_{ail-cyl}$: facteur de forme entre la face avant de l'ailette et le cylindre,
- $F_{ail-env}$: facteur de forme entre la face avant de l'ailette et l'environnement,
- $J_{cyl} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot [F_{cyl-ail} \cdot J_{ail} + F_{cyl-env} \cdot J_{env}]$: radiosité du cylindre,
- $J_{env} = \sigma \cdot T_{env}^4$: radiosité de l'environnement.

En remplaçant J_{cyl} et J_{env} par leur expression dans l'équation C.3, on aboutit à :

$$J_{ail} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{ail}^4 + (1 - \varepsilon_n) \left[F_{ail-cyl} \left(\varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + (1 - \varepsilon_n) \left(F_{cyl-ail} \cdot J_{ail} + F_{cyl-env} \cdot \sigma \cdot T_{env}^4 \right) \right) + F_{ail-env} \cdot \sigma \cdot T_{env}^4 \right] \quad (C.4)$$

En regroupant les termes relatifs à la radiosité de l'ailette, on obtient l'expression suivante :

$$J_{ail} = a_1 \cdot \sigma \cdot T_{ail}^4 + a_2 \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + a_3 \cdot \sigma \cdot T_{env}^4 \quad (C.5)$$

Avec :

$$a_1 = \frac{\varepsilon_n}{A} \quad (C.6)$$

$$a_2 = \frac{\varepsilon_n \cdot (1 - \varepsilon_n) \cdot F_{ail-cyl}}{A} \quad (C.7)$$

$$a_3 = \frac{(1 - \varepsilon_n) \cdot [(1 - \varepsilon_n) \cdot F_{ail-cyl} \cdot F_{cyl-env} + F_{ail-env}]}{A} \quad (C.8)$$

Et :

$$A = (1 - \varepsilon_n)^2 \cdot F_{ail-cyl} \cdot F_{cyl-ail} \quad (C.9)$$

C.2 Cas du cylindre muni de cinq ailettes

Pour le cas de cinq ailettes montées sur le cylindre, on cherche à prendre en compte la fente et on fait le bilan de la surface de mesure de l'ailette centrale, située en face de cette fente. Le système étudié est alors composé de la surface de mesure (SM), du reste de la face avant de l'ailette centrale (a_3), de la fente (*fente*), du reste de la face arrière de l'ailette 2 (a_2), du cylindre (*cyl*) et de l'environnement (*env*) (figure C.1). A partir de l'équation C.2, on peut exprimer les radiosités de chacune des surfaces :

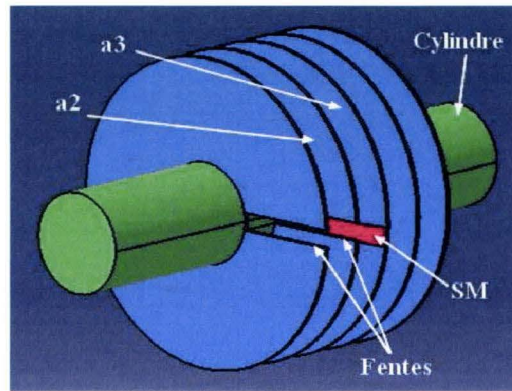


FIGURE C.1 – Schéma du cylindre aileté

$$J_{SM} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{SM}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot (F_{SM-cyl} \cdot J_{cyl} + F_{SM-env} \cdot J_{env} + F_{SM-a2} \cdot J_{a2} + F_{SM-fente} \cdot J_{fente}) \quad (C.10)$$

$$J_{a2} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{a2}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot (F_{a2-cyl} \cdot J_{cyl} + F_{a2-env} \cdot J_{env} + F_{a2-a3} \cdot J_{a3} + F_{a2-SM} \cdot J_{SM}) \quad (C.11)$$

$$J_{a3} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{a3}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot (F_{a3-cyl} \cdot J_{cyl} + F_{a3-env} \cdot J_{env} + F_{a3-a2} \cdot J_{a2} + F_{a3-fente} \cdot J_{fente}) \quad (C.12)$$

$$J_{cyl} = \varepsilon_n \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + (1 - \varepsilon_n) \cdot (F_{cyl-a2} \cdot J_{a2} + F_{cyl-a3} \cdot J_{a3} + F_{cyl-env} \cdot J_{env} + F_{cyl-SM} \cdot J_{SM} + F_{cyl-fente} \cdot J_{fente}) \quad (C.13)$$

$$J_{fente} = \sigma \cdot T_{env}^4 \quad (C.14)$$

$$J_{env} = \sigma \cdot T_{env}^4 \quad (C.15)$$

On peut alors exprimer ce système d'équations en regroupant les termes de radiosité d'un côté et les termes de température de l'autre. Sous forme matricielle, en notant F la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{SM-a2}}{\epsilon_n} & 0 & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{SM-fente}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{SM-cyl}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{SM-env}}{\epsilon_n} \\ \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a2-SM}}{\epsilon_n} & \frac{1}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a2-a3}}{\epsilon_n} & 0 & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a2-cyl}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a2-env}}{\epsilon_n} \\ 0 & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a3-a2}}{\epsilon_n} & \frac{1}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a3-fente}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a3-cyl}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{a3-env}}{\epsilon_n} \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \frac{-(1-\epsilon_n)F_{cyl-SM}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{cyl-a2}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{cyl-a3}}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{cyl-fente}}{\epsilon_n} & \frac{1}{\epsilon_n} & \frac{-(1-\epsilon_n)F_{cyl-env}}{\epsilon_n} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

On obtient le système suivant :

$$F \cdot \begin{bmatrix} J_{SM} \\ J_{a2} \\ J_{a3} \\ J_{fente} \\ J_{cyl} \\ J_{env} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma \cdot T_{SM}^4 \\ \sigma \cdot T_{a2}^4 \\ \sigma \cdot T_{a3}^4 \\ \sigma \cdot T_{env}^4 \\ \sigma \cdot T_{cyl}^4 \\ \sigma \cdot T_{env}^4 \end{bmatrix} \quad (C.16)$$

Soit :

$$F \cdot J = T \quad (C.17)$$

On peut ainsi déterminer les radiosités J de toutes les surfaces à partir des mesures de températures T par inversion de la matrice F :

$$J = F^{-1} \cdot T \quad (C.18)$$

Ce calcul s'effectue sous Matlab et nous permet d'obtenir les nouveaux coefficients a'_1 , a'_2 et a'_3 intervenant dans l'expression de la radiosité de la surface de mesure J_{SM} (sur le même modèle que l'équation C.5 en supposant T_{SM} , T_{a3} , T_{a2} égales) :

$$J_{SM} = a'_1 \cdot \sigma \cdot T_{a2}^4 + a'_2 \cdot \sigma \cdot T_{cyl}^4 + a'_3 \cdot \sigma \cdot T_{env}^4 \quad (C.19)$$

Etalonnage de la caméra infrarouge

Soit $I(T)$ le niveau thermique correspondant au signal de sortie de la caméra infrarouge lorsque celle-ci reçoit uniquement le rayonnement émis par un corps noir à la température T . La courbe d'étalonnage est la courbe de correspondance effective entre le signal $I(T)$ fourni par la caméra et la température T du corps observé, dans une situation donnée, caractérisée par une distance caméra/objet fixée, la possible présence d'un hublot ou de filtres, etc. . .

Le niveau thermique réellement mesuré par la caméra, noté I_{mes} , correspond au rayonnement émis par l'objet visé (d'émissivité ε) atténué par l'atmosphère, auquel viennent s'ajouter le rayonnement de l'environnement réfléchi par l'objet visé et atténué par l'atmosphère et le rayonnement émis par l'atmosphère elle-même. On peut donc écrire :

$$I_{mes} = \tau_{air}\varepsilon \cdot I(T) + \tau_{air}(1 - \varepsilon) \cdot I(T_{env}) + (1 - \tau_{air}) \cdot I(T_{atm}) \quad (D.1)$$

Où $I(T_{env})$ et $I(T_{atm})$ représentent respectivement le rayonnement émis par l'environnement à la température T_{env} et le rayonnement propre de l'atmosphère à la température T_{atm} . Il est donc nécessaire d'estimer ces différentes perturbations pour connaître le niveau thermique réel de l'objet visé.

Notre étalonnage est réalisé à partir d'un corps noir étendu étalon chauffé par une résistance, d'émissivité $\varepsilon = 0,99 \pm 0,01$ indépendante de la température. La température du corps noir est contrôlée à l'aide d'une sonde PT100 avec une précision de $\pm(0,3 + 0,004T)$ en °C. La caméra infrarouge est positionnée à 2,50 mètres du corps noir et un étalonnage est réalisé avec et sans présence du hublot transparent aux rayonnements infrarouges, présent sur notre dispositif expérimental avec veine d'air. Pour une plage de

températures allant de 50°C à 130°C, correspondant à celles de nos essais, nous relevons le niveau thermique I_{mes} reçu par la caméra. De plus, le niveau thermique $I(T_{env})$ est évalué en présentant à la caméra une feuille d'aluminium froissée à émission diffuse. On relève alors le signal de sortie de la caméra, noté I_{al} :

$$I_{al} = \tau_{air} \cdot I(T_{env}) + (1 - \tau_{air}) \cdot I(T_{atm}) \quad (D.2)$$

En injectant l'équation D.2 dans la relation D.1, nous obtenons l'expression de $I(T)$ suivante :

$$I(T) = \frac{I_{mes} - (1 - \varepsilon)I_{al} - (1 - \tau_{air})\varepsilon I(T_{atm})}{\tau_{air}\varepsilon} \quad (D.3)$$

La température T_{atm} est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé dans le milieu ambiant. Cette température est inférieure à la température minimale de la plage de mesure utilisée par la caméra pour nos conditions d'essais. En effet, nos mesures sont réalisées sur une gamme de température allant de 50°C à 130°C alors que la température ambiante se situe au voisinage des 20°C. On considère alors que le rayonnement de l'atmosphère est négligeable, soit $I(T_{atm}) = 0$.

Les valeurs expérimentales obtenues, présentés dans le tableau D.1, sont ensuite interpolées par un polynôme de degré 3 comme suit :

- Loi d'étalonnage sans hublot

$$I(T) = 7,5 \cdot 10^{-3}T^3 - 0,6569T^2 + 88,66T - 718,01 \quad (D.4)$$

- Loi d'étalonnage avec hublot

$$I(T) = 7,8 \cdot 10^{-3}T^3 - 0,9343T^2 + 110,74T - 1360,5 \quad (D.5)$$

Les valeurs expérimentales et corrélées sont représentées sur la figure D.1.

T (°C)	I_{mes} ss hubl.	I_{mes} av hubl.	I_{at}	$I(T)$ ss hubl.	$I(T)$ av hubl.
50	2814	2649	1095	2992	2817
60	3642	3401	1095	3872	3616
70	4549	4232	1101	4837	4500
80	5620	5183	1101	5976	5511
90	6932	6346	1100	7371	6747
100	8503	7723	1089	9041	8212
110	10373	9327	1089	11029	9917
120	12574	11286	1089	13369	12000
130	15137	13580	1090	16095	14439

TABLE D.1 – Données expérimentales nécessaires à l'étalonnage

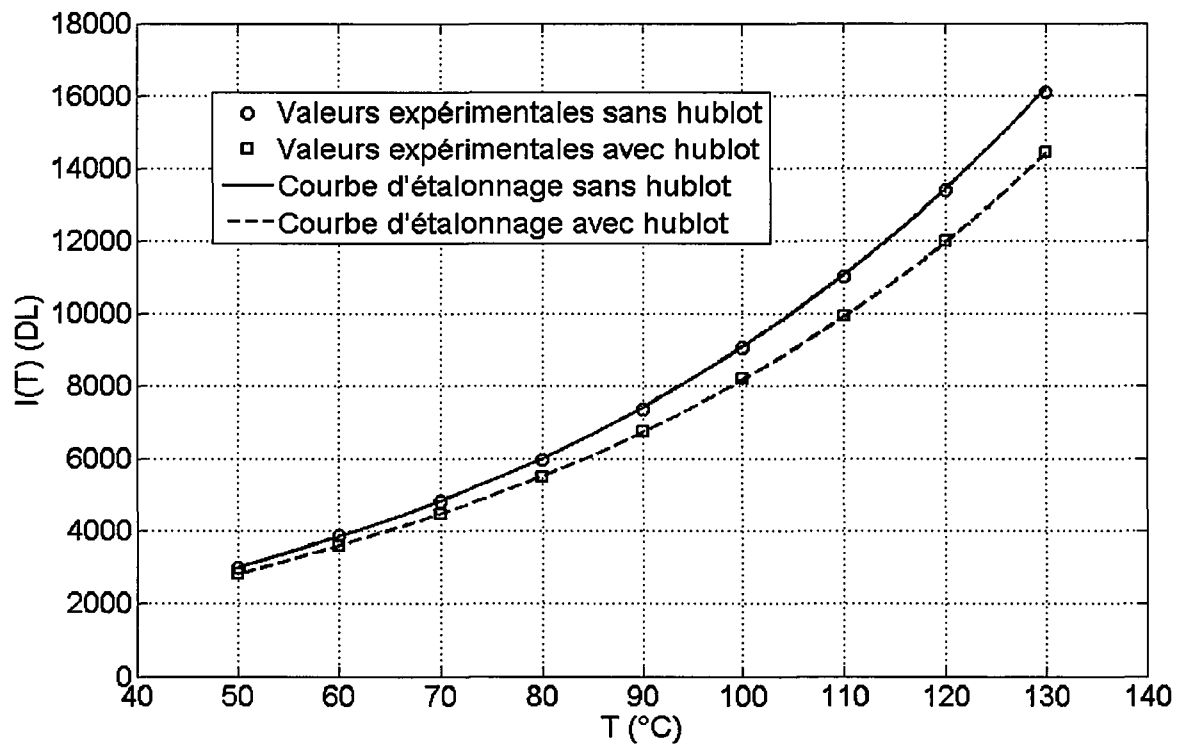


FIGURE D.1 – Courbes d'étalonnage de la caméra infrarouge

Corrélation croisée pour l'analyse des images PIV

La méthode de corrélation croisée estime, de manière statistique, les déplacements relatifs des particules à partir de deux images successives, ce qui permet d'obtenir le champ de vitesses associé à chaque doublet d'images [54] [66] (figure E.1).

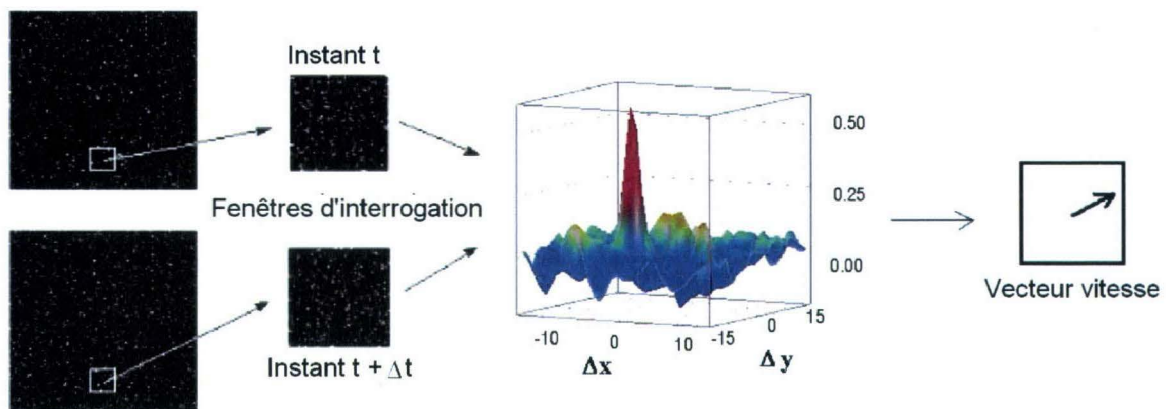


FIGURE E.1 – Détermination du vecteur vitesse à partir de deux images successives [66]

Soit X_i la position d'une particule i dans la nappe, et x_i la position de cette même particule sur l'image, le champ d'intensité lumineuse de la première image peut s'écrire :

$$I(x) = \sum_{i=1}^N F_0(X_i) \tau(x - x_i) \quad (\text{E.1})$$

Où x représente la position d'un point dans l'aire d'interrogation, $F_0(X_i)$ la fonction de transfert donnant l'énergie lumineuse d'une particule i selon sa position X_i dans

la nappe, et $\tau(x - x_i)$ la distribution d'énergie autour de la position x_i de l'image de la particule, généralement supposée gaussienne dans les deux directions du plan de visualisation.

En supposant qu'entre les deux images, l'ensemble des particules de la fenêtre de visualisation se sont déplacées de ΔX , le champ d'intensité lumineuse de la seconde image peut s'écrire :

$$I'(x) = \sum_{j=1}^N F'_0(X_j + \Delta X) \tau(x - x_j - \delta x) \quad (\text{E.2})$$

Où δx représente le déplacement de l'image de la particule. Ainsi, la corrélation croisée entre les deux fenêtres d'interrogations est définie comme suit :

$$R(s) = \langle I(x)I(x + s) \rangle \quad (\text{E.3})$$

Où s représente le déplacement possible entre les deux images et $\langle \rangle$ l'opérateur de moyenne spatiale sur toute la fenêtre d'interrogation. La fonction R vérifie combien de particules ont été renvoyées de l'instant $t + \Delta t$ à une position existante à l'instant t , et peut se décomposer en deux parties :

$$R(s) = R_F(s) + R_D(s) \quad (\text{E.4})$$

Où :

- R_F représente le bruit de corrélation ($i \neq j$),
- R_D représente le pic de corrélation du déplacement, c'est-à-dire la composante de la fonction de corrélation croisée qui correspond à la corrélation des images de particules de la première image avec les images de particules identiques présentes sur la seconde image ($i = j$).

Le maximum de ce pic est identifié pour une position $s = \delta x$. Ainsi, la détermination de la position de ce maximum permet d'identifier le déplacement δx , et donc ΔX (figure E.1). Cette position est généralement obtenue grâce à un algorithme de calcul FFT (Fast Fourier Transform). Dans le cas général, lorsque toutes les particules contenues dans la fenêtre d'interrogation n'ont pas la même vitesse (turbulence, gradient de vitesse), la position du pic représente le déplacement le plus probable dans cette fenêtre d'interrogation [66].

Nous pouvons également préciser que la perte de paires de particules entre deux images, due à leurs entrées ou sorties de la fenêtre d'interrogation causées par l'écoulement, diminue l'intensité du pic de corrélation. Il est alors possible de décaler les fenêtres d'interrogation afin de récupérer les doublets perdus, et ainsi augmenter l'intensité du pic de corrélation, ce qui rend la détermination du déplacement plus précise.

Calculs des incertitudes

L'objectif de cette section est de présenter les calculs d'incertitudes de la température de l'ailette et de la densité de flux radiatif qui ont servi à l'évaluation de l'incertitude sur le coefficient d'échange convectif h . Nous avons pu voir dans le chapitre 3 que la détermination de la température de l'ailette T_{ail} nécessite la connaissance de plusieurs variables :

- le niveau thermique mesuré par la caméra infrarouge I_{mes} ,
- la loi d'étalonnage $I(T)$,
- la température du cylindre mesuré par le pyromètre infrarouge T_{cyl} ,
- la température de l'air mesuré par thermocouple T_{∞} ,
- l'émissivité de la peinture noire ε_n ,
- les différents facteurs de forme intervenant dans l'expression des radiosités J_j
- le coefficient de transmission atmosphérique τ_{atm} .

Dans un premier temps, nous cherchons à évaluer l'incertitude sur la loi d'étalonnage à partir des incertitudes suivantes :

- pour le niveau thermique mesuré : $\Delta I_{mes} = \pm 4\% I_{mes}$
- pour le niveau thermique de l'environnement : $\Delta I_{env} = \pm 0,58\% I_{env}$
- pour le coefficient de transmission atmosphérique : $\Delta \tau_{amb} = \pm 0,001$ [23]
- pour l'émissivité de la peinture noire : $\Delta \varepsilon_n = 0,02$ [23]
- pour la température du corps noir étalon : $\Delta T_{CN} = \pm 0,5^{\circ}\text{C}$ [23]

L'incertitude sur la loi d'étalonnage est alors déterminée à partir des variations ΔI_i engendrées par l'incertitude de chaque variable i . La somme de ces erreurs est égale à ΔI . Ainsi pour une température T du corps noir étalon, le signal de sortie de la caméra infrarouge est compris entre $I_{inf}(T) = I(T) - \Delta I$ et $I_{sup}(T) = I(T) + \Delta I$. Au final l'incertitude sur la loi d'étalonnage est évaluée à $\Delta I(T) = 6\%I(T)$.

L'incertitude sur la température de l'ailette T_{ail} est évaluée suivant la même procédure. Connaissant les incertitudes sur la température de référence de l'air $\Delta T_\infty = \pm 3\%T_\infty$ (T_∞ en °C), sur la température du cylindre $\Delta T_{cyl} = \pm 2^\circ\text{C}$, sur les facteurs de forme $\Delta F_{i-j} = 3\%F_{i-j}$, sur l'émissivité de la peinture noire, sur coefficient de transmission de l'air et sur la loi d'étalonnage, définies précédemment, nous aboutissons à une incertitude sur la température de l'ailette $\Delta T_{ail} = 1^\circ\text{C}$.

De la même manière, l'incertitude sur la densité de flux radiatif est évaluée. A partir des incertitudes sur la température des ailettes, sur la température du cylindre et de l'air ambiant, sur les facteur de forme et sur l'émissivité de la peinture noire, définies précédemment, on obtient une incertitude sur la densité de flux radiatif $\Delta\varphi_{rad} = 23 \text{ W.m}^{-2}$ pour le cas $H' = 1,03$, $u' = 0,69$ et $Re_\omega = 12900$.

Résultats thermiques relatifs au disque

G.1 Disque en rotation

Dans cette section, nous présentons les résultats relatifs aux coefficients d'échange convectif locaux sur le disque seul en rotation dans l'air ambiant pour $H' = 1,03$, $u' = \infty$ et $2150 < Re_\omega < 17200$.

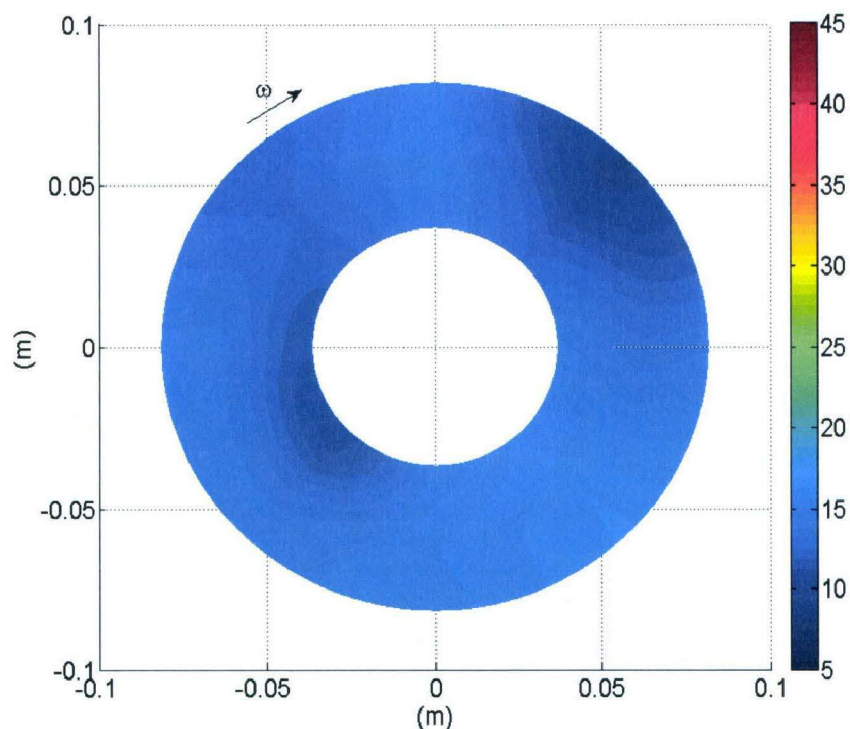


FIGURE G.1 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 2150$

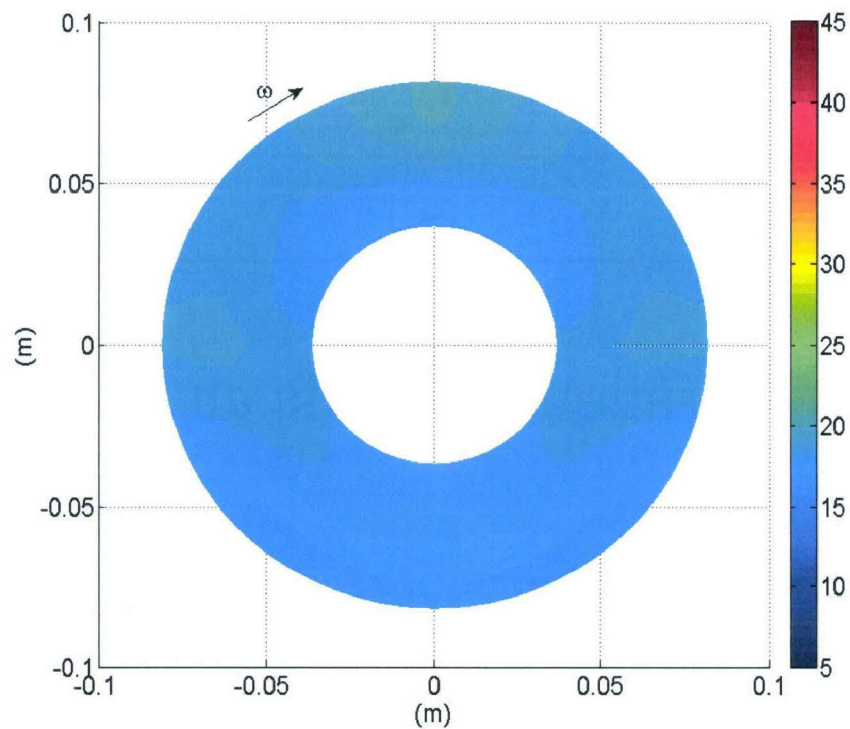


FIGURE G.2 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 4300$

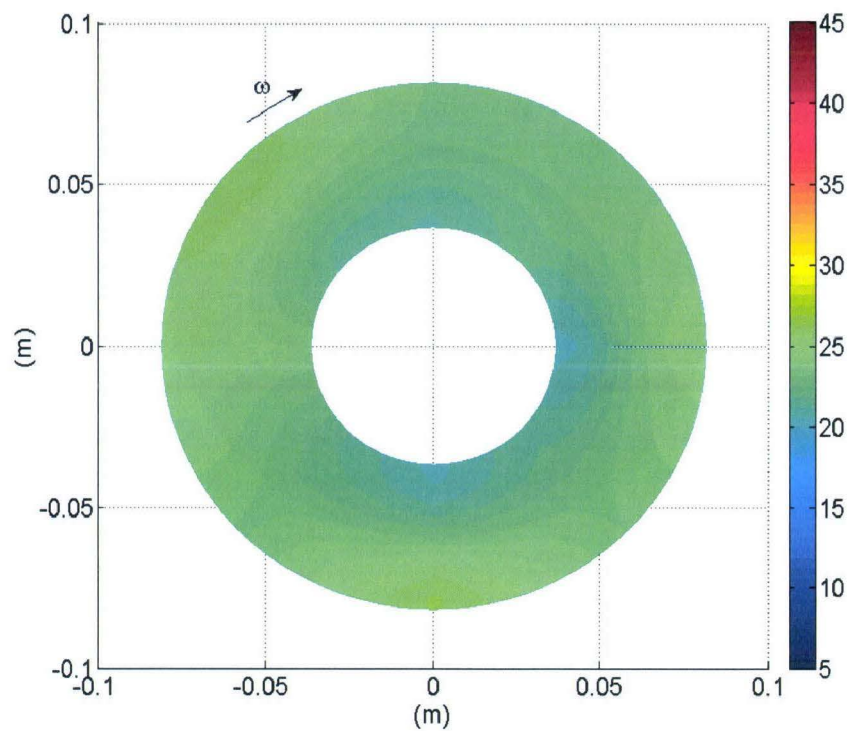


FIGURE G.3 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 6450$

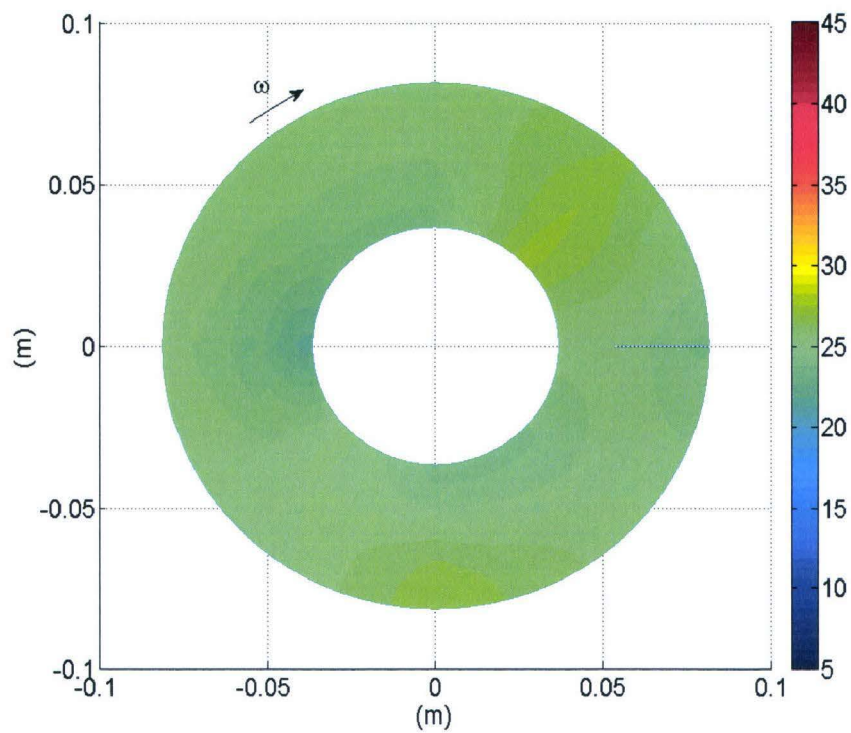


FIGURE G.4 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 8600$

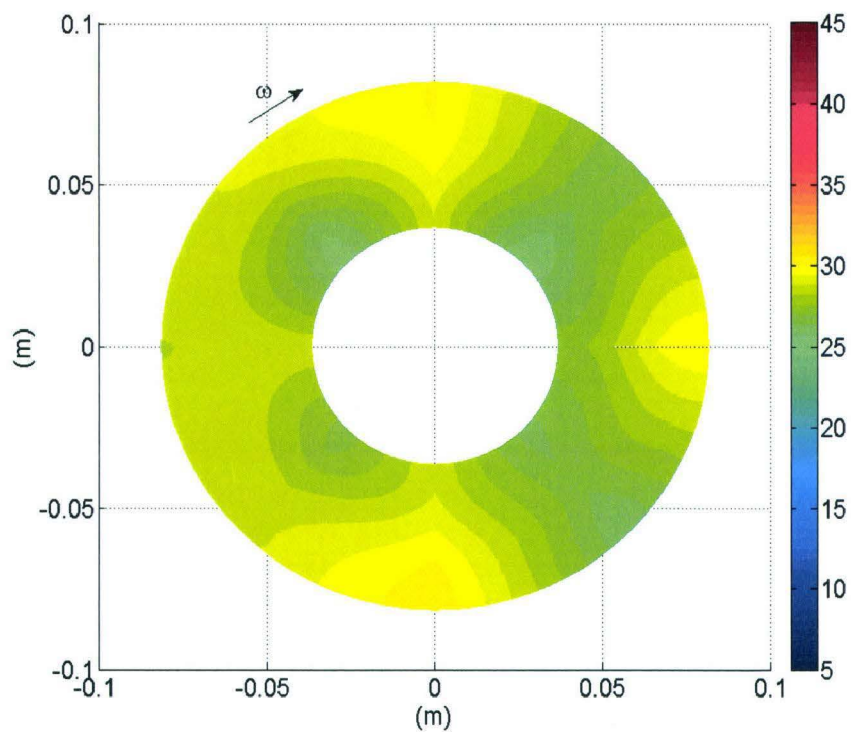


FIGURE G.5 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 10750$

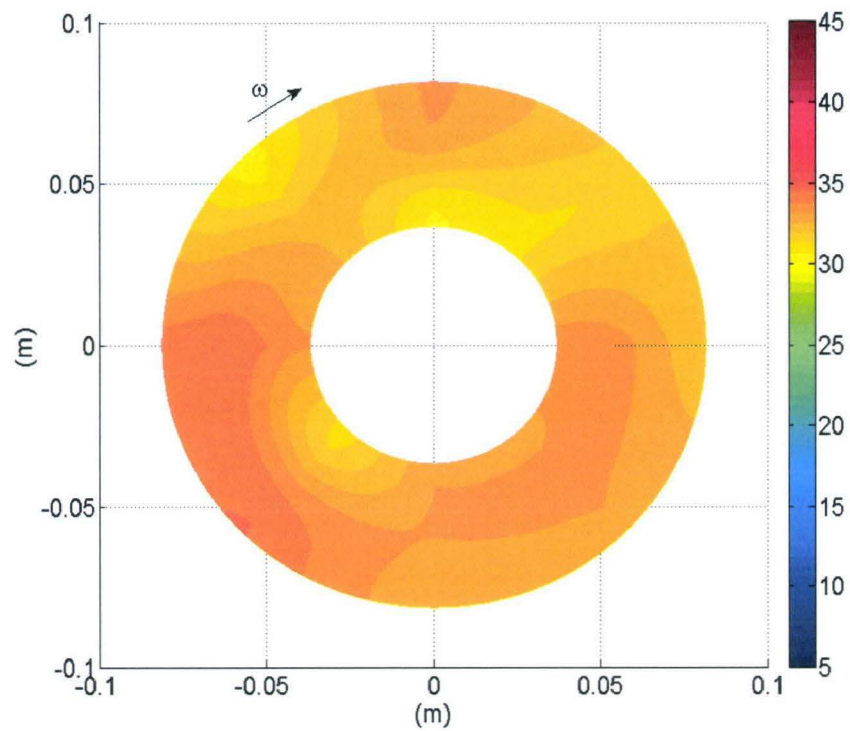


FIGURE G.6 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 12900$

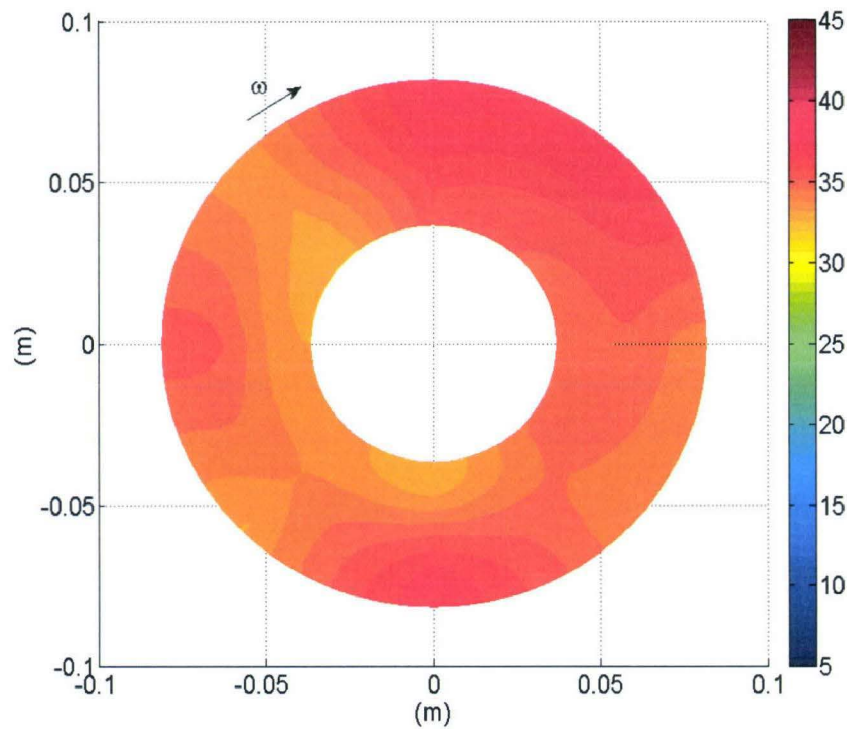


FIGURE G.7 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_\omega = 15050$

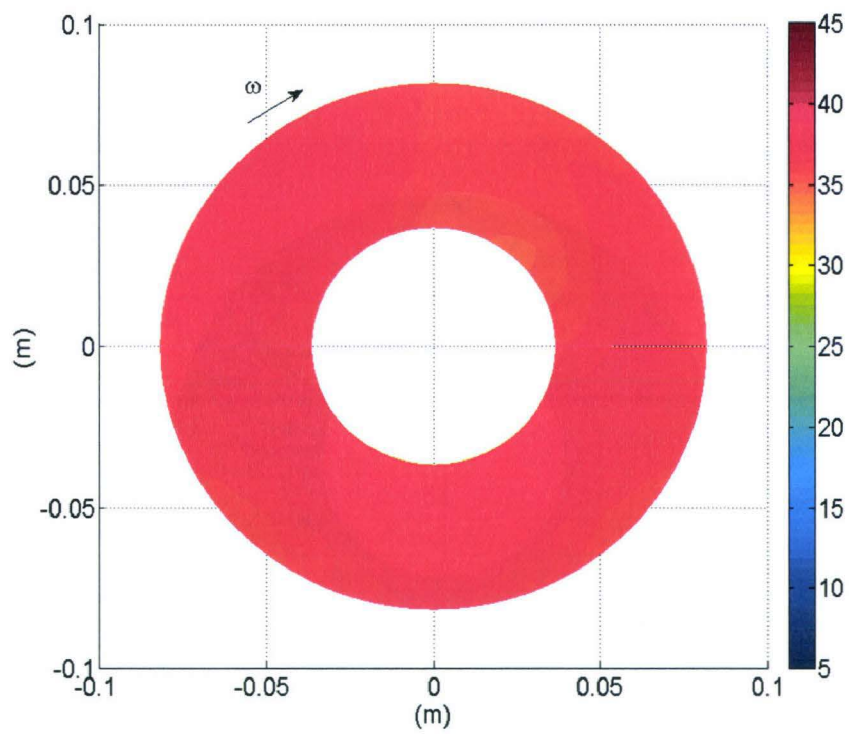


FIGURE G.8 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque tournant dans l'air ambiant pour $Re_{\omega} = 17200$

G.2 Disque fixe soumis à un courant d'air

Dans cette section, nous présentons les résultats relatifs aux coefficients d'échange convectif locaux sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $H' = 1,03$, $u' = \infty$ et $11350 < Re_U < 39600$.

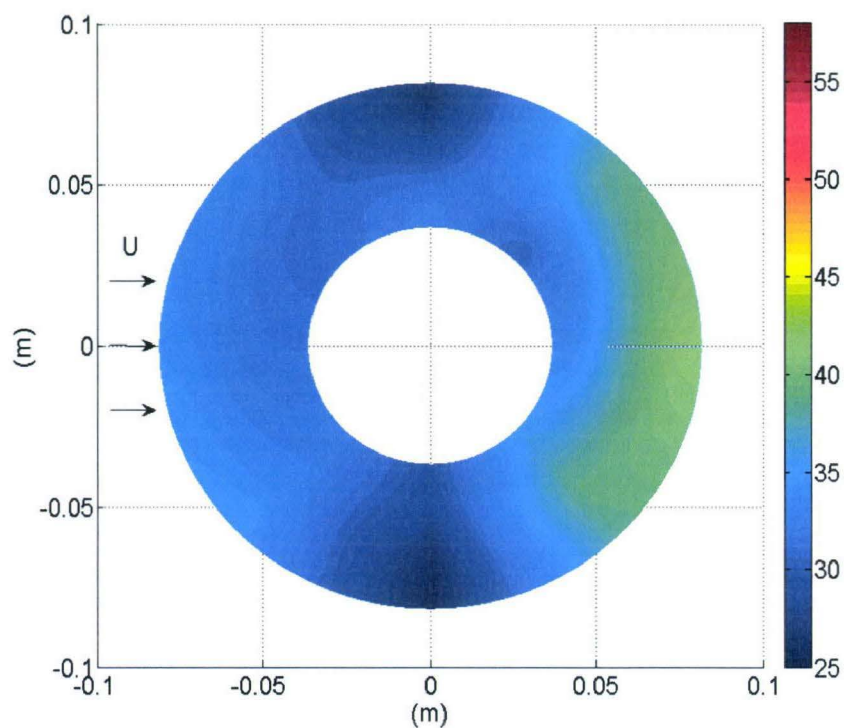


FIGURE G.9 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$

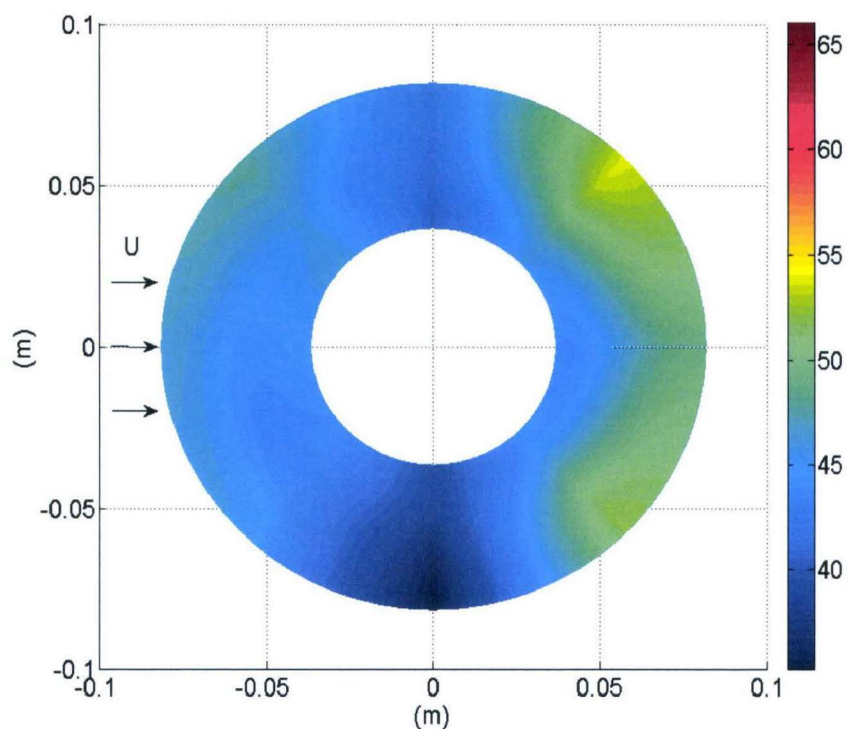


FIGURE G.10 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 17000$

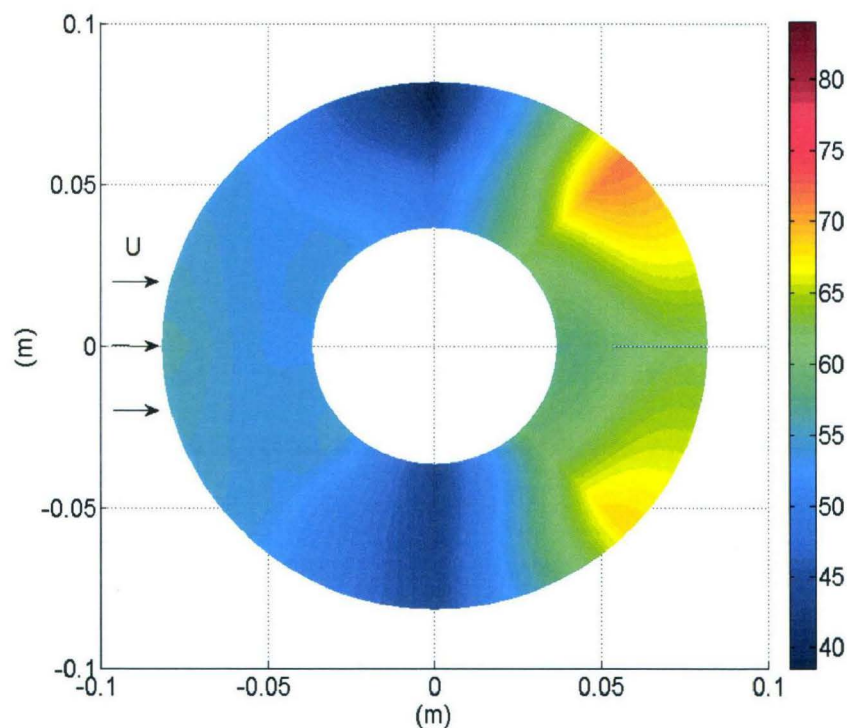


FIGURE G.11 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$

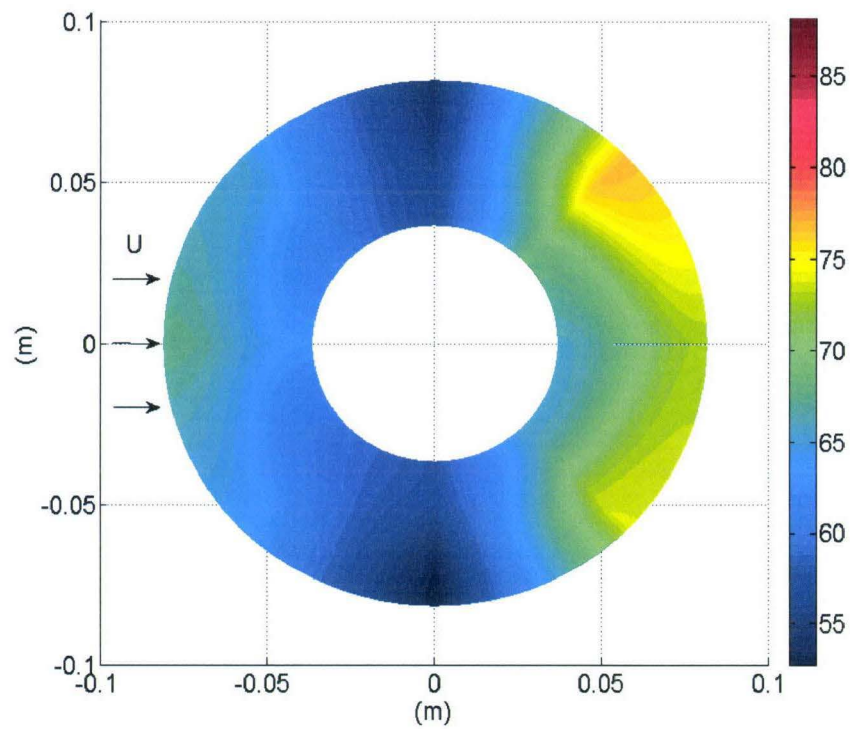


FIGURE G.12 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 28300$

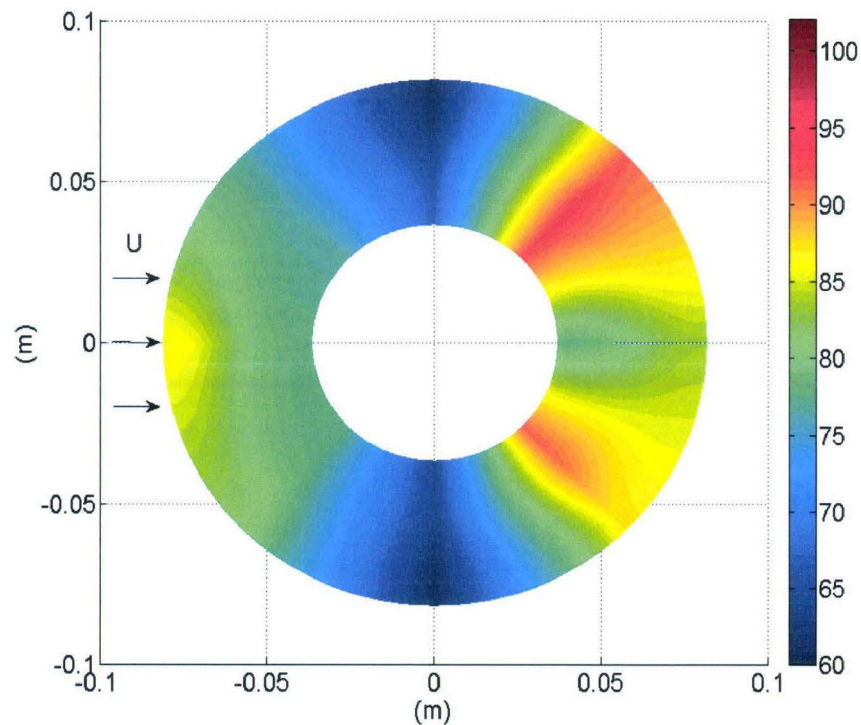


FIGURE G.13 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$

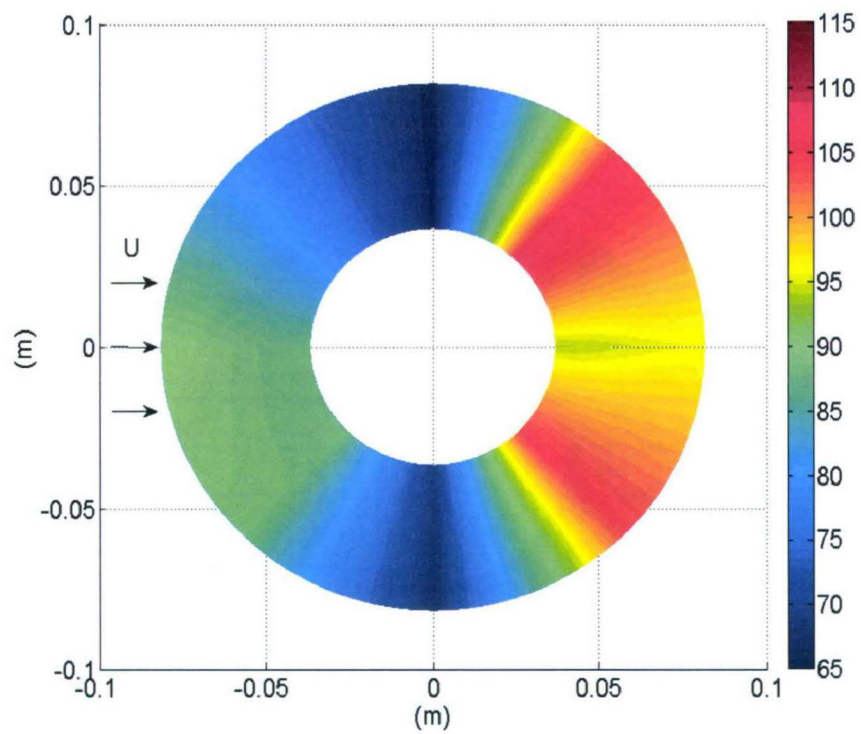


FIGURE G.14 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 39600$

G.3 Disque en rotation et soumis à un courant d'air

Dans cette section, nous présentons des résultats complémentaires relatifs aux coefficients d'échange convectif locaux sur le disque en rotation et soumis à un courant d'air pour $H' = 1,03$, $u' = \infty$, $Re_U = 11350, 33950$ et $Re_\omega = 4300, 8600, 12900$ et 17200 .

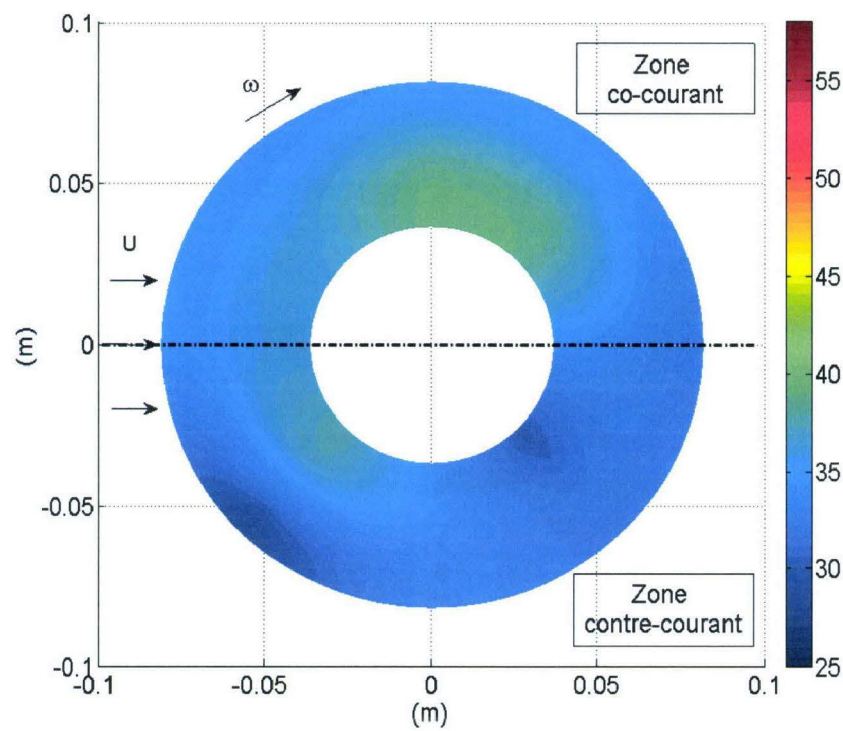


FIGURE G.15 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

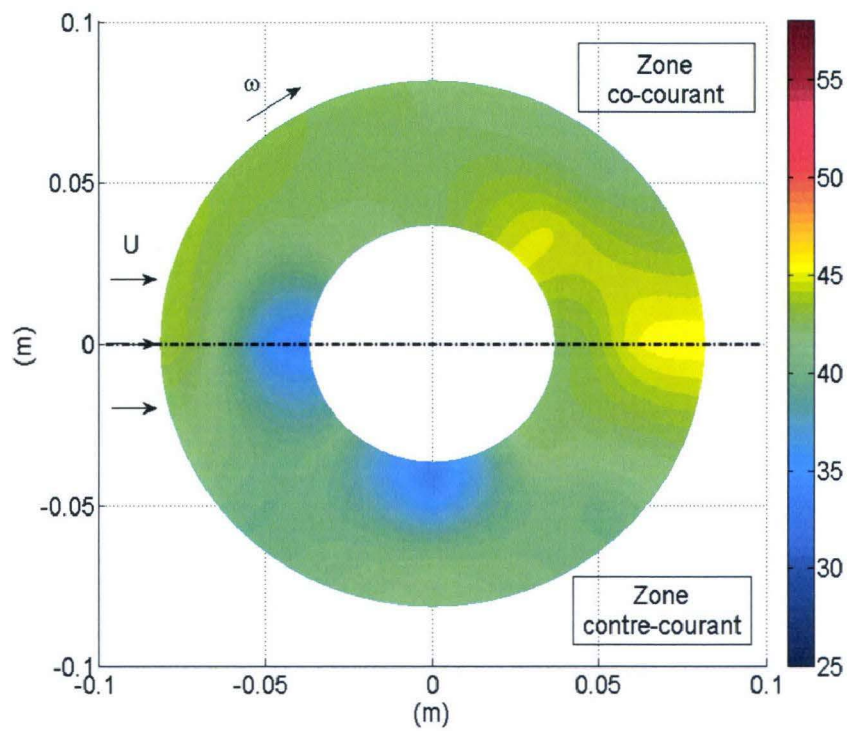


FIGURE G.16 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 8600$

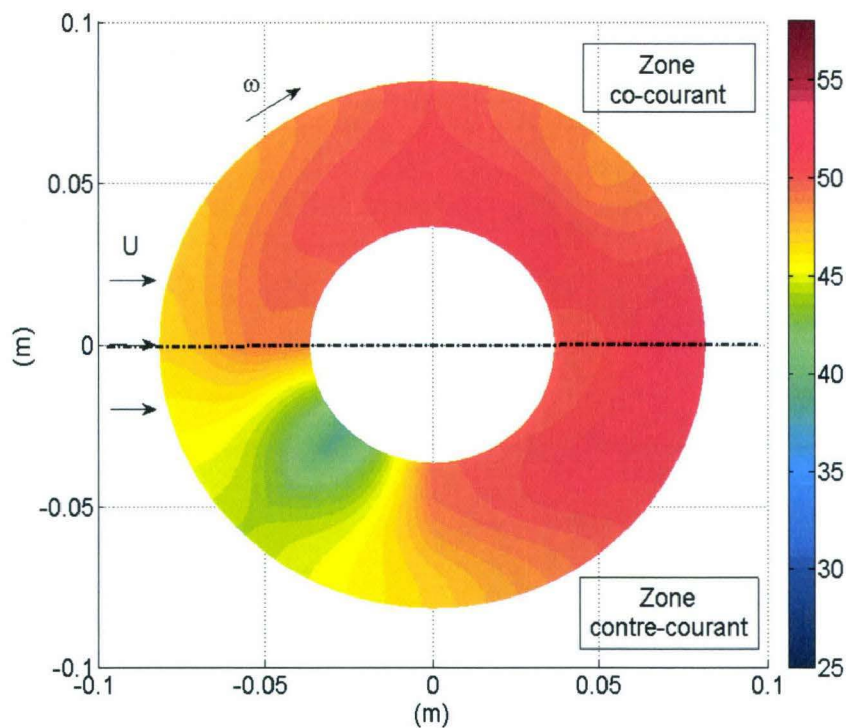


FIGURE G.17 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 12900$

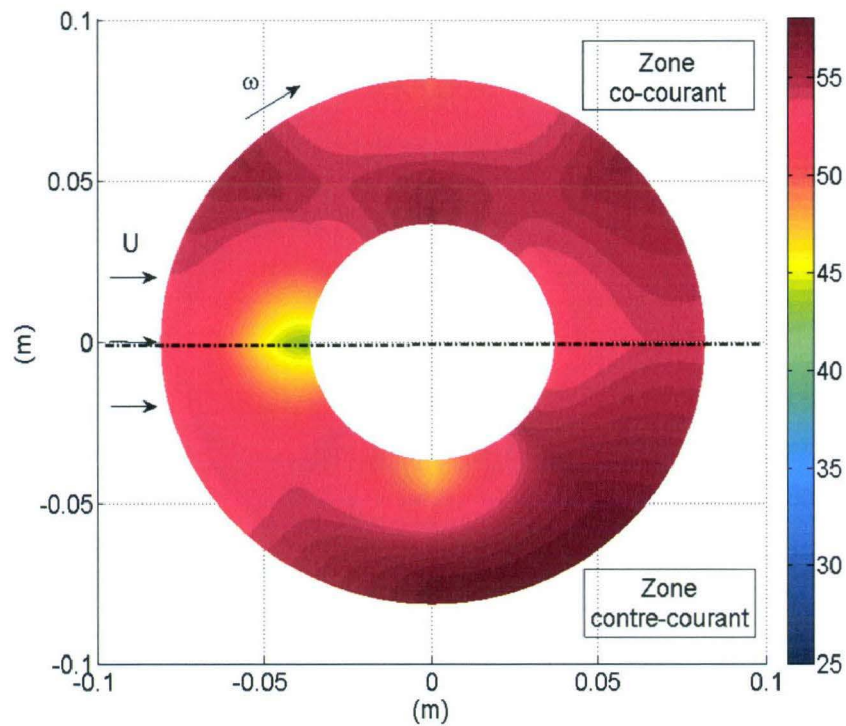


FIGURE G.18 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

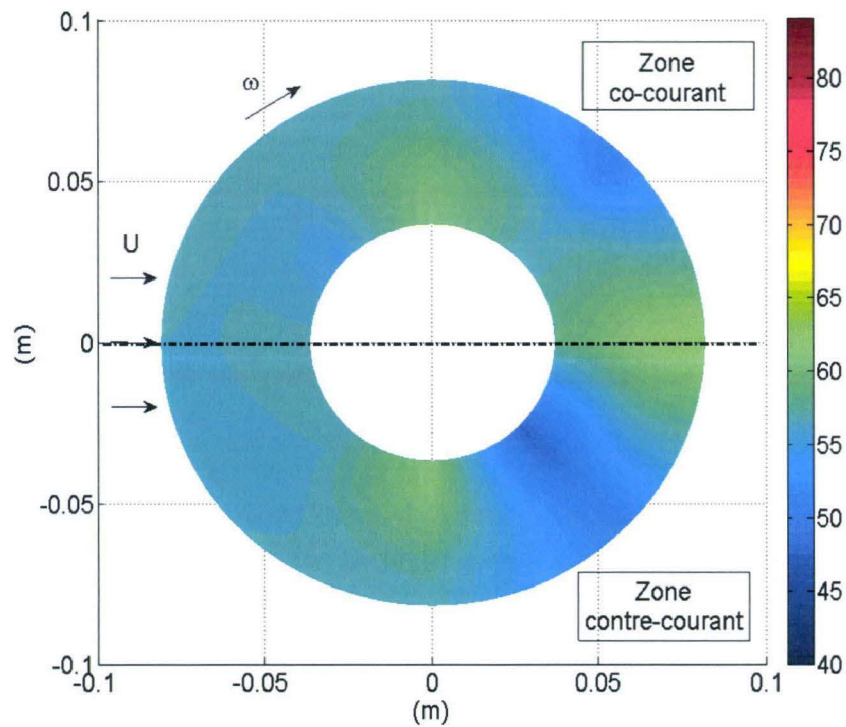


FIGURE G.19 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 4300$

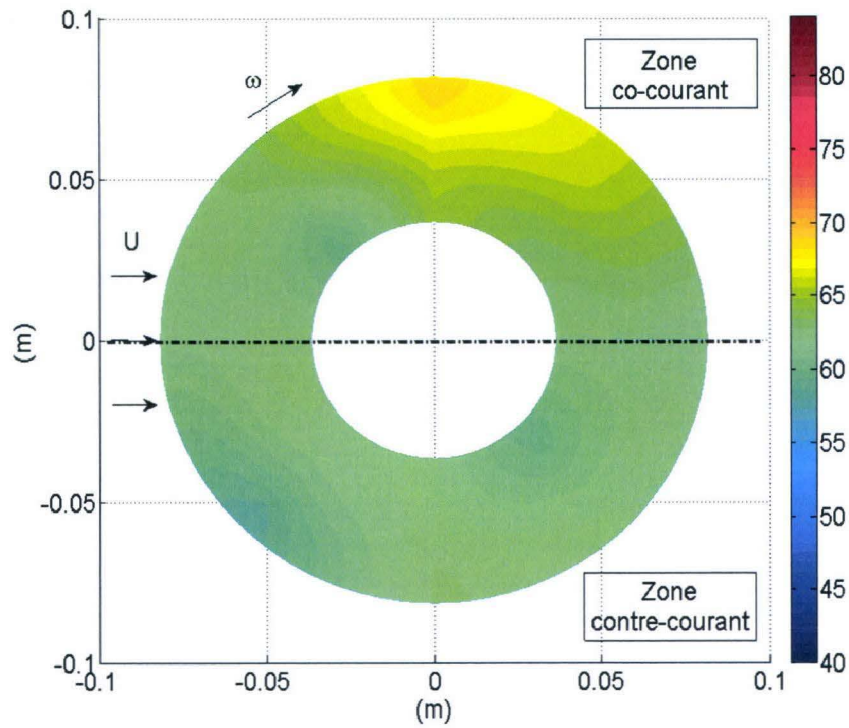


FIGURE G.20 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 8600$

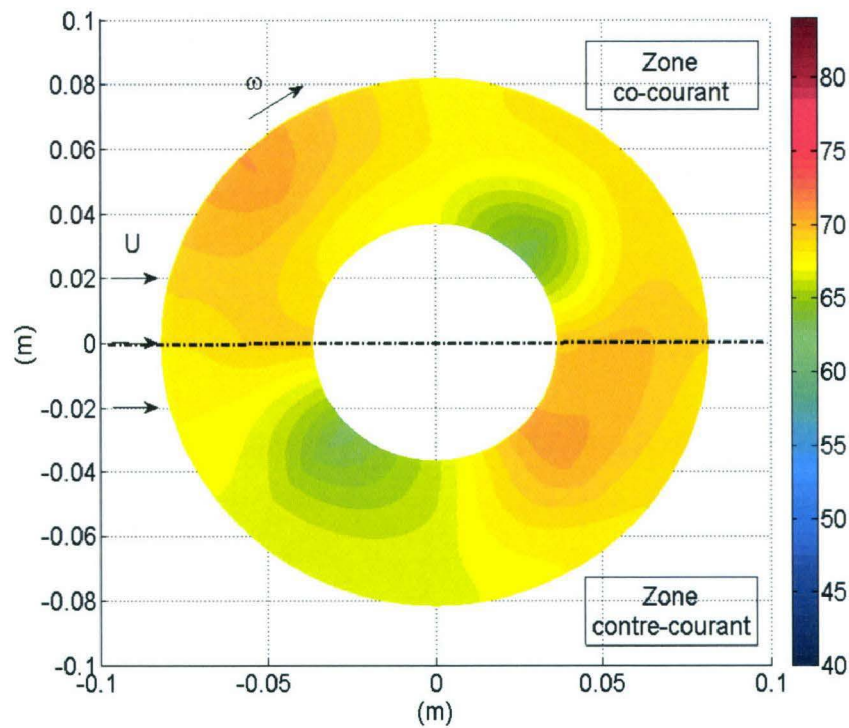


FIGURE G.21 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 12900$

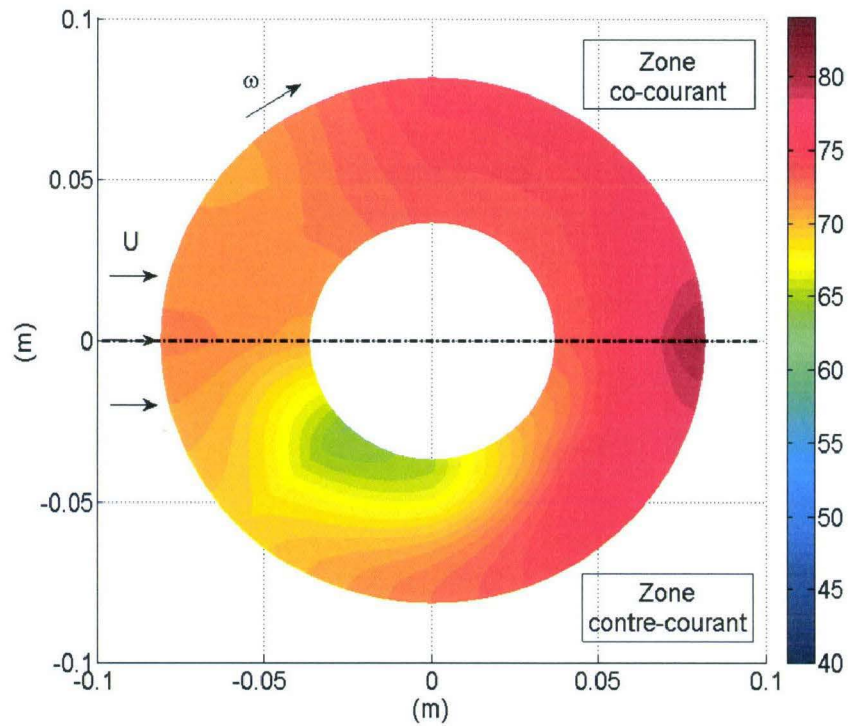


FIGURE G.22 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 22650$ et $Re_\omega = 17200$

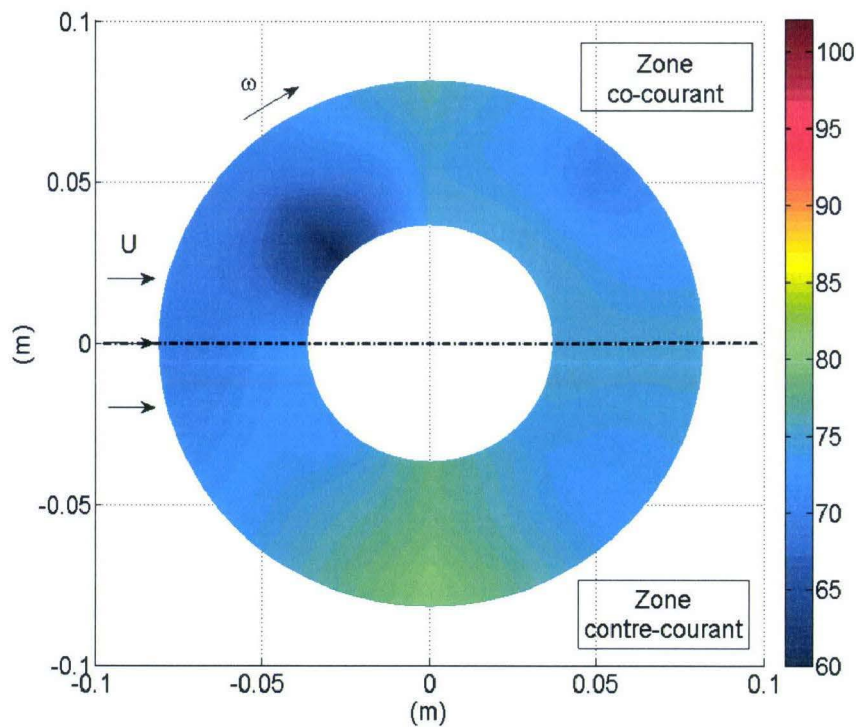


FIGURE G.23 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

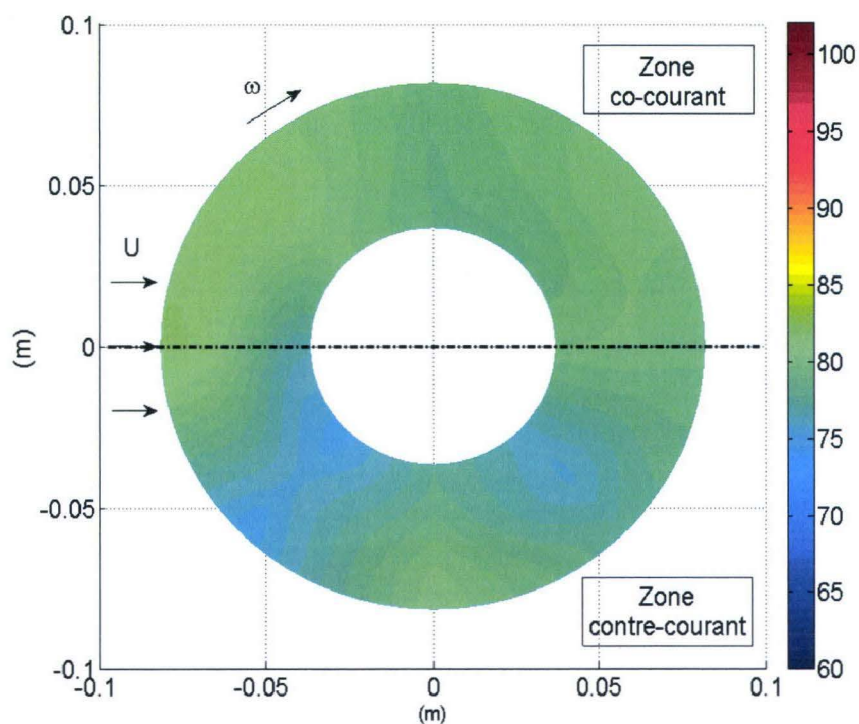


FIGURE G.24 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 8600$

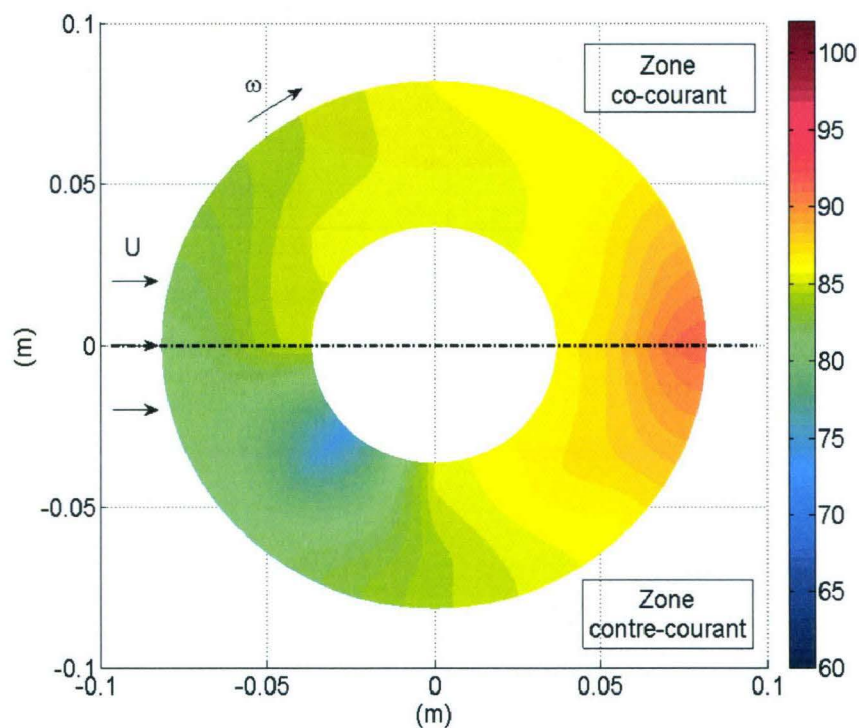


FIGURE G.25 – Coefficient de transfert convectif local en $W.m^{-2}.K^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 12900$

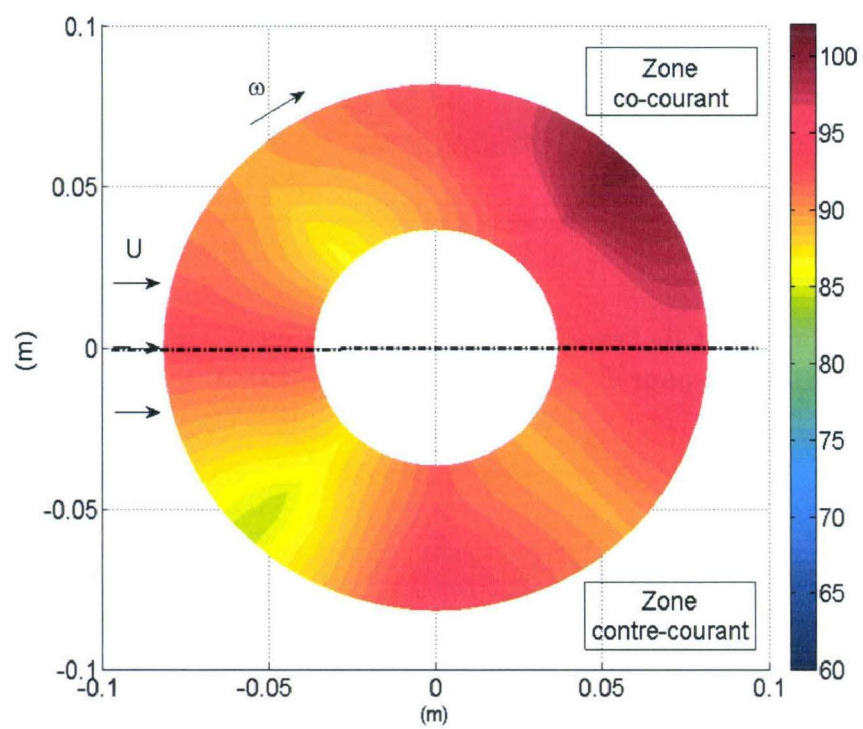


FIGURE G.26 – Coefficient de transfert convectif local en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur le disque fixe soumis à un courant d'air pour $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

Efficacité du système aileté

Nous présentons dans cette annexe les résultats relatifs à l'efficacité du cylindre aileté par rapport au cylindre lisse en fonction du rapport des nombres de Reynolds.

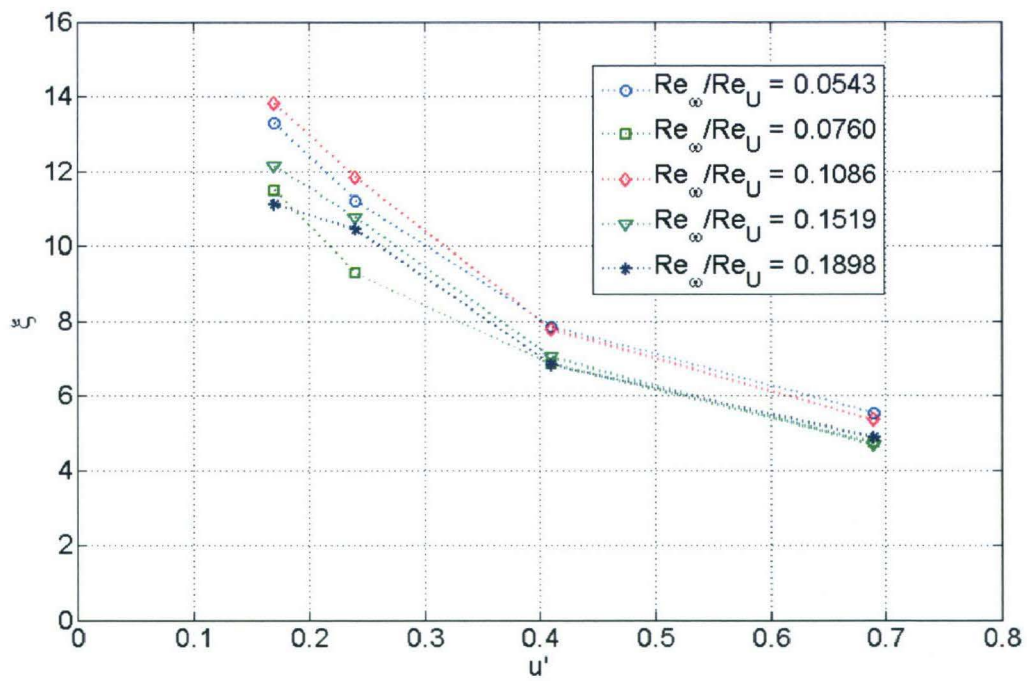


FIGURE H.1 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $Re_\omega/Re_U < 0,2$

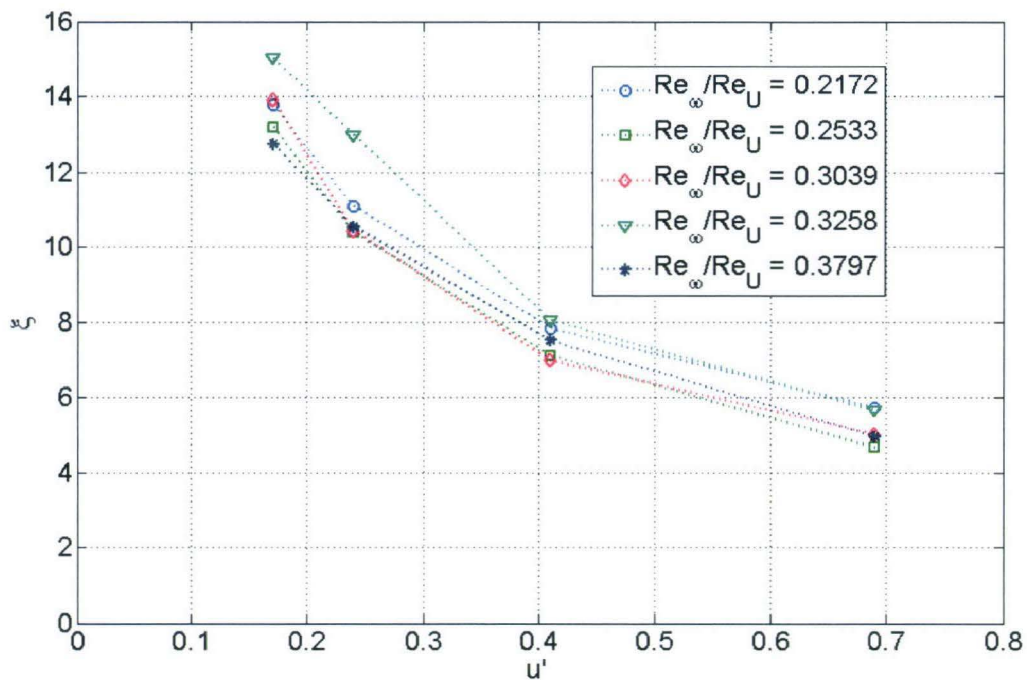


FIGURE H.2 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $0,2 < Re_\omega/Re_U < 0,4$

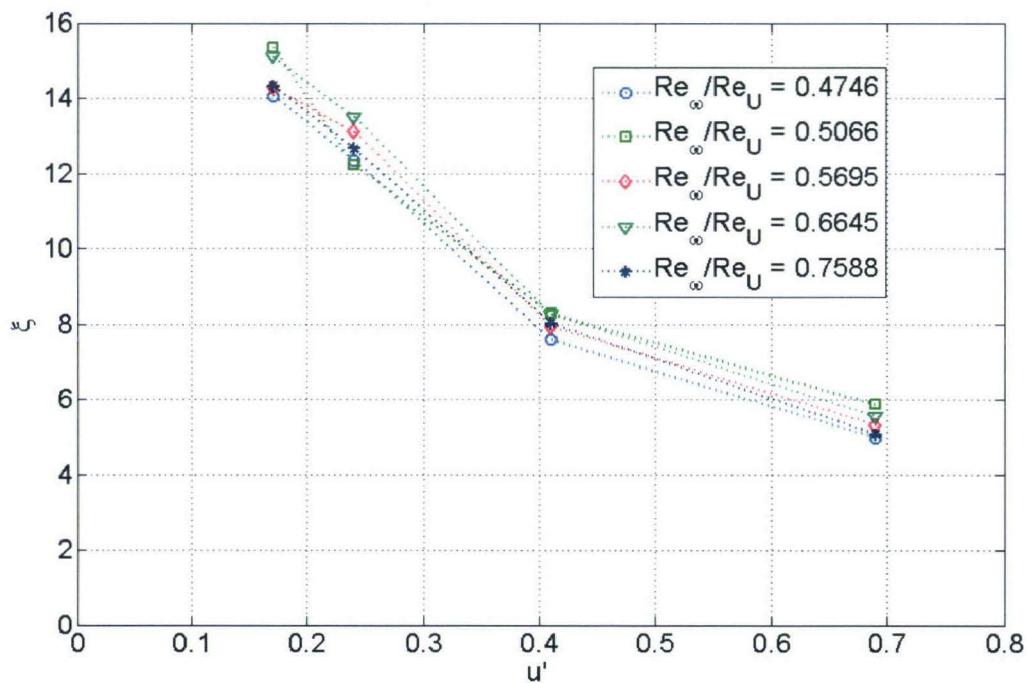
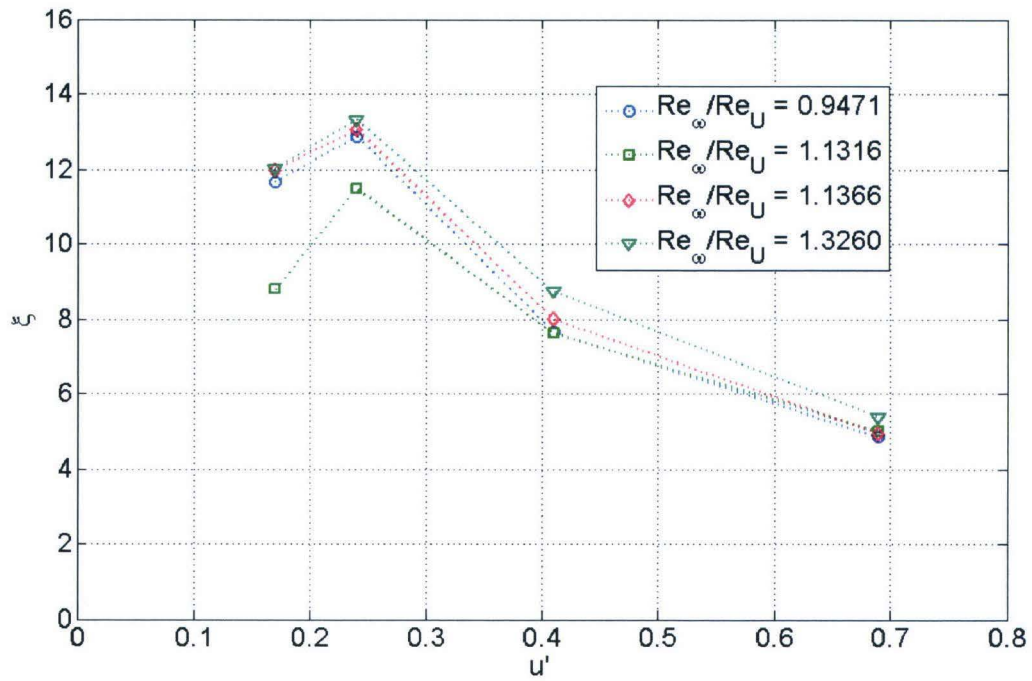
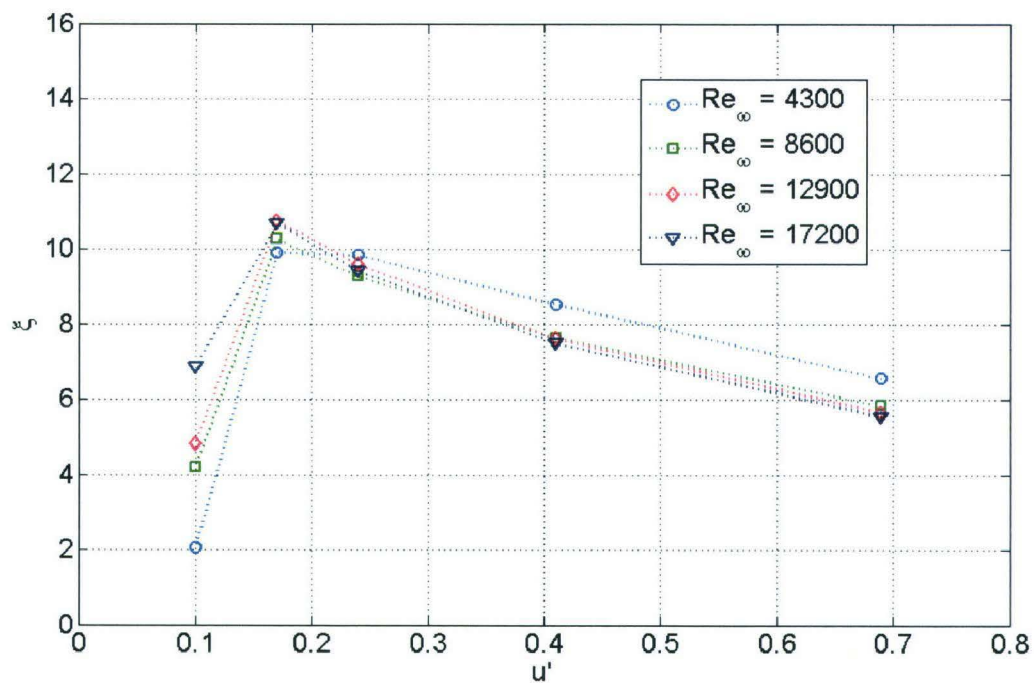


FIGURE H.3 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $0,4 < Re_\omega/Re_U < 0,8$

FIGURE H.4 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $Re_\omega/Re_U > 0,8$ FIGURE H.5 – Efficacité du système aileté en fonction de u' pour $4300 < Re_\omega < 17200$

Résultats aérodynamiques relatifs au cylindre aileté

Dans cette annexe, nous présentons les résultats aérodynamiques obtenus autour du cylindre équipé de cinq ailettes avec $H' = 1,03$, $0,17 < u' < 0,69$ pour quatre couplage rotation/courant d'air : $(Re_\omega = 4300, Re_U = 11350)$, $(Re_\omega = 17200, Re_U = 11350)$, $(Re_\omega = 4300, Re_U = 33950)$, $(Re_\omega = 17200, Re_U = 33950)$.

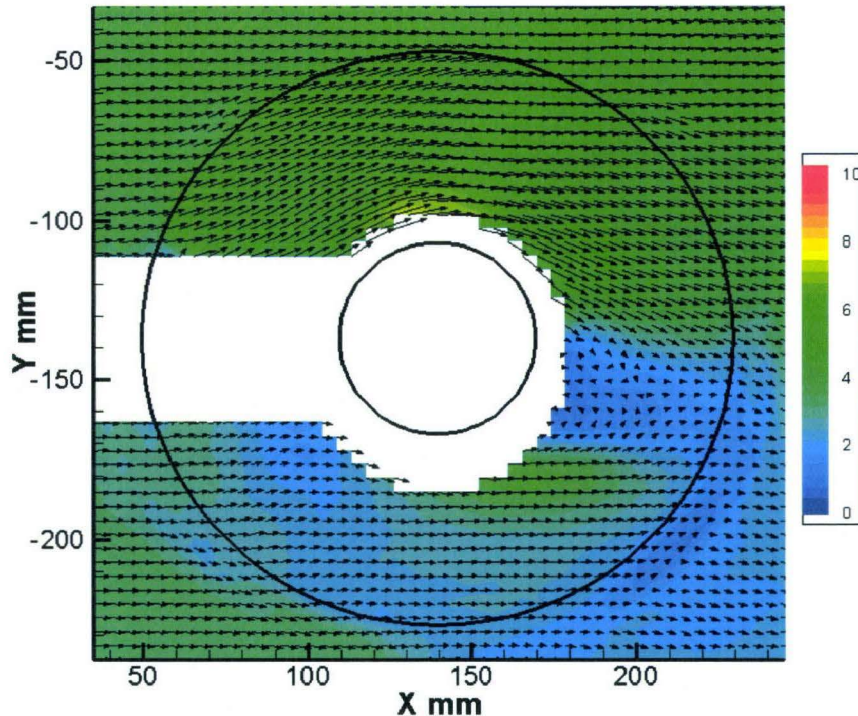


FIGURE I.1 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

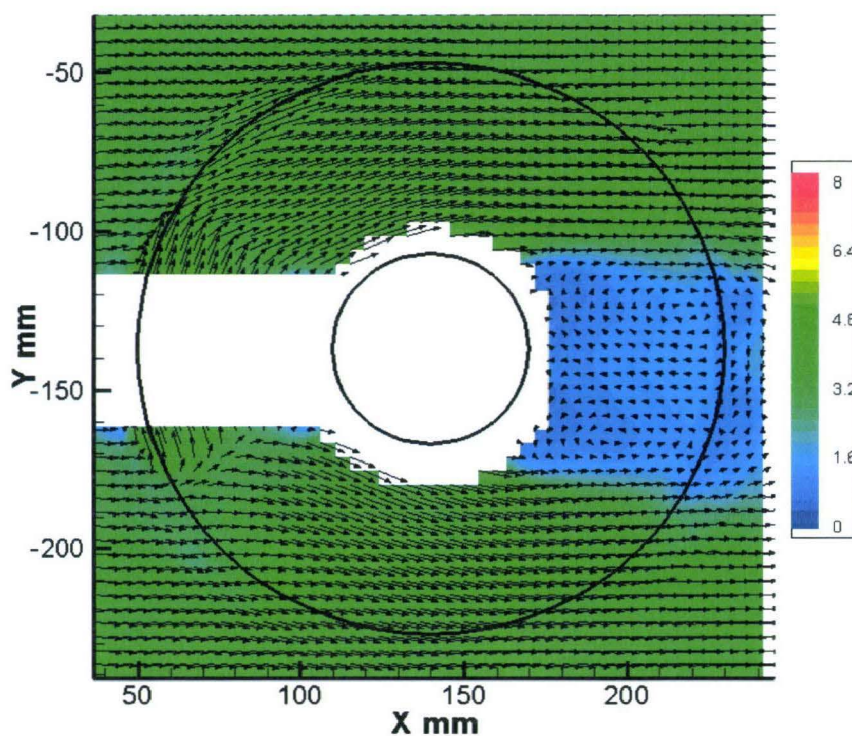


FIGURE I.2 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

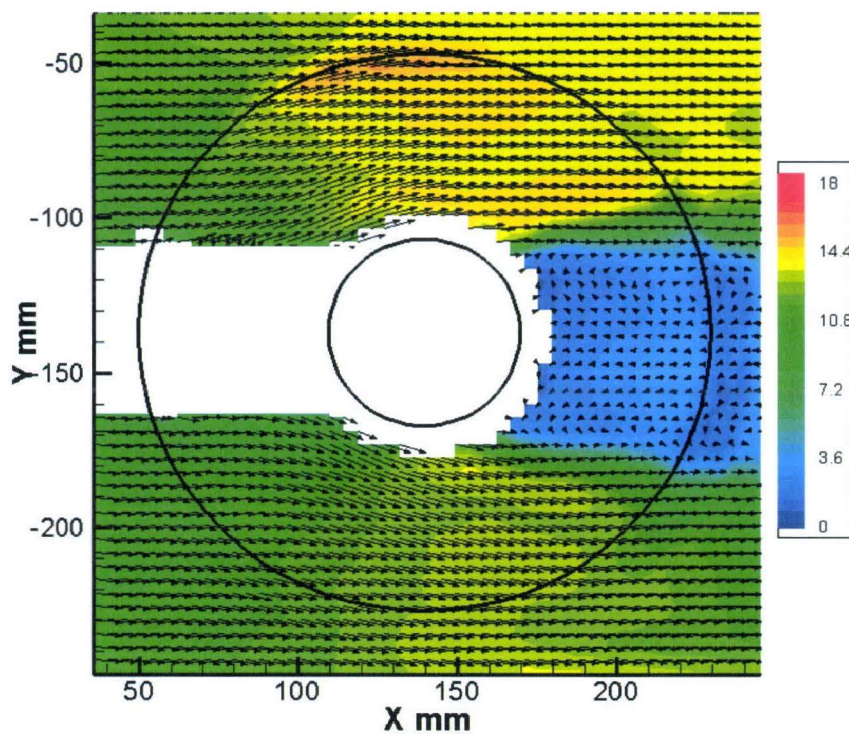


FIGURE I.3 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

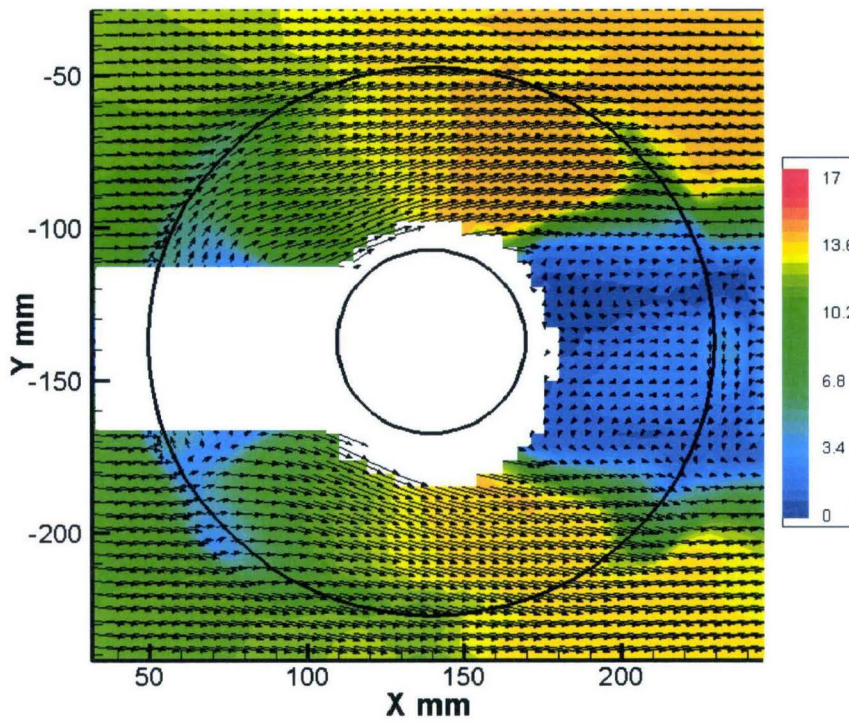


FIGURE I.4 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,69$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

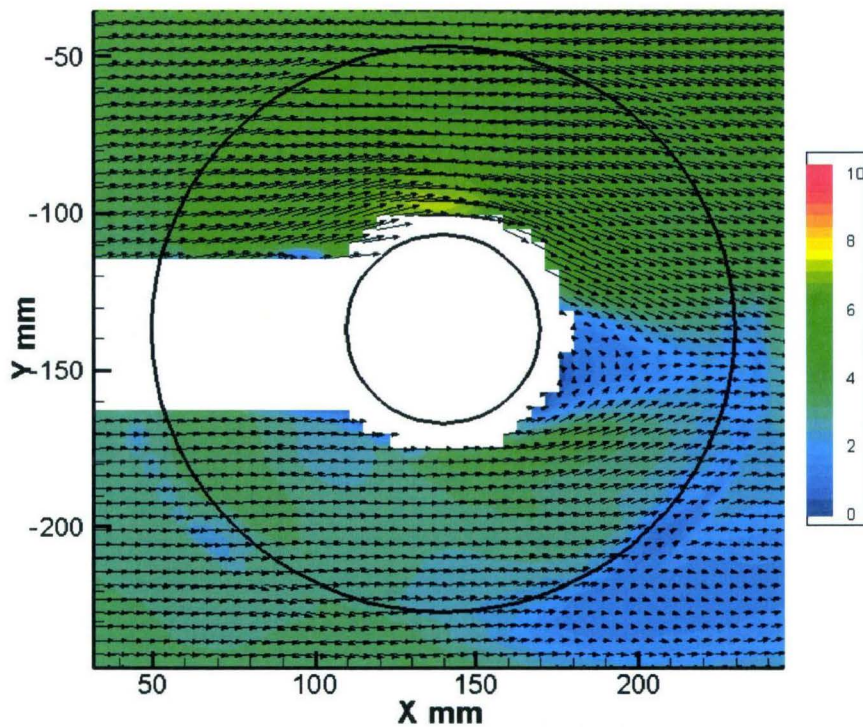


FIGURE I.5 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

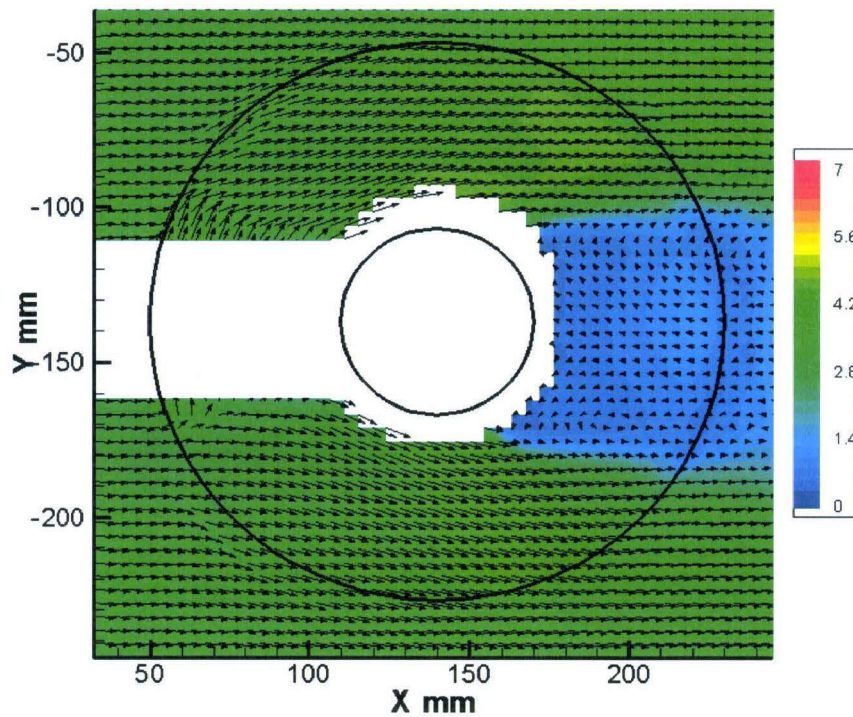


FIGURE I.6 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

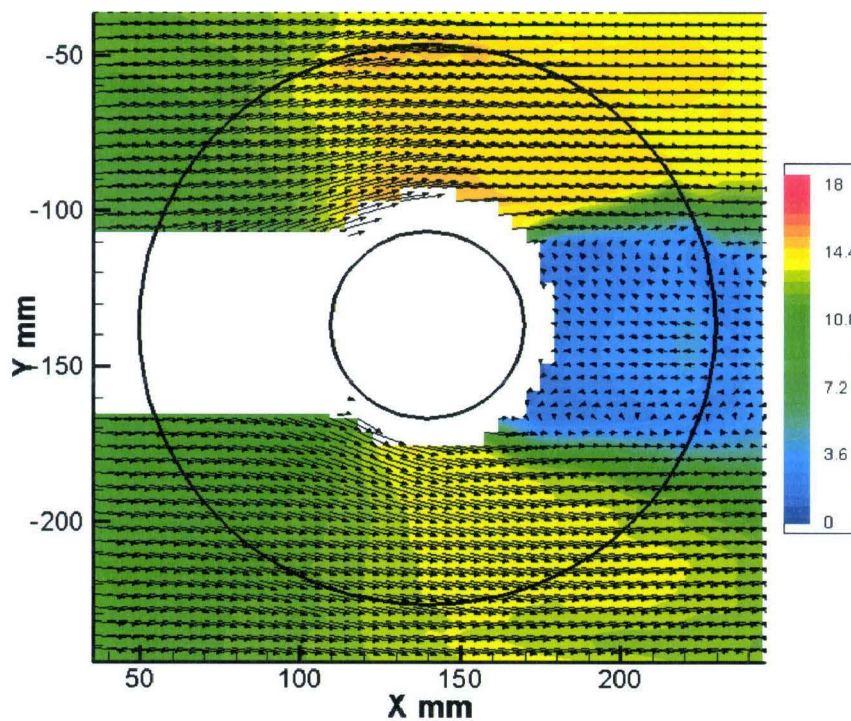


FIGURE I.7 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

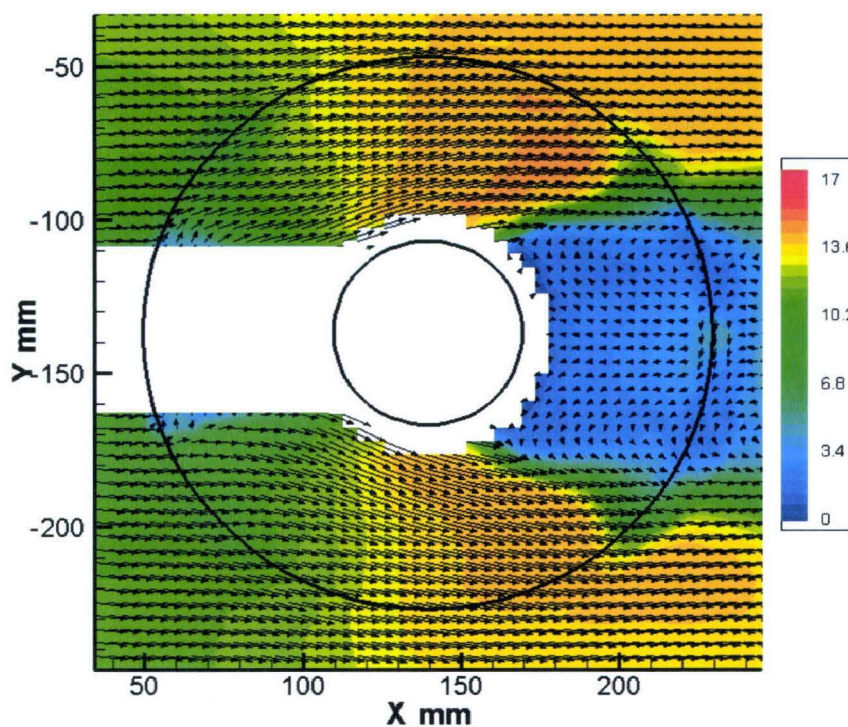


FIGURE I.8 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,41$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

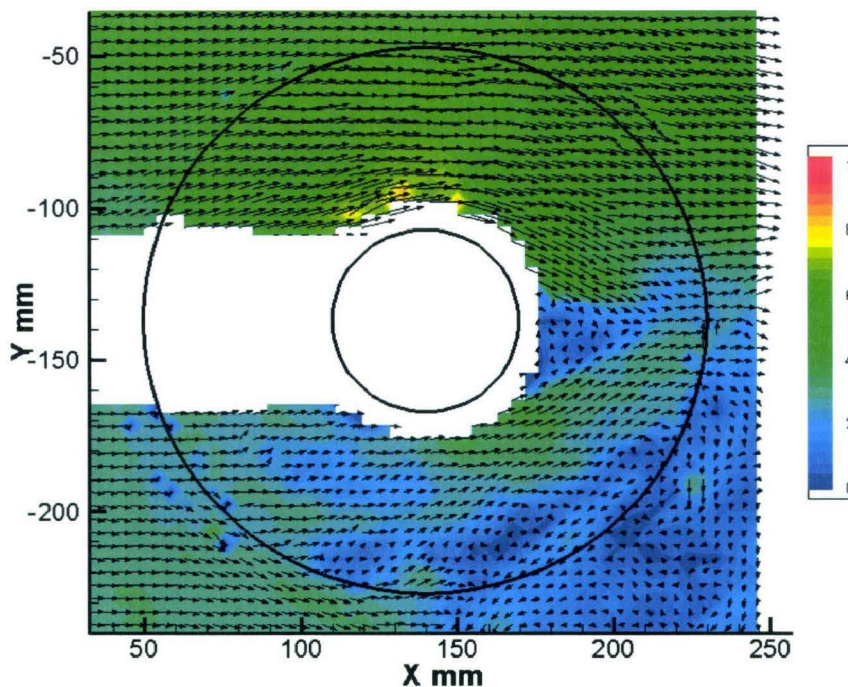


FIGURE I.9 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

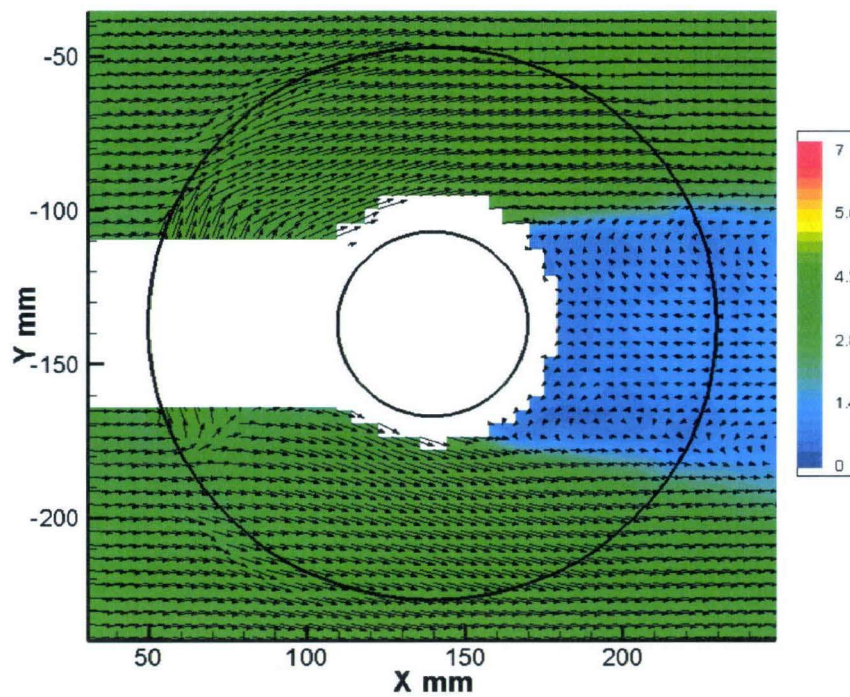


FIGURE I.10 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

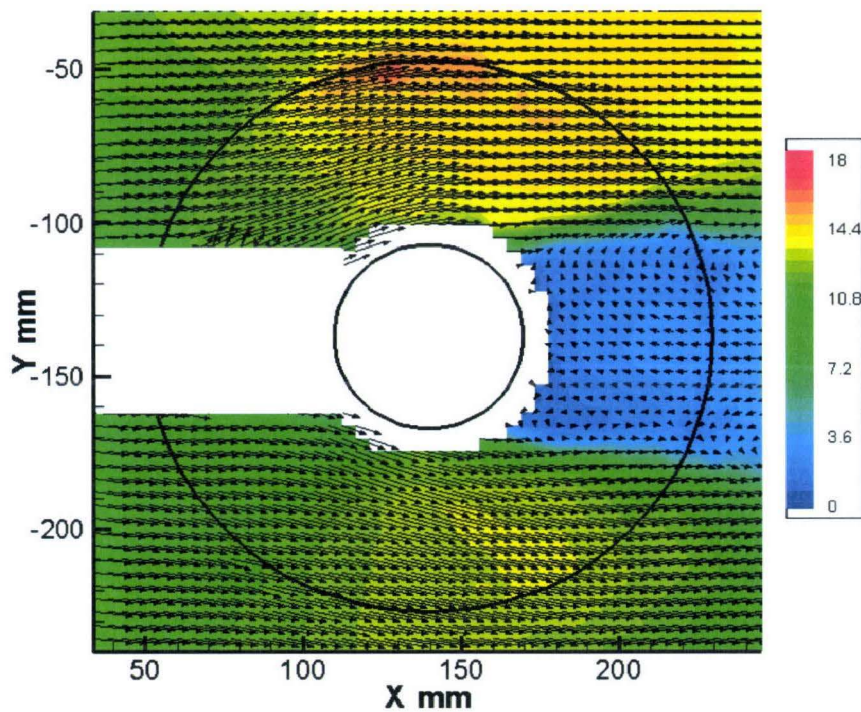


FIGURE I.11 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

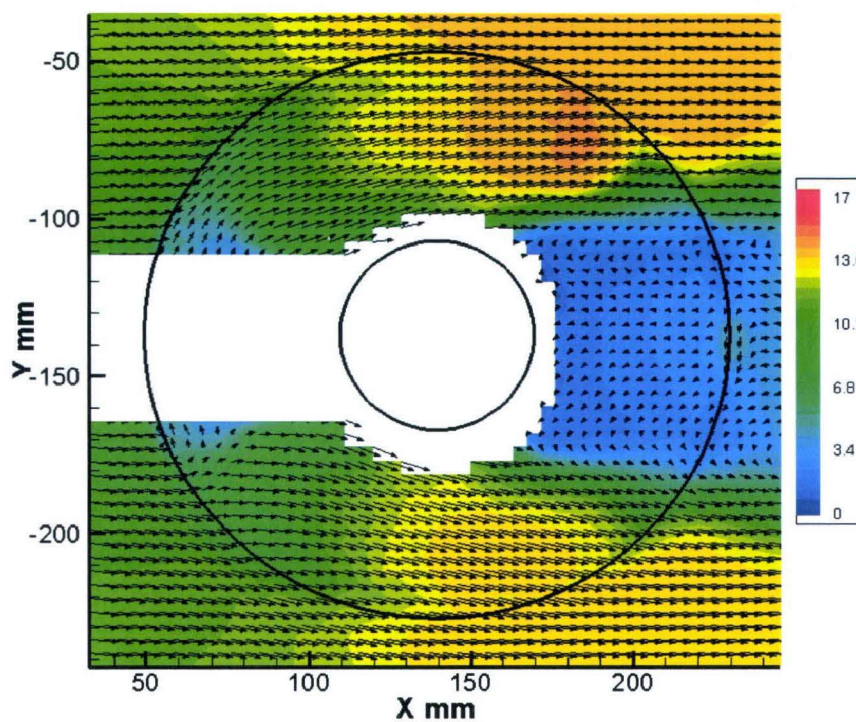


FIGURE I.12 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d’air pour $u' = 0,24$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

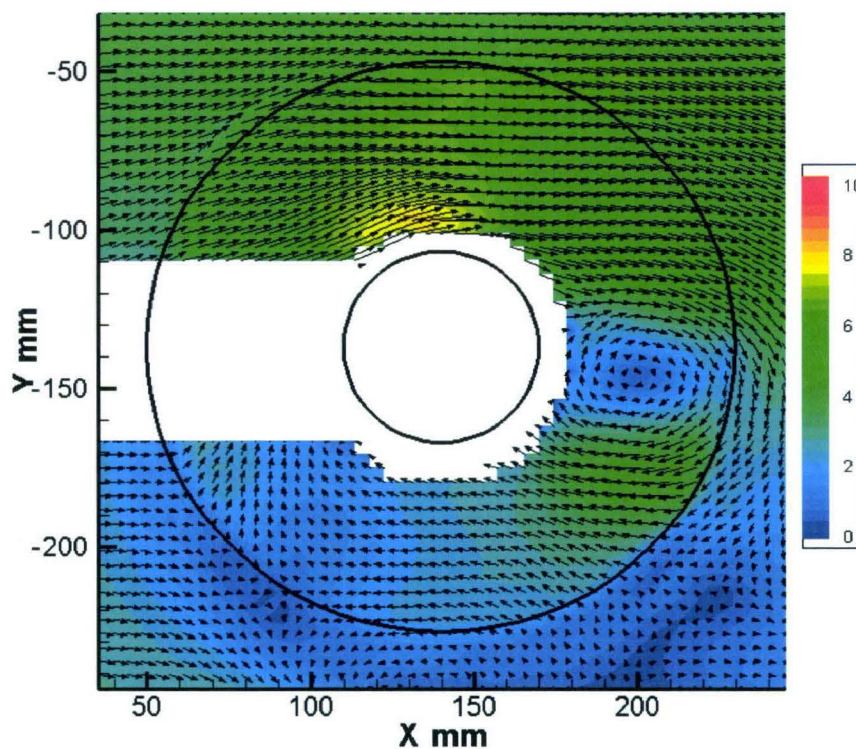


FIGURE I.13 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d’air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 17200$

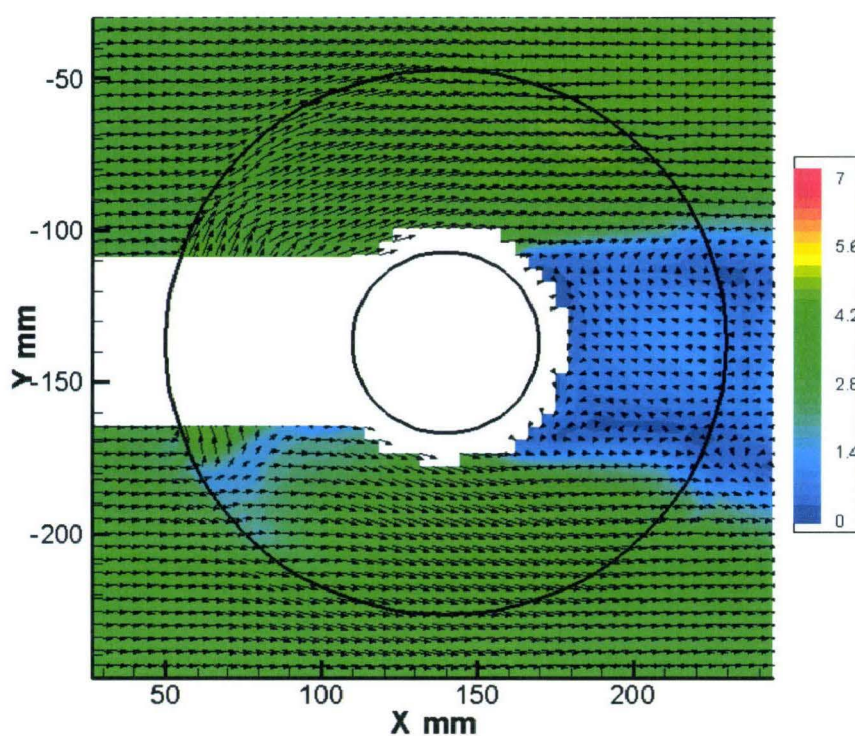


FIGURE I.14 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 11350$ et $Re_\omega = 4300$

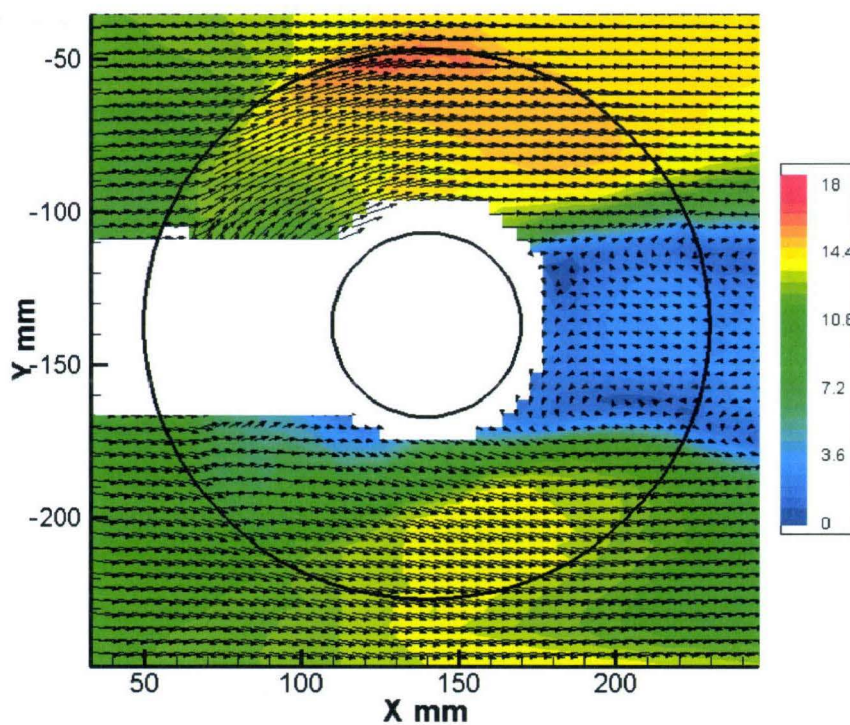


FIGURE I.15 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0,17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 17200$

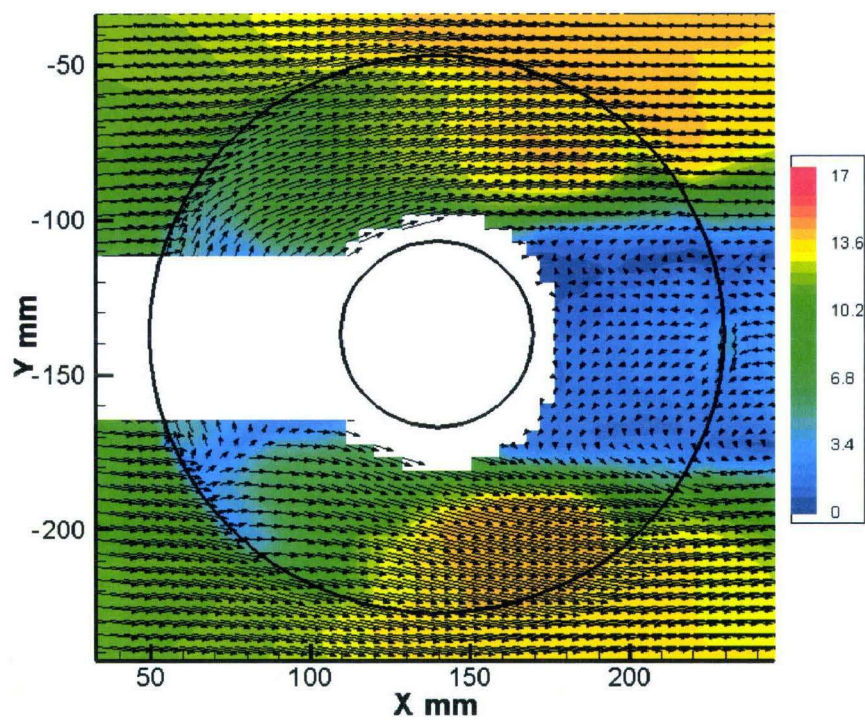


FIGURE I.16 – Champs de vitesse autour du cylindre aileté en rotation soumis à un courant d'air pour $u' = 0, 17$, $Re_U = 33950$ et $Re_\omega = 4300$

RESUME

Cette étude s'inscrit dans le cadre de l'optimisation énergétique des machines tournantes telles que les turbomachines, les moteurs électriques, les systèmes de freinage ou même les disques durs. Afin d'optimiser leurs géométries, l'analyse des échanges convectifs sur un cylindre aileté rotatif et soumis à un courant d'air s'est avérée nécessaire. Un dispositif expérimental permet de mesurer par thermographie infrarouge l'évolution spatio-temporelle de la température d'une ailette durant son refroidissement. Un modèle d'identification basé sur l'utilisation des méthodes inverses a été développé afin de déterminer les échanges convectifs locaux et moyens sur l'ailette. Les essais réalisés ont permis d'étudier l'influence relative de la convection forcée de rotation et de courant d'air sur les transferts de chaleur à la surface de l'ailette, pour différentes configurations. De plus, une étude sur l'efficacité des systèmes ailetés a été menée, permettant de déterminer un espacement inter-ailette optimal en fonction du couplage rotation/courant d'air. Pour finir, afin de comprendre les mécanismes contrôlant les échanges convectifs, une analyse de la dynamique de l'écoulement autour de l'ailette a été réalisée à partir de mesures obtenues par vélocimétrie par images de particules (PIV).

Mots-clés : ailettes en rotation, courant d'air, transferts convectifs locaux, thermographie infrarouge, structure d'écoulement, vélocimétrie par images de particules

ABSTRACT

This study concerns energetic optimization of rotating devices like turbomachinery, electrical devices, brake disk and also computer-disk drives. In order to optimize their design, convective heat transfer around a rotating cylinder with airflow has been studied. An experimental setup, based on infrared thermography, allows to measure spatio-temporal temperature variations of a fin during its cooling. The local and mean convective heat transfer on the fin is identified by solving an inverse problem. The tests carried out allow analyzing the relative influences of the rotational and airflow forced convection on the heat transfer from the fin surface, for different configurations. Moreover, finned system efficiency is evaluated in order to determine the optimal fin spacing according to rotation/airflow coupling. Finally, in order to understand the mechanisms which control convective heat transfer, flow fields around a fin are analyzed from particle imagery velocimetry (PIV) measurements.

Keywords : Rotating fins, air crossflow, forced convection, local heat transfer, infrared thermography, flow fields, particle imagery velocimetry

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00900710