



HAL
open science

Contribution à l'étude de la convection mixte en régime turbulent

Matthieu Boirlaud

► **To cite this version:**

Matthieu Boirlaud. Contribution à l'étude de la convection mixte en régime turbulent. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2012. Français. NNT : 2012ESMA0019 . tel-00784210

HAL Id: tel-00784210

<https://theses.hal.science/tel-00784210>

Submitted on 30 Apr 2013

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

pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE
ET DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS**

(Diplôme national - arrêté du 7 Août 2006)

Ecole Doctorale : SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

Secteur de Recherche : FLUIDE, THERMIQUE, COMBUSTION

Présentée par :

MATTHIEU BOIRLAUD

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA CONVECTION MIXTE EN RÉGIME TURBULENT

Directeur de thèse : FRÉDÉRIC PLOURDE
Co-encadrant de thèse : DOMINIQUE COUTON

Soutenue le 25 Octobre 2012
devant la Commission d'examen

– Jury –

| | | |
|---------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| HENRI-CLAUDE BOISSON MARC MÉDALE | Directeur de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse Professeur, IUSTI, Marseille | Rapporteur Rapporteur |
| PIERRE PARANTHOËN DANIEL PETIT FRÉDÉRIC PLOURDE DOMINIQUE COUTON | Directeur de Recherche CNRS, CORIA, Rouen Professeur, Institut P', Poitiers Directeur de Recherche CNRS, Institut P', Poitiers Maître de conférences, Institut P', Poitiers | Président Examineur Examineur Examineur |

À AURÉLIE,
À MES PARENTS,
À MON FRÈRE...

Remerciements

En préambule à ce mémoire, je souhaitais adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué, de près ou de loin, à la réussite de ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier la Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace (FRAE) qui est à l'origine de ce travail de recherche ainsi que DOMINIQUE COUTON et FRÉDÉRIC PLOURDE de m'avoir permis d'opérer ce changement de direction professionnelle. J'espère que d'autres travaux sur la convection mixte verront le jour suite à cette première tentative.

Je remercie ensuite HENRI-CLAUDE BOISSON, MARC MÉDALE, PIERRE PARANTHOËN et DANIEL PETIT de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse. Je leur suis très reconnaissant de la rigueur avec laquelle mon travail a ainsi été jugé.

J'exprime ma grande reconnaissance à JEAN-LOUIS TUHAULT, ANDRÉ PITEAU et JEAN-MARC BREUX pour le partage de leurs connaissances techniques et scientifiques ainsi qu'à JEAN-CHRISTOPHE FRAUDEAU pour sa grande disponibilité et son aide précieuse sur le montage expérimental.

Le moment est venu de saluer tous les collègues que j'ai pu croiser au cours de mon aventure et qui ont été un soutien de poids et des encouragements nécessaires : QUAI-SER, PAUL, CHEVAL, BASTIEN, JULIEN, DAMIEN, RÉMI, LAURENT, YASSINE, JEAN-FRANÇOIS, CLÉMENCE, YOUNES, FLORENT, MATHIEU, EMMANUEL, THIBAUT, ADRIEN, JOHNSON, THUAN, QUAN, PHU, MINH, DANILO...

Un grand merci bien entendu à mes parents et à mon frère qui ont toujours cru en moi, ainsi qu'en l'aboutissement de cette thèse.

Pour terminer, je ne pourrais jamais assez remercier AURÉLIE pour son soutien inconditionnel pendant ces trois années et son immense patience jusqu'à la délivrance de cette belle aventure!

Avant, nous étions des aveugles nous acharnant sur des équations statistiques insolubles, et proposant des "méthodes de fermeture" difficilement validables. Nous en avons presque oublié la mécanique des fluides...Maintenant, les outils de simulation numérique et de visualisations nous ont redonné la vue : le brouillard s'est dissipé, la superbe beauté et simplicité de la turbulence sont apparues. La turbulence est beaucoup plus simple que l'on ne l'imaginait : elle est faite de quelques tourbillons et instabilités fondamentales, que l'on peut comprendre simplement à partir des principes de base de dynamique tourbillonnaire.

MARCEL LESIEUR, La Turbulence, 1994.

Table des matières

| | |
|------------------------------------------------------------------------|------------|
| Nomenclature | 11 |
| 1 Introduction | 17 |
| 1.1 Projet de recherche | 18 |
| 1.2 Contexte de l'étude | 19 |
| 2 Revue bibliographique et position du problème | 21 |
| 2.1 Ecoulements isothermes | 22 |
| 2.2 Ecoulements anisothermes | 32 |
| 2.2.1 Convection forcée | 35 |
| 2.2.2 Convection mixte | 40 |
| 2.3 Conclusion du chapitre | 46 |
| 3 Dispositif expérimental et techniques de mesures | 49 |
| 3.1 Dispositif expérimental | 50 |
| 3.1.1 La soufflerie | 50 |
| 3.1.2 Le cylindre chauffé | 57 |
| 3.2 Techniques de mesures | 79 |
| 3.2.1 Vélocimétrie laser par imagerie de particules 2D (PIV) | 79 |
| 3.2.2 Thermométrie par thermocouples | 95 |
| 3.3 Caractérisation du dispositif expérimental | 105 |
| 3.3.1 Caractérisation dynamique de l'écoulement | 105 |
| 3.3.2 Caractérisation thermique de l'écoulement | 107 |
| 3.3.3 Caractérisation thermique du cylindre | 107 |
| 3.4 Conclusion du chapitre | 109 |
| 4 Modélisation numérique | 111 |
| 4.1 Introduction | 112 |
| 4.2 Simulation directe (DNS) | 112 |
| 4.3 Equations de conservation | 113 |
| 4.4 Résolution numérique | 115 |
| 4.4.1 Discrétisation spatiale et temporelle | 115 |
| 4.4.2 Problème de Poisson et parallélisation | 117 |
| 4.5 Méthode IBM | 119 |
| 4.6 Conclusion du chapitre | 121 |
| 5 Etude de la convection mixte en milieu infini | 123 |
| 5.1 Introduction | 124 |
| 5.2 Domaine de calcul | 124 |
| 5.3 Conditions limites | 125 |

TABLE DES MATIÈRES

| | | |
|----------|------------------------------------------------------------------------|------------|
| 5.4 | Validation des résultats en régime isotherme | 126 |
| 5.5 | Organisation générale de l'écoulement | 129 |
| 5.6 | Zones caractéristiques de l'écoulement moyen | 131 |
| 5.6.1 | Caractérisation dynamique | 131 |
| 5.6.2 | Caractérisation thermique | 142 |
| 5.6.3 | Caractérisation en vorticité ω_z | 146 |
| 5.7 | Zones caractéristiques de l'écoulement fluctuant | 148 |
| 5.7.1 | Caractérisation dynamique | 148 |
| 5.7.2 | Caractérisation thermique | 165 |
| 5.8 | Aspects instationnaires | 169 |
| 5.8.1 | Identification des structures cohérentes de convection mixte | 169 |
| 5.8.2 | Mécanisme de formation des SCM | 180 |
| 5.8.3 | Etude spectrale en sillage proche | 187 |
| 5.9 | Conclusion du chapitre | 192 |
| 6 | Etude de la convection mixte par approche expérimentale | 195 |
| 6.1 | Introduction | 196 |
| 6.2 | Analyse des phénomènes instationnaires | 196 |
| 6.2.1 | Principales topologies du sillage en CM | 196 |
| 6.2.2 | Mécanismes de formation des SCM en proche sillage | 200 |
| 6.3 | Caractérisation dynamique | 208 |
| 6.3.1 | Analyse des champs moyens | 208 |
| 6.3.2 | Analyse des champs fluctuants | 215 |
| 6.4 | Caractérisation thermique | 221 |
| 6.4.1 | Etude des grandeurs statistiques | 221 |
| 6.4.2 | Etude spectrale en sillage proche | 224 |
| 6.5 | Degré 3D de l'écoulement | 227 |
| 6.5.1 | Etude aérothermique dans les plans verticaux | 227 |
| 6.5.2 | Etude aérothermique dans les plans horizontaux | 233 |
| 6.6 | Conclusion du chapitre | 243 |
| 7 | Conclusion | 245 |
| 7.1 | A propos de la convection mixte en régime turbulent | 246 |
| 7.2 | Perspectives | 248 |
| | Publications | 257 |

Nomenclature

Valeurs dimensionnelles

| | | |
|----------------------|---------------------------------------------------|------------------------------|
| c_p | capacité calorifique à pression constante | $[J.kg^{-1}.K^{-1}]$ |
| D^* | diamètre du cylindre | $[m]$ |
| E | effusivité thermique $E = \sqrt{\lambda\rho c_p}$ | $[J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-1/2}]$ |
| f^* | fréquence | $[Hz]$ |
| g | accélération de pesanteur | $[m.s^{-2}]$ |
| h | coefficient d'échange convectif | $[W.K^{-1}.m^{-2}]$ |
| L | échelle intégrale | $[m]$ |
| \dot{m} | débit massique | $[kg.s^{-1}]$ |
| p^* | pression | $[Pa]$ |
| t^* | temps | $[s]$ |
| T^* | température moyenne | $[K]$ |
| U^* | vitesse moyenne longitudinale | $[m.s^{-1}]$ |
| U_{rms}^* | vitesse moyenne quadratique longitudinale | $[m.s^{-1}]$ |
| $\langle UV \rangle$ | contrainte du tenseur de Reynolds | $[m^2.s^{-2}]$ |
| $\langle UW \rangle$ | contrainte du tenseur de Reynolds | $[m^2.s^{-2}]$ |
| V^* | vitesse moyenne verticale | $[m.s^{-1}]$ |
| V_{rms}^* | vitesse moyenne quadratique verticale | $[m.s^{-1}]$ |
| $\langle VW \rangle$ | contrainte du tenseur de Reynolds | $[m^2.s^{-2}]$ |
| W^* | vitesse moyenne transversale | $[m.s^{-1}]$ |

| | | |
|-------------|------------------------------------------|--------------|
| W_{rms}^* | vitesse moyenne quadratique transversale | $[m.s^{-1}]$ |
| x^* | distance longitudinale | $[m]$ |
| y^* | distance verticale | $[m]$ |
| z^* | distance transversale | $[m]$ |

Valeurs adimensionnelles

| | |
|------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| IT_{dyn} | intensité de turbulence dynamique $IT_{dyn} = \frac{\sqrt{U_{rms}^{*2} + V_{rms}^{*2} + W_{rms}^{*2}}}{U_{\infty}^*}$ |
| R^* | constante des gaz parfaits |
| t | temps $t = \frac{t^*}{U_{\infty}^*}$ |
| U | vitesse moyenne longitudinale $U = \frac{U^*}{U_{\infty}^*}$ |
| U_{rms} | vitesse moyenne quadratique longitudinale $U_{rms} = \frac{U_{rms}^*}{U_{\infty}^*}$ |
| $U'V'$ | contrainte du tenseur de Reynolds $U'V' = \frac{\langle UV \rangle}{U_{\infty}^{*2}}$ |
| $U'W'$ | contrainte du tenseur de Reynolds $U'W' = \frac{\langle UW \rangle}{U_{\infty}^{*2}}$ |
| V | vitesse moyenne verticale $V = \frac{V^*}{U_{\infty}^*}$ |
| V_{rms} | vitesse moyenne quadratique verticale $V_{rms} = \frac{V_{rms}^*}{U_{\infty}^*}$ |
| $V'W'$ | contrainte du tenseur de Reynolds $V'W' = \frac{\langle VW \rangle}{U_{\infty}^{*2}}$ |
| W | vitesse moyenne transversale $W = \frac{W^*}{U_{\infty}^*}$ |
| W_{rms} | vitesse moyenne quadratique transversale $W_{rms} = \frac{W_{rms}^*}{U_{\infty}^*}$ |
| x | distance longitudinale $x = \frac{x^*}{D^*}$ |
| y | distance verticale $x = \frac{y^*}{D^*}$ |
| z | distance transversale $x = \frac{z^*}{D^*}$ |

Nombres adimensionnels

| | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------|
| Fr | nombre de Froude $Fr = \frac{1}{\sqrt{Ri}}$ |
| Gr | nombre de Grashof $Gr = \frac{g\beta(T_p^* - T_\infty^*)D^{*3}}{\nu^2}$ |
| Nu | nombre de Nusselt $Nu = \frac{hD^*}{\lambda}$ |
| Pr | nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ |
| Ra | nombre de Rayleigh $Ra = Gr.Pr$ |
| Re | nombre de Reynolds $Re = \frac{U_\infty^* D^*}{\nu}$ |
| Ri | nombre de Richardson $Ri = \frac{g\beta(T_p^* - T_\infty^*)D^*}{U_\infty^{*2}}$ |
| St | nombre de Strouhal $St = \frac{fD^*}{U_\infty^*}$ |

Lettres grecques

| | | |
|----------------|------------------------------------------------------------------------------------------|----------------|
| α | diffusivité thermique $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ | $[m^2.s^{-1}]$ |
| β | coefficient de dilation volumétrique $\beta = \frac{1}{T}$ | $[K^{-1}]$ |
| β_{pas} | taux de passage | $[-]$ |
| δ | épaisseur de couche limite | $[m]$ |
| δ_{iz} | symbole de Kronecker | $[-]$ |
| ϵ | emissivité | $[-]$ |
| η | échelle de Kolmogorov | $[m]$ |
| Θ | température moyenne adimensionnée $\Theta = \frac{T^* - T_\infty^*}{T_p^* - T_\infty^*}$ | $[-]$ |
| Θ_{rms} | intensité turbulente thermique $\Theta_{rms} = \frac{T_{rms}^*}{T_p^* - T_\infty^*}$ | $[-]$ |

TABLE DES MATIÈRES

| | | |
|------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| λ | conductivité thermique | $[W.m^{-1}.K^{-1}]$ |
| μ | viscosité dynamique | $[Pa.s]$ |
| ν | viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ | $[m^2.s^{-1}]$ |
| ω | pulsation | $[rad.s^{-1}]$ |
| ω_x | vorticité longitudinale $\omega_x = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}$ | $[s^{-1}]$ |
| ω_z | vorticité transversale $\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y}$ | $[s^{-1}]$ |
| ρ | masse volumique | $[kg.m^{-3}]$ |
| σ | tenseur des contraintes visqueuses | $[s^{-1}]$ |
| τ | temps de réponse | $[s]$ |
| ϕ | diamètre de fil | $[m]$ |

Opérateurs mathématiques

| | |
|----------------|----------------------|
| Δ | opérateur différence |
| ∇^2 | opérateur laplacien |
| $\nabla \cdot$ | opérateur divergence |

Indices

| | |
|----------|-----------------------------------------------------|
| * | valeur dimensionnelle |
| 0 | valeur de référence |
| p | valeur relative à la surface du cylindre |
| ∞ | valeur relative aux conditions en amont du cylindre |
| max | valeur maximale |

| | |
|------------|------------------|
| <i>min</i> | valeur minimale |
| <i>deb</i> | valeur débitante |

Abréviations

| | |
|-----|----------------------------------------|
| CCI | Couche de Cisaillement Inférieure |
| CCS | Couche de Cisaillement Supérieure |
| CF | Convection Forcée |
| CM | Convection Mixte |
| CN | Convection Naturelle |
| CR | Contraction Rate (Taux de Contraction) |
| DNS | Direct Numerical Simulation |
| DSP | Densité Spectrale de Puissance |
| K-H | Kelvin-Helmholtz |
| PIV | Particle Image Velocimetry |
| SCM | Structure de Convection Mixte |

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

| | | |
|-----|-------------------------------|----|
| 1.1 | Projet de recherche | 18 |
| 1.2 | Contexte de l'étude | 19 |

1.1 Projet de recherche

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans le cadre du projet **COMIFO**, lui même inscrit dans le programme de recherche **Maîtrise de l'environnement thermique** de l'appel à projet du 16 décembre 2008, porté et financé par la FRAE (Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace).



La Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace a pour but de définir, promouvoir et financer des programmes de recherche avec des partenaires des domaines publics ou privés, en lien avec l'aéronautique et l'espace. Ces programmes véhiculent des enjeux fondamentaux de développements durables, de sécurité, de sûreté et d'environnement.

Ses fondateurs industriels sont : EADS France (Paris), AIRBUS France (Toulouse), EUROCOPTER (Marignane), EADS ASTRUM SAS (Toulouse), EADS SPACE TRANSPORTATION SAS (Paris), SAFRAN (Paris), THALES (Neuilly Sur Seine), LATECOERE (Toulouse) ainsi que FONDATION D'ENTREPRISE EADS (Paris).

Le projet COMIFO, dans lequel s'inscrit ce travail de thèse, est un acronyme de "**CO**nvection **MI**xte et **F**orcée autour d'un **O**bstacle chauffé : métrologie et modèles réduits pour le contrôle". Ce projet est axé sur l'étude d'écoulements de convection forcée/mixte autour d'un cylindre chauffé, à travers un dispositif expérimental qui comprend des mesures de vitesse (PIV) et de température (thermocouples fins) pour la création d'une base de données, des simulations fines (LES, DNS) et des modélisations d'ordre faible (MIM, POD) destinées au contrôle.

Ce travail a été réalisé par les branches Fluide et Thermique de l'Institut Pprime, UPR CNRS 3346, dans les locaux de l'ENSMA.

1.2 Contexte de l'étude

Dans le domaine de l'aéronautique, les phénomènes de convection forcée et/ou mixte autour d'obstacles voient le jour au cœur même des appareils (confort thermique des cabines, refroidissement d'équipements électroniques, aérodynamique interne du moteur...). C'est pourquoi la connaissance de ce type d'écoulement est primordiale d'un point de vue économique ou en terme d'acceptabilité environnementale. Alors que la convection forcée est, *globalement*, bien connue car ayant fait l'objet de nombreuses études, la convection mixte est moins bien connue et reste encore aujourd'hui un sujet de recherche ouvert pour les thermiciens et mécaniciens des fluides.

Dans le cadre de la présente thèse, l'influence des effets de gravité sur la structure (ou l'organisation) du sillage d'un cylindre circulaire horizontal soumis à un écoulement d'air transverse, voir figure 1.1, est étudiée par voie numérique et expérimentale. Les résultats concernent plus particulièrement des écoulements en régime de sillage turbulent - pour un nombre de Reynolds de 10^3 - et des nombres de Richardson inférieurs à 3. Le choix du cylindre est justifié dans la mesure où il constitue un cas académique qui référence de nombreuses études dans la littérature.

L'approche adoptée est donc :

- expérimentale puisque une soufflerie subsonique ouverte a été réalisée par les branches Fluide et Thermique de l'Institut Pprime. Cette soufflerie est à même de générer des écoulements de très faible vitesse ($< 0,3 \text{ m/s}$). Un cylindre chauffé a été réalisé par la branche Thermique de l'Institut Pprime et permet d'atteindre des niveaux de température élevés (de l'ordre de 300°C). C'est précisément cette double condition de faible vitesse et de haute température, associé à un cylindre relativement grand, qui permet l'étude de la convection mixte ;
- numérique puisque des simulations directes (DNS) de ce type d'écoulement ont été réalisées à partir d'un code de recherche incompressible développé à l'Institut Pprime.

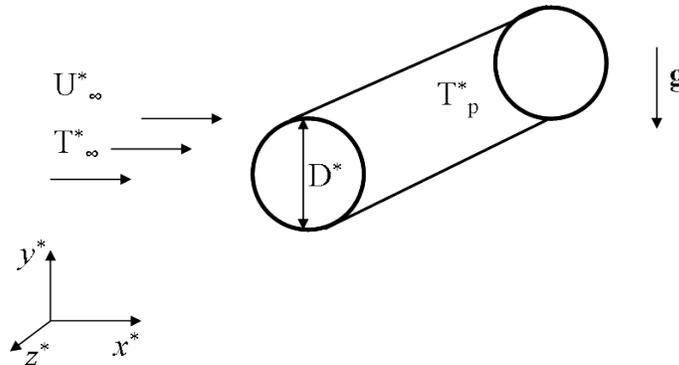


FIGURE 1.1 – Définition du problème

Le présent document s'organise en plusieurs chapitres présentés dans la suite. Le second chapitre s'attardera sur un état de l'art non exhaustif des recherches menées sur le thème de la convection autour d'un cylindre. Ceci permettra d'identifier les différents phénomènes mis en jeu dans le cas d'un écoulement isotherme, puis d'un écoulement anisotherme, afin de mettre en évidence les mécanismes de transferts connus à ce jour en convection forcée et mixte.

Le troisième chapitre décrira dans une première partie le dispositif conçu et réalisé pour mener à bien nos travaux. Nous présenterons en détails la soufflerie ainsi que le cylindre chauffé. La description des techniques de mesures utilisées clôturera enfin ce chapitre.

Pour compléter l'approche expérimentale, nous utiliserons un code de calcul «maison» permettant d'effectuer des simulations numériques directes (DNS) de l'écoulement étudié. Les équations du modèle, ainsi que les méthodes numériques utilisées pour les résoudre seront décrits dans le quatrième chapitre.

Les deux chapitres suivants (5 et 6) seront consacrés à la description des résultats tant sur le plan numérique qu'expérimental :

- d'abord en espace libre au moyen des simulations numériques directes (chapitre 5),
- ensuite en espace confiné au moyen des résultats expérimentaux (chapitre 6).

L'analyse de ces résultats et leur confrontation devraient permettre d'identifier les mécanismes principaux mis en jeu dans ce type d'écoulement ainsi que la formation et le développement des structures instationnaires.

Enfin, ce mémoire se terminera par une conclusion des travaux menés, une synthèse des principaux résultats obtenus, et fera aussi l'objet d'une proposition de perspectives concernant les recherches à mener pour poursuivre ces travaux de thèse.

Chapitre 2

Revue bibliographique et position du problème

Sommaire

| | | |
|------------|-------------------------------------------|-----------|
| 2.1 | Écoulements isothermes | 22 |
| 2.2 | Écoulements anisothermes | 32 |
| 2.2.1 | Convection forcée | 35 |
| 2.2.2 | Convection mixte | 40 |
| 2.3 | Conclusion du chapitre | 46 |

Ce second chapitre de thèse est consacré à la description des écoulements autour d'un cylindre circulaire horizontal de diamètre D et de longueur L . Nous nous intéresserons plus précisément aux écoulements transverses au cylindre pour des faibles nombres de Mach, i.e. $Ma \ll 0,3$. L'écoulement principal, de vitesse U_∞ , est considéré comme uniforme dans le temps et l'espace et très peu turbulent. Le cylindre a un rapport d'aspect L/D suffisamment grand pour négliger les effets de bords et sa surface est considérée comme la plus lisse possible.

Alors que la première partie est consacrée aux écoulements isothermes, la seconde partie est dédiée aux écoulements anisothermes. Nous aborderons plus précisément le cas de convection forcée, puis celui de la convection mixte. Nous ne prétendons pas faire un état de l'art exhaustif mais nous donnerons suffisamment d'éléments pour la compréhension des phénomènes physiques qui nous intéresseront par la suite dans ce mémoire.

2.1 Ecoulements isothermes

Dans l'approximation des milieux continus, l'évolution spatio-temporelle d'une particule fluide est régie par l'équation de conservation de la masse et les équations de Navier-Stokes. L'adimensionnement de ces équations fait apparaître le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{U_\infty^* D^*}{\nu} \quad (2.1)$$

où ν est la viscosité du fluide considéré. Ce nombre donne le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds on assiste progressivement au passage d'un régime laminaire, stationnaire et 2D à un régime instationnaire, 3D puis turbulent. Nous allons brièvement rappeler les différentes topologies d'écoulements en fonction de ce nombre. Le lecteur peut se référer à ZDRAVKOVICH [1], [2] pour une revue complète des différents régimes d'écoulement.

Régime rampant : Pour $Re \lesssim 5$ les forces de viscosité prédominent sur les forces d'inertie si bien que le fluide reste attaché à la surface du cylindre sur toute sa circonférence. On observe ainsi une symétrie de l'écoulement suivant l'axe horizontal mais aussi vertical. De ce fait, il n'y a pas de sillage identifiable en aval du cylindre.



FIGURE 2.1 – Ecoulement autour d'un cylindre à $Re = 1$. Visualisations de S.Taneda extrait de VAN DYKE [3].

Régime de sillage fermé : Pour $4 \lesssim Re \lesssim 49$ le gradient de pression adverse est suffisamment important pour décoller les couches limites. Les couches de cisaillement délimitent une zone de recirculation fermée à l'intérieur de laquelle se situent deux tourbillons symétriques dont la taille augmente avec le nombre de Reynolds. Le point de décollement des couches limites se déplace en amont de l'écoulement avec l'augmentation du nombre de Reynolds.



FIGURE 2.2 – Ecoulement autour d’un cylindre à $Re = 26$. Visualisations de S.Taneda extrait de VAN DYKE [3].

Régime périodique 2D : Pour $49 \lesssim Re \lesssim 180$ l’instabilité absolue de Bénard-von Kármán apparaît. Cette instabilité bidimensionnelle est à l’origine du lâcher de tourbillons dans le sillage du cylindre. Ce lâcher de tourbillons, appelé également allée de von Kármán, est caractérisé par une périodicité très forte. Un spectre de vitesse ou de pression dans le sillage du cylindre fait apparaître un pic correspondant à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence adimensionnée par le diamètre du cylindre et la vitesse principale de l’écoulement fait apparaître le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_K D^*}{U_\infty^*} \quad (2.2)$$

Dans ce régime d’écoulement, le nombre de Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds. Les tourbillons sont lâchés alternativement du cylindre puis sont convectés par l’écoulement. Alors qu’elles sont convectées, les structures entraînent du fluide extérieur, ce qui provoque un élargissement de l’allée puis, sous l’effet de la dissipation visqueuse elles s’affaiblissent et se déforment. Pour $Re \lesssim 180$ l’écoulement est instationnaire, périodique et reste 2D. Les figures 2.1, 2.2 et 2.3 montrent l’évolution du régime laminaire 2D. WILLIAMSON [4], [5] et [6] a montré que le lâcher tourbillonnaire était extrêmement sensible aux conditions limites au niveau des extrémités du cylindre si bien qu’il peut être soit parallèle soit oblique comme le montre la figure 2.4.

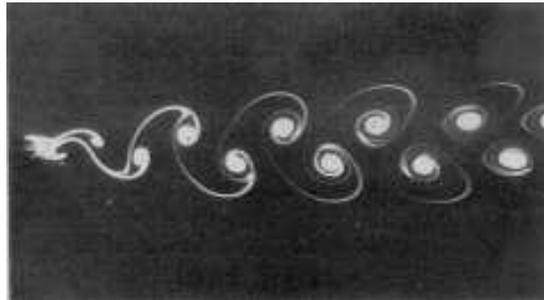


FIGURE 2.3 – Ecoulement autour d’un cylindre à $Re = 105$. Visualisations de S.Taneda extrait de VAN DYKE [3].

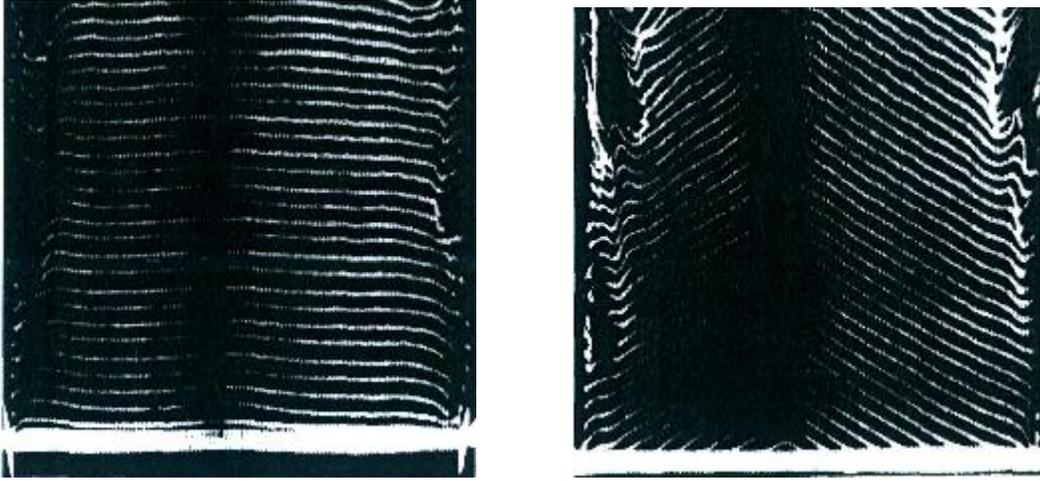


FIGURE 2.4 – Détachement tourbillonnaire 2D (vue de dessus) : détachement parallèle (gauche) et oblique (droite), extrait de WILLIAMSON [4].

D'autres paramètres servent à caractériser l'écoulement :

- la position du point de décollement θ_d , qui correspond à l'angle entre le point d'arrêt amont et le point où décolle la couche limite sur le cylindre,
- la longueur de formation tourbillonnaire L_f définie comme l'abscisse à laquelle la vitesse moyenne longitudinale est nulle en aval du cylindre,
- le coefficient de pression C_p défini par :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (2.3)$$

où p est la pression statique à la surface du cylindre, p_∞ la pression dans l'écoulement amont

- les coefficients de trainée C_D et de portance C_L qui expriment respectivement la composante longitudinale et transversale de la force exercée par le fluide sur le cylindre. Cette force résulte des actions de la pression pariétale et du frottement visqueux sur le cylindre par intégration sur sa surface. En raison de la symétrie du problème le coefficient de portance est nul en moyenne, raison pour laquelle on donne le plus souvent sa valeur rms.

Régime périodique 3D : A partir de $Re = 180$ l'écoulement devient 3D : on observe une déformation des vortex dans la direction transverse de l'écoulement à une certaine longueur d'onde. Une première discontinuité sur la courbe $St - Re$ apparaît autour de $Re = 180 - 200$, voir figure 2.5.

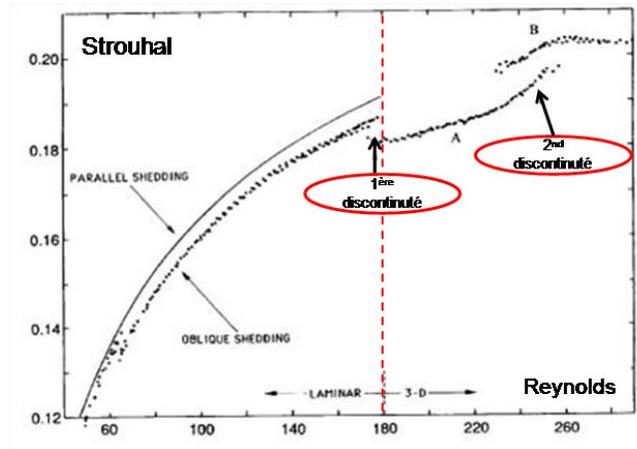


FIGURE 2.5 – Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, extrait de WILLIAMSON [4].

Cette instabilité, appelée aussi instabilité de mode A, est caractérisée par une longueur d'onde de 3-4 diamètres. Elle a aussi la particularité d'être hystérétique. Vers $Re = 230 - 260$ une deuxième instabilité, dite de mode B, apparaît et correspond à une longueur d'onde d'environ 1 diamètre. WILLIAMSON [7] [8] a montré expérimentalement le passage du mode A au mode B par analyse spectrale alors que LABBE [9] l'a fait numériquement, voir figure 2.8.

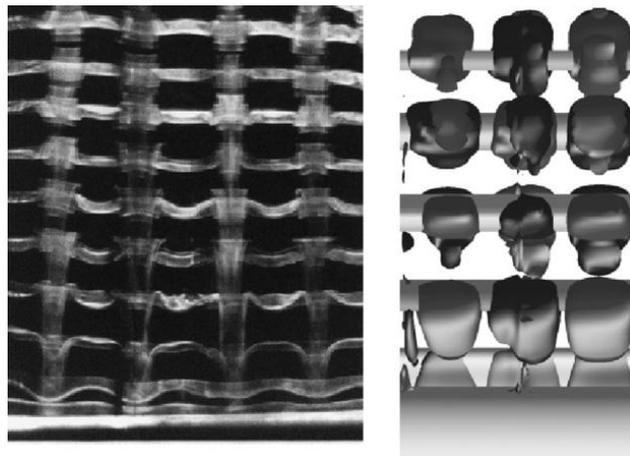


FIGURE 2.6 – Mode A à $Re = 200$: résultats expérimentaux de WILLIAMSON [8] (à gauche) et numériques de LABBE [9] (à droite).

2.1. ECOULEMENTS ISOTHERMES

En augmentant le nombre de Reynolds, on assiste à une déformation des structures tourbillonnaires initialement laminaires en structures turbulentes (figures 2.7 et 2.8). La transition de sillage remonte l'écoulement avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

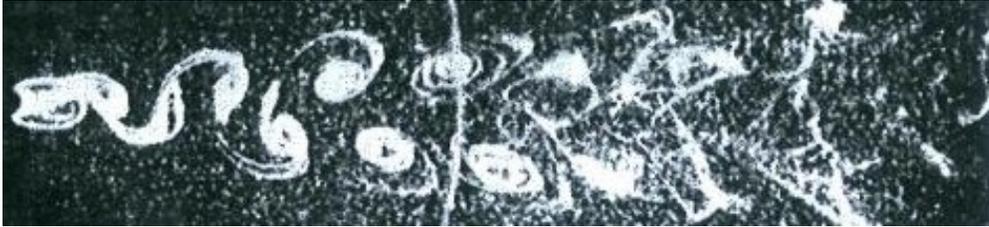


FIGURE 2.7 – Transition de sillage à $Re = 250$. WERLÉ, extrait de [1].

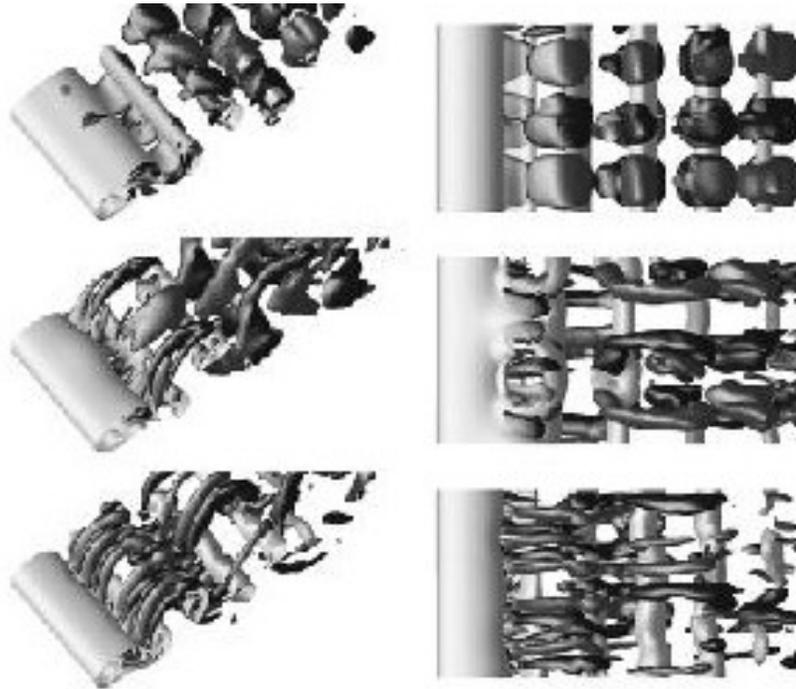


FIGURE 2.8 – Transition du mode A au mode B : $Re = 200$ (en haut) ; $Re = 250$ (au milieu) et $Re = 300$ (en bas) extrait de LABBE [9].

ZHANG *et al.* [10] ont montré expérimentalement et numériquement qu'une troisième instabilité, appelée mode C et caractérisée par une longueur d'onde de 2 diamètres, pouvait apparaître dans le sillage à condition de supprimer les modes A et B en plaçant un fil très fin en proche sillage. Enfin, le phénomène de dislocation - ou adhésion - des vortex a été observé par WILLIAMSON [11], BRAZA [12] et ZHANG *et al.* [10]. Il s'agit d'une rupture locale d'un rouleau primaire qui vient se joindre au cylindre. Il apparaît de façon naturelle et ne présente pas de périodicité particulière.

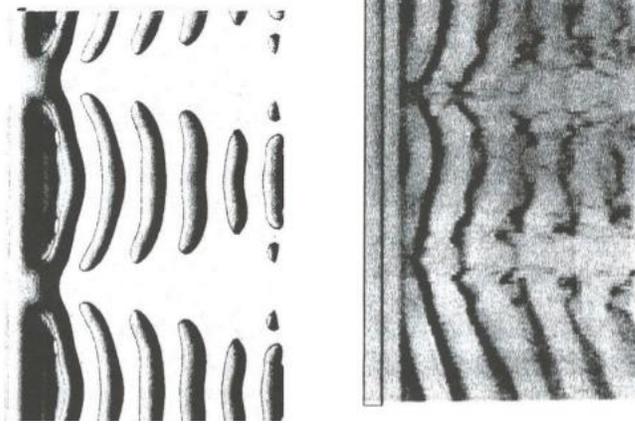


FIGURE 2.9 – Dislocations des allées de von Kármán à $Re = 160$. Résultats numériques (gauche) et expérimentaux (droite), ZHANG *et al.* [10].

Régime sous-critique : $300 \lesssim Re \lesssim 10^5$. Alors que le nombre de Reynolds continue d’augmenter la transition vers la turbulence se rapproche du point de décollement. Pour $Re \gtrsim 1000$ le sillage est complètement turbulent et la zone de transition se situe juste après le point de décollement. Les couches limites laminaires décollent et s’enroulent en petits tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui interagissent avec l’allée de von Kármán. La topologie tourbillonnaire est illustrée par la figure 2.10.

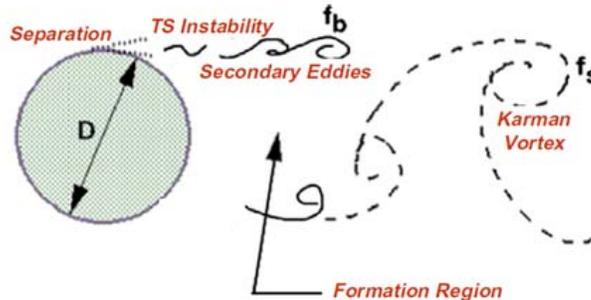


FIGURE 2.10 – Schéma de la topologie tourbillonnaire en régime sous-critique, JORDAN [13].

BLOOR [14] a montré par anémométrie à fil chaud qu’à partir de $Re = 1200$ des structures tourbillonnaires se formaient dans les couches de cisaillement. L’instabilité de Kelvin-Helmholtz est à l’origine de la formation de ces petits tourbillons de zone de mélange. Ils sont caractérisés par une fréquence propre, différente de la fréquence du lâcher tourbillonnaire de Von Kármán. De nombreux travaux se sont intéressés au rapport des deux fréquences $\frac{f_{SL}}{f_K}$. BLOOR [14] donne une loi en $Re^{0,5}$ alors que WEI AND SMITH [15] ont trouvé une loi en $Re^{0,87}$. Plus récemment PRASAD AND WILLIAMSON [16] ont proposé une corrélation en $Re^{0,67}$, valide jusqu’à $Re = 10^5$, illustrée par la figure 2.11.

2.1. ECOULEMENTS ISOTHERMES

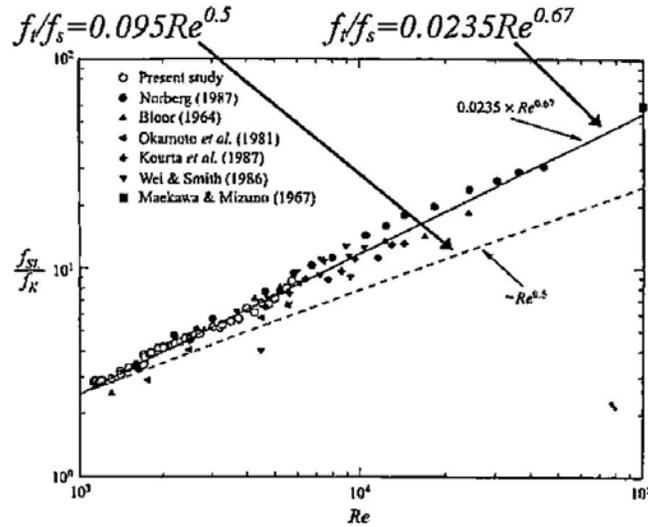


FIGURE 2.11 – Evolution du rapport des fréquences $\frac{f_{SL}}{f_K}$ en fonction du nombre de Reynolds, PRASAD AND WILLIAMSON [16].

De plus, il existe de fortes interactions entre les tourbillons de la couche cisailée et ceux de l'allée de Von Kármán. Ces interactions se traduisent par des appariements des deux types de vortex. En effet KOURTA *et al.* [17] ont montré que des fréquences de la forme $m f_{SL} \pm n f_K$ apparaissaient au niveau de la couche de cisaillement avec l'augmentation du nombre de Reynolds. A mesure que l'écoulement devient turbulent des fréquences multiples apparaissent et viennent enrichir le spectre de l'écoulement, comme l'illustre la figure 2.12.

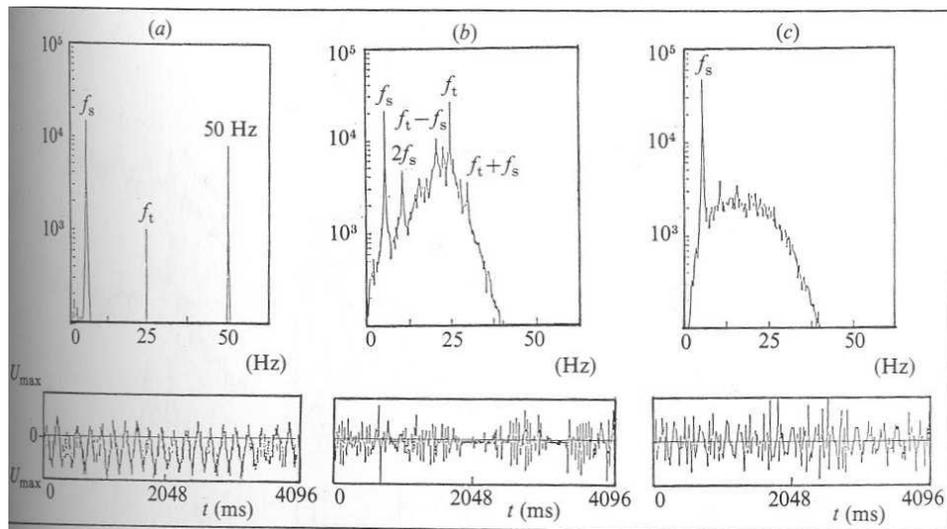


FIGURE 2.12 – DSP et spectres de vitesse dans la couche de cisaillement, $Re = 2660$: $z/D = 0,625$; (a) : $x/D = 0,125$; (b) $x/D = 1,375$; (c) : $x/D = 3,525$, KOURTA *et al.* [17].

2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE ET POSITION DU PROBLÈME

Une des caractéristiques remarquables de ce régime est que l'écoulement varie peu avec le nombre de Reynolds, on constate une stabilisation du nombre de Strouhal autour de $0,2 \pm 10\%$, comme l'illustre la figure 2.13.

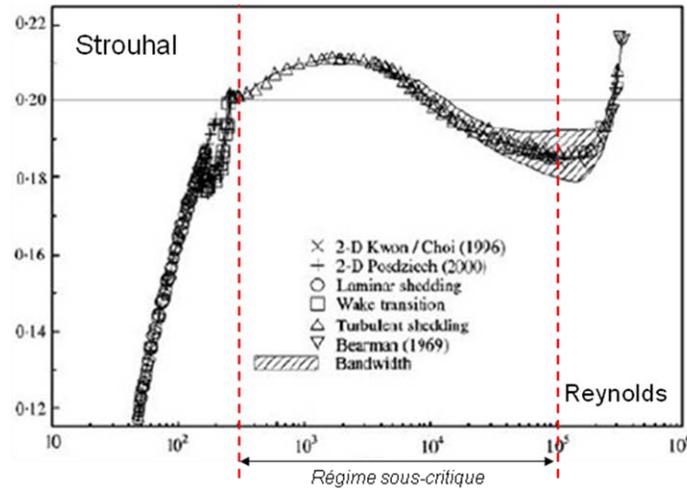


FIGURE 2.13 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, NORBERG [18].

En proche sillage, KOURTA *et al.* [17] ont montré que les structures tourbillonnaires ne sont plus formées directement à l'arrière du cylindre mais apparaissent au delà d'une zone morte qui diminue de taille avec l'augmentation du nombre de Reynolds, comme le montre la figure 2.14.

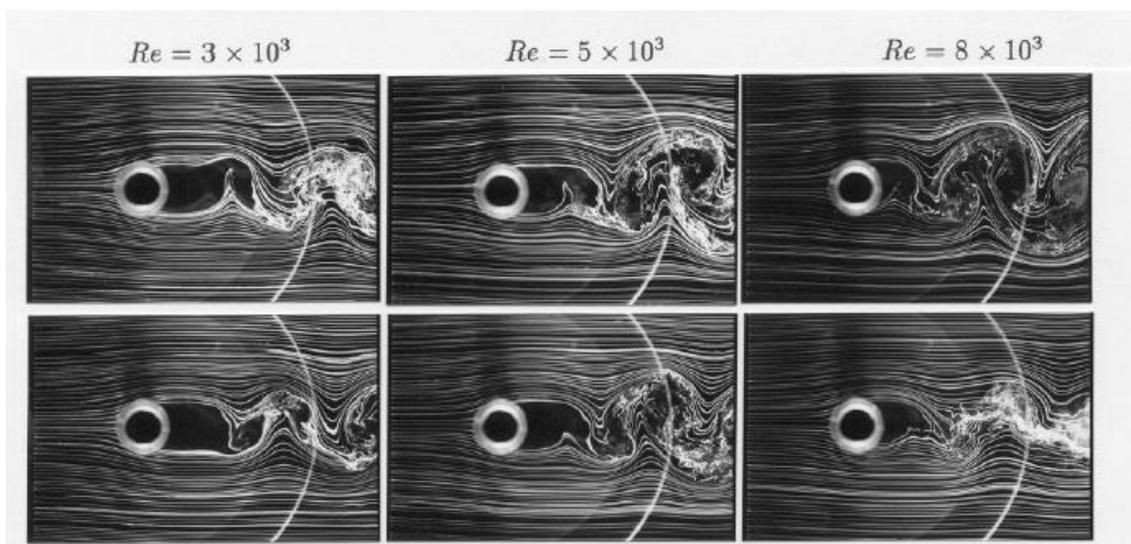


FIGURE 2.14 – Diminution de la zone de formation tourbillonnaire pour $3000 < Re < 8000$, NORBERG [19].

2.1. ECOULEMENTS ISOTHERMES

En sillage lointain, HUSSAIN [20] a proposé une explication aux mécanismes de production et de dissipation de la turbulence pour $(10 \leq x/D \leq 40)$ à $Re = 13000$, comme le montre la figure 2.15.

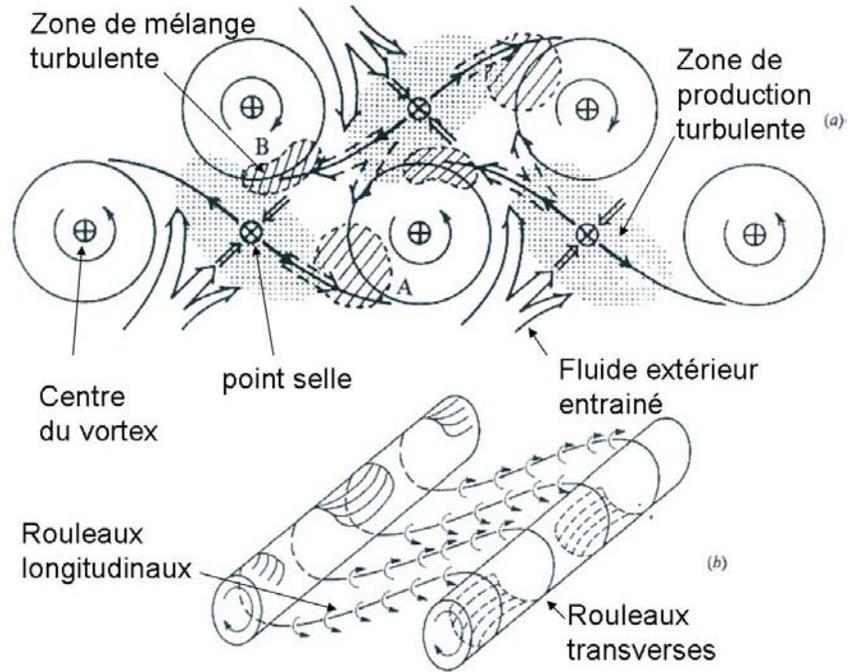


FIGURE 2.15 – Schéma des différents mécanismes turbulents dans le sillage d'un cylindre, HUSSAIN [20].

Il a également montré que les rouleaux longitudinaux se déformaient pour dégénérer en tourbillons en fer à cheval [21], voir figure 2.16. Ces résultats ont été retrouvés par SHIRAKASHI *et al.* [22] pour $850 < Re < 1750$.

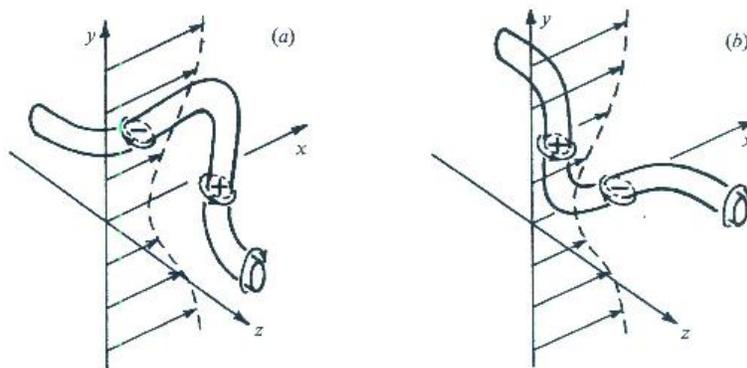


FIGURE 2.16 – Schéma de la déformation d'un rouleau transverse en "fer à cheval", HUSSAIN [21].

Enfin, l'analyse de ces phénomènes s'accompagne d'une modification des grandeurs turbulentes de l'écoulement. PFEIL [23] a montré pour $Re = 1400$ que les moyennes quadratiques des composantes de vitesse longitudinale et verticale se stabilisaient entre $280 < \frac{x}{D} < 480$ (figure 2.17), témoignant ainsi d'une stabilisation des structures turbulentes en sillage lointain.

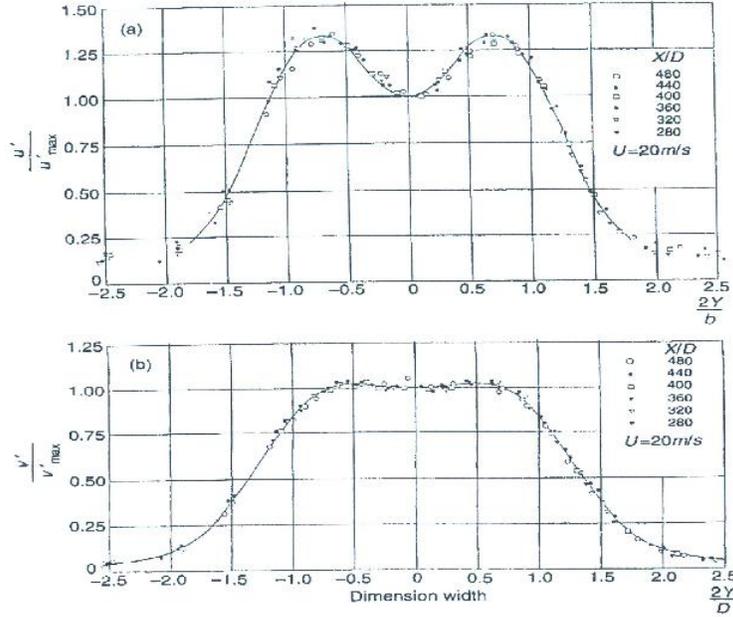


FIGURE 2.17 – Mise en évidence de la stabilisation des vitesses fluctuantes longitudinale et verticale pour $Re = 1400$ et $280 < x/D < 480$, PFEIL [23].

Régime critique : $2.10^5 \lesssim Re \lesssim 10^6$. La zone de transition a atteint le point de décollement : on assiste à un premier décollement laminaire de la couche limite à un angle de 100° environ avant son recollement sur le cylindre ce qui entraîne la formation d'une bulle de recirculation. Cette bulle de recirculation apparaît d'abord d'un seul côté du cylindre car sa formation est extrêmement sensible aux conditions expérimentales (extrémités du cylindre, intensité de turbulence, rugosité, rapport d'aspect, taux de blocage...), BEARMAN [24] l'a montré expérimentalement à $Re = 3,7.10^5$. Cette soudaine perte de symétrie engendre une portance moyenne non nulle et une augmentation du nombre de Strouhal, qui passe de 0,2 à 0,32.

En augmentant le nombre de Reynolds, une deuxième bulle se forme de l'autre côté du cylindre et rend l'écoulement de nouveau symétrique. BEARMAN [24] donne $Re = 4.10^5$ et le nombre de Strouhal passe alors à 0,46. La couche limite turbulente décolle finalement à un angle quasi constant de 140° . La largeur du sillage est ainsi fortement réduite. Ce comportement de la couche limite recollée est à l'origine de la chute de trainée observée entre autres par BEARMAN [24].

Régime supercritique : $10^6 \lesssim Re \lesssim 6.10^6$. L'augmentation du nombre de Reynolds a pour conséquence de développer la turbulence très tôt dans les couches de cisaillement et entraîne la suppression du lâcher tourbillonnaire : le sillage est turbulent : il n'y a plus de pic qui ressort.

Régime transcritique : $Re \gtrsim 2.10^6$. Contre toute attente ROSHKO [25] a montré que le sillage redevenait périodique avec un nombre de Strouhal passant à 0,3, résultat retrouvé plus tard par NUNEN [26], SCHEWE [27], LOISEAU [28] et FUJITA [29]. Les bulles de recirculation ont disparu : la couche limite devient turbulente avant de décoller à un angle de 115° .

Nous pouvons résumer schématiquement les phénomènes observés au travers de la figure ci-dessous qui présente les principales transitions observées en régime isotherme.

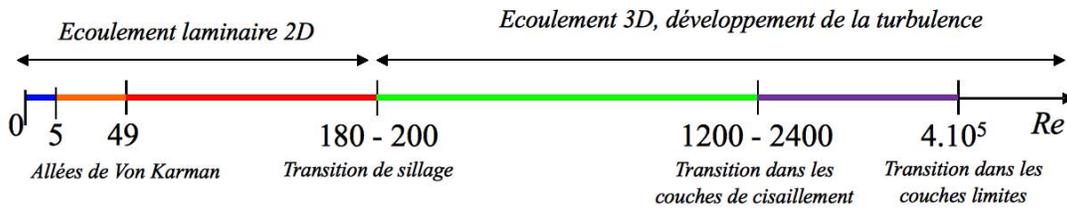


FIGURE 2.18 – Synthèse des transitions en aval d'un cylindre en régime isotherme.

2.2 Écoulements anisothermes

Lorsque la température du cylindre est différente de la température du fluide environnant, un transfert de chaleur se produit, des hautes températures vers les basses températures. Dans le cadre de la présente thèse, nous nous intéresserons uniquement au cas où le cylindre est refroidi par le fluide.

Les équations qui régissent l'écoulement étudié sont celles de la mécanique des fluides, c'est à dire les équations de Navier-Stokes. Une fois adimensionnées, les équations de Navier-Stokes, avec terme de flottabilité, font apparaître les nombres de Reynolds, de Prandtl mais surtout le nombre de Richardson. Ce dernier est défini par :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (2.4)$$

où

$$Gr = \frac{g((\rho_{cylindre} - \rho_\infty)/\rho_\infty)D^3}{\nu^2} \approx \frac{g\beta(T_{cylindre} - T_\infty)D^3}{\nu^2} \quad (2.5)$$

si l'on se place dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, i.e. $\beta\Delta T \ll 1$. Ce dernier nombre sans dimension est appelé nombre de Grashof et donne le rapport des effets thermiques aux effets visqueux. On a donc :

$$Ri = \frac{g((\rho_{cylindre} - \rho_\infty)/\rho_\infty)D}{U_\infty^2} \approx \frac{g\beta(T_{cylindre} - T_\infty)D}{U_\infty^2} \quad (2.6)$$

Le nombre de Richardson est donc défini comme le rapport, élevé au carré, des vitesses caractéristiques de convection forcée et de convection naturelle.

L'échange convectif entre le fluide et le cylindre est évalué localement à travers le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda}, \quad (2.7)$$

où

$$h = \frac{-\lambda \frac{\partial T}{\partial n}|_{paroi}}{T_p - T_\infty} \quad (2.8)$$

avec $\frac{\partial T}{\partial n}|_{paroi}$ le gradient de température évalué à la paroi. Le nombre de Nusselt moyen est calculé en intégrant cette valeur locale sur la surface totale du cylindre ou suivant sa circonférence seulement si l'on considère que le problème est 2D. Dans le cas le plus général, l'échange dépend des trois nombres sans dimensions :

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad (2.9)$$

où :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (2.10)$$

est le nombre de Prandtl, caractérisant le fluide utilisé. Dans notre étude on aura $Pr \approx 0,7$.

Les grandeurs thermophysiques λ , α et ν sont respectivement la conductivité thermique, la diffusivité thermique et la viscosité cinématique du fluide. Le calcul de ces grandeurs doit se faire à une température de référence, représentative de l'échange entre les deux milieux. Cette température de référence peut s'écrire sous la forme :

$$T_{ref} = T_\infty + c(T_{cylindre} - T_\infty) \quad (2.11)$$

où c est un coefficient de pondération qui doit être précisé lorsque des résultats sont présentés. Le tableau suivant donne les différents choix qui ont été faits dans la littérature à ce jour :

| | |
|------|----------------|
| c | T_{ref} |
| 0 | T_{∞} |
| 0,28 | $T_{eff}(air)$ |
| 0,97 | $T_{eff}(eau)$ |
| 0,5 | T_f |
| 1 | $T_{cylindre}$ |

TABLEAU 2.1 – Principales températures de référence

Alors que la température de film (T_f) correspond à la moyenne arithmétique de la température du fluide amont et du cylindre, la température effective s'obtient en considérant que quelque soit la charge thermique, le nombre de Reynolds correspondant au passage au régime instationnaire est constant ($Re_c \approx 49$).

Connaissant la vitesse de l'écoulement et le diamètre du cylindre il est alors possible de calculer la viscosité effective puis la température effective en utilisant une loi reliant viscosité cinématique et température. Cette idée a d'abord été introduite par LECORDIER [30] puis développée par DUMOUCHEL [31] qui trouvèrent $c = 0,24$ dans l'air. Plus récemment WANG [32] a trouvé $c = 0,28$ dans l'air et VIT *et al.* [33] donne $c = 0,97$ dans l'eau. L'intérêt de cette méthode est de trouver une loi $St - Re$ universelle, ne dépendant pas de la différence de température entre les deux milieux. Cependant, comme le concept de température effective n'a été développé que pour des écoulement laminaires, nous utiliserons dans la suite de ce mémoire la température de film comme température de référence. De plus, la majorité des travaux relatifs à notre sujet utilise la température de film comme température de référence.

Du point de vue dynamique, on assiste à une compétition entre convection forcée et convection naturelle avec l'augmentation du nombre de Richardson. Il est généralement admis, par soucis de simplification du problème, que pour $Ri \ll 1$ l'écoulement et les transferts sont pilotés par la dynamique, on parle alors de la température comme un scalaire "passif", c'est à dire un traceur permettant de suivre l'évolution de l'écoulement. Nous verrons dans la section intitulée "Convection Forcée" dans quelle mesure cette position est valide. A l'opposé lorsque $Ri \gg 1$ on considère que l'écoulement est piloté par la convection naturelle. Enfin, pour $Ri \sim 1$ nous nous trouvons dans un régime dit "mixte" car les deux modes de convection, forcée et naturelle, interviennent simultanément et dans des proportions semblables, il n'est alors pas possible de négliger l'un par rapport à l'autre.

2.2.1 Convection forcée

Avant de décrire la topologie des écoulements et l'évolution des transferts en régime de convection forcée il convient de savoir quand commence et surtout quand finit ce régime, ce qui constitue souvent une difficulté pour les études. La convection forcée débute dès lors que le cylindre à une température supérieure à celle du fluide dans lequel il se trouve mais jusqu'à quel nombre de Richardson peut-on considérer l'impact de la convection naturelle comme négligeable ?

Pour répondre à cette question, plusieurs travaux dont ceux de HATTON [34], FAND ET KESWANI [35] ou encore MORGAN [36] ont permis de savoir à partir de quelle valeur limite du nombre de Richardson les transferts étaient altérés par les effets de convection naturelle. Alors que HATTON trouve un nombre de Richardson limite de 0,2, FAND ET KESWANI ainsi que MORGAN trouve 0,5. Dans ces gammes de nombre de Richardson, les transferts sont donc de la forme : $Nu = f(Re, Pr)$ puisque les effets de la convection naturelle sont négligeables. Nous avons compilé plusieurs corrélations dans le tableau suivant. Ces corrélations donnent le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl. On constate qu'en moyenne les échanges augmentent avec le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl puisque beaucoup de corrélations sont de la forme : $Nu = CRe^m Pr^n$ avec C , n et m strictement positifs.

2.2. ECOULEMENTS ANISOTHERMES

| Références | Corrélation | Re | Pr |
|------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|---------------|
| [37] | $Nu = 0,42Pr^{0,20} + 0,57Re^{0,50}Pr^{0,31}$ | $5 - 10^3$ | — |
| [38] | $Nu[\frac{\mu_w}{\mu_b}]^{0,25} = [0,3Re^{0,5} + 0,1Re^{0,67}]Pr^{0,4}$ | $40 - 10^5$ | $1 - 300$ |
| [39] | $Nu_f = (0,35 + 0,34Re_f^{0,5} + 0,15Re_f^{0,58})Pr_f^{0,3}$ | $0,1 - 10^5$ | — |
| [40] | $Nu[\frac{\mu_w}{\mu_b}]^{0,25} = [0,31Re^{0,5} + 0,11Re^{0,67}]Pr^{0,4}$ | $40 - 10^5$ | $1 - 300$ |
| [41] | $Nu[\frac{Pr_w}{Pr_b}]^{0,25} = 0,26Re^{0,6}Pr^{0,37}$ | $10^3 - 2.10^5$ | — |
| [42] | $Nu = (0,4Re^{0,5} + 0,06Re^{\frac{2}{3}})Pr^{0,4}[\frac{\mu_f}{\mu_w}]^{0,25}$ | $1 - 10^5$ | $0,67 - 300$ |
| [43] | $Nu = 0,3 + \frac{0,62Re^{\frac{1}{2}}Pr^{\frac{1}{3}}}{[1+(0,4/Pr)^{\frac{2}{3}}]^{\frac{1}{4}}}.[1 + (\frac{Re}{282000})]^{\frac{4}{5}}$ | $10^2 - 10^7$ | $Re.Pr > 0,2$ |

TABLEAU 2.2 – Principales corrélations $Nu = f(Re, Pr)$ pour un cylindre circulaire en régime de convection forcée.

Si l'on s'intéresse à la répartition angulaire du coefficient d'échange, on constate que son évolution autour du cylindre suit l'évolution de l'écoulement comme le montre la figure 2.19. En effet les échanges diminuent depuis le point d'arrêt amont jusqu'au décollement de la couche limite laminaire puisque cette dernière joue le rôle de "barrière" entre le fluide et le cylindre : au fur et à mesure qu'elle s'épaissit, les échanges diminuent. La soudaine augmentation de l'échange correspond au développement de la couche limite turbulente après la bulle de recirculation. Enfin, la légère augmentation observée autour de $\theta = 180^\circ$ correspond à la zone de recirculation où le fluide est ramené vers le cylindre sous l'effet des mécanismes tourbillonnaires de von Kármán. Une première caractéristique de la convection forcée apparaît donc ici et se manifeste par la symétrie des échanges autour du cylindre.

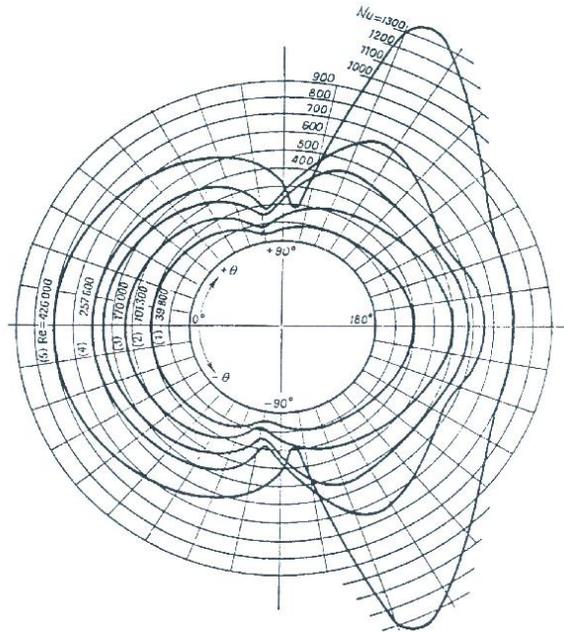


FIGURE 2.19 – Répartition angulaire du nombre de Nusselt en régime de convection forcée pour $4.10^4 < Re < 4.10^5$, SCHMIDT [44]

Cette symétrie est également visible sur les champs de vitesse moyenne et fluctuante, comme l'illustre les figures 2.20 et 2.21, tirées des travaux de DUMOUCHEL *et al.*

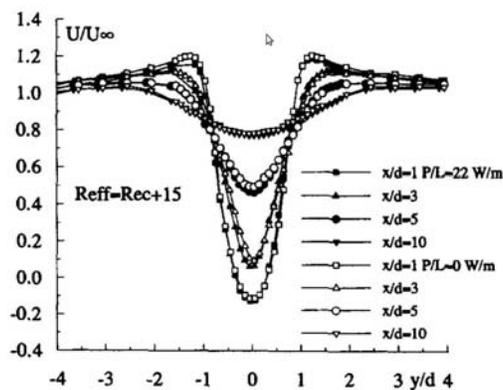


FIGURE 2.20 – Vitesse longitudinale moyenne dans le sillage d'un cylindre circulaire en régime de convection forcée, $Re \approx 65$, DUMOUCHEL *et al.* [31]

2.2. ECOULEMENTS ANISOTHERMES

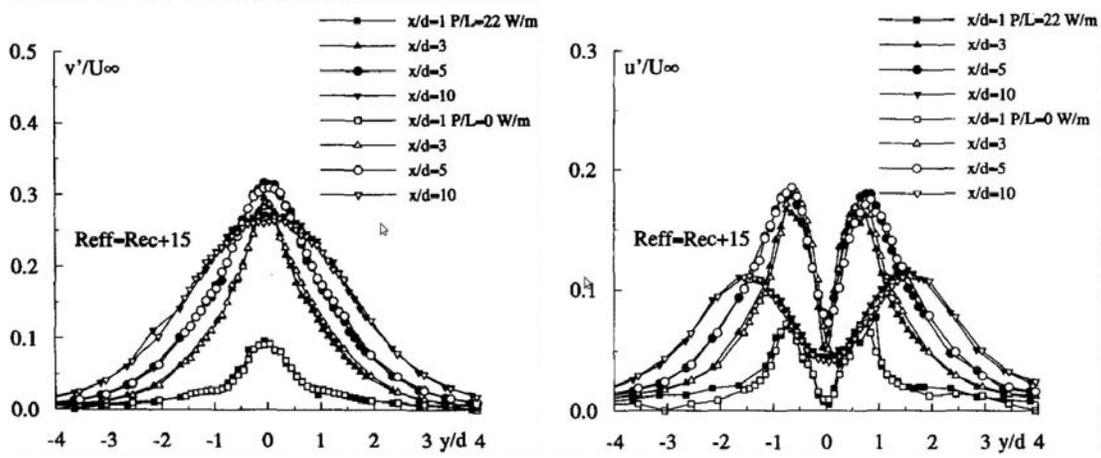


FIGURE 2.21 – Vitesses fluctuantes transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) dans le sillage d'un cylindre circulaire en régime de convection forcée, $Re \approx 65$, DUMOUCHEL *et al.* [31]

Cette symétrie caractéristique de la convection forcée provient du fait que les effets de la pesanteur sont "invisibles", les particules fluides en aval du cylindre ne sont pas suffisamment chaudes pour s'élever. En définitive, en convection forcée, l'action de la température est limitée à la proximité du cylindre où elle modifie les paramètres thermo-physiques du fluide.

L'effet produit par la température dépend de la nature du fluide ; en effet dans l'air, l'augmentation de la température a pour effet d'augmenter la viscosité cinématique si bien que l'écoulement a tendance à être stabilisé : tout se passe comme si l'on faisait diminuer le nombre de Reynolds avec l'augmentation de température. Dans l'eau, le contraire se produit : l'augmentation de la température fait diminuer la valeur de la viscosité cinématique, ce qui a donc tendance à perturber l'écoulement, en augmentant les fluctuations de vitesse par exemple. LECORDIER [45] a en effet montré expérimentalement ce phénomène en régime 2D pour des nombres de Richardson inférieurs à 0,02 comme l'illustrent les figures 2.22 et 2.23.

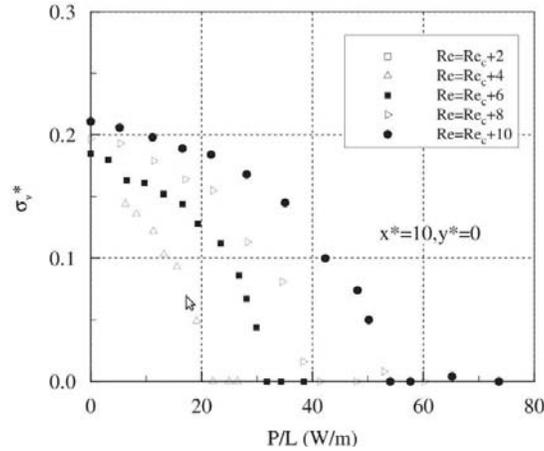


FIGURE 2.22 – Suppression des fluctuations transversales de vitesses en chauffant le cylindre dans l’air, $50 < Re < 60$, LECORDIER [45]

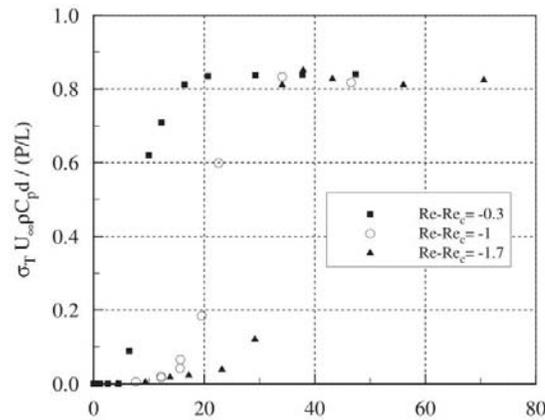


FIGURE 2.23 – Génération de fluctuations transversales de vitesses en chauffant le cylindre dans l’eau, $50 < Re < 60$, LECORDIER [45]

En définitive, nous pouvons dire qu’en régime de convection forcée, bien que l’on observe une symétrie des champs de vitesse et de température, ce qui est une caractéristique du régime isotherme, la température n’est pas un scalaire passif puisque même pour de très faibles nombres de Richardson ($Ri < 0,05$), la température agit sur le niveau de fluctuation de vitesse. Dans l’air, l’augmentation de température a tendance à laminariser ou stabiliser l’écoulement en réduisant les fluctuations alors que dans l’eau le contraire se produit.

2.2.2 Convection mixte

Bien que le cas de la convection mixte soit fréquent dans des configurations industrielles (refroidissement de composants électroniques par exemple), il a reçu jusqu'à présent moins d'intérêt que le cas de convection forcée. Les effets de la flottabilité sur le sillage d'un cylindre circulaire horizontal ne sont connus que pour des écoulements laminaires c'est à dire pour des nombres de Reynolds inférieurs à 200.

En régime 2D stationnaire, BADR [46] puis AMAOUCHE ET PEUBE [47] ont étudié la convection mixte autour d'un cylindre circulaire horizontal dans l'air pour $Re < 40$ et $Ri < 5$. Le tableau suivant présente une synthèse des configurations étudiées par BADR :

| Re | Gr | Nu | Re | Gr | Nu |
|------|------|-------|------|------|------|
| 1 | 0 | 0,800 | 20 | 0 | 2,54 |
| 1 | 1 | 0,865 | 20 | 100 | 2,52 |
| 1 | 2 | 0,902 | 20 | 500 | 2,65 |
| 1 | 3 | 0,930 | 20 | 1000 | 2,85 |
| 1 | 4 | 0,955 | 20 | 1600 | 3,02 |
| | | | 20 | 2000 | 3,10 |
| 5 | 0 | 1,45 | 40 | 0 | 3,48 |
| 5 | 5 | 1,45 | 40 | 400 | 3,49 |
| 5 | 30 | 1,51 | 40 | 2000 | 3,60 |
| 5 | 60 | 1,65 | 40 | 3200 | 3,76 |
| 5 | 100 | 1,82 | 40 | 6400 | 4,17 |
| 5 | 125 | 1,89 | | | |

TABLEAU 2.3 – Nombre de Nusselt moyen en fonction de Re et Gr , BADR [46]

L'échange moyen augmente avec le nombre de Richardson. Ses résultats concordent bien avec la corrélation trouvée auparavant par HATTON [34] :

$$Nu\left(\frac{T_f}{T_\infty}\right)^{-0,154} = 0,384 + 0,581Re_{eff}^{0,439} \quad (2.12)$$

Avec :

$$Re_{eff} = Re_f \left[1 + \frac{1,06Ra^{0,836}}{Re_f^2}\right]^{1/2} \quad (2.13)$$

où Ra est le nombre de Rayleigh et Re_f le nombre de Reynolds évalué à température de film T_f .

Ces travaux montrent en particulier que le sillage est dévié vers le haut sous l'effet des forces de gravité, sans pouvoir identifier réellement les mécanismes en jeu.

Toujours en régime 2D stationnaire, PATNAIK *et al.* [48] ont montré par voie numérique pour $Re < 40$ et $Ri < 1$, que le chauffage du cylindre retardait le décollement des couches limites ce qui avait pour conséquence de réduire la largeur du sillage comme le montre la figure 2.24.

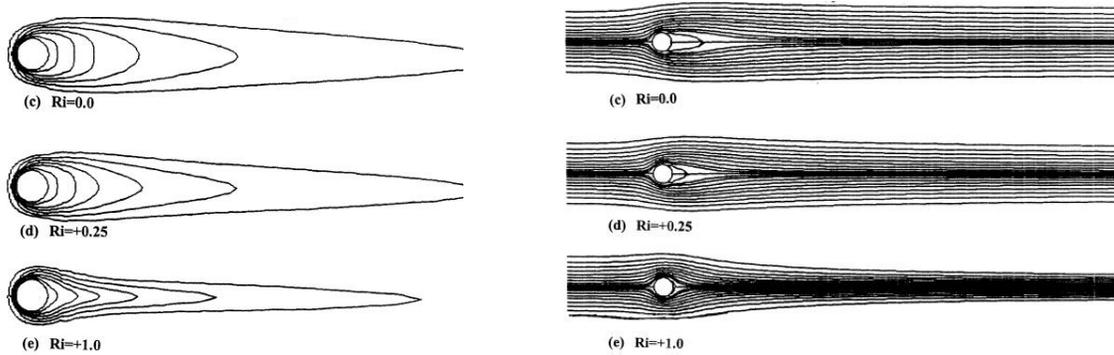


FIGURE 2.24 – Isothermes (gauche) et lignes de courant (droite) pour $Re = 40$ et $0 < Ri < 1$, PATNAIK *et al.* [48]

Dans ces mêmes travaux, PATNAIK *et al.* [48] ont également montré qu'à $Re = 100$ le détachement tourbillonnaire était supprimé à $Ri = 0,12$, comme le présente la figure 2.25. Ce résultat avait déjà été trouvé expérimentalement par NOTO *et al.* [49] et plus récemment par LECORDIER *et al.* [30] pour $Re = 60$ et $Ri < 0,02$. Dans ce cas là on retrouve les deux tourbillons symétriques attachés au cylindre.

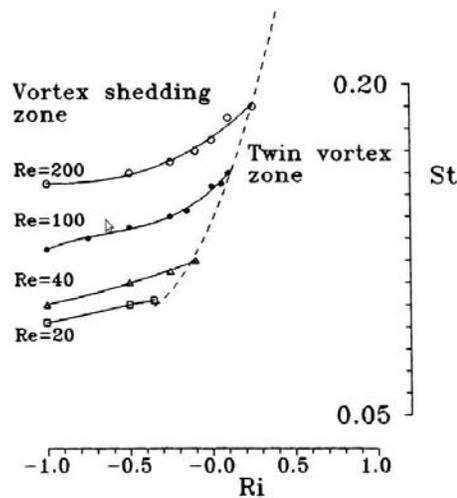


FIGURE 2.25 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction de Ri pour $Re = 100$, extrait de PATNAIK *et al.*, [48]

2.2. ECOULEMENTS ANISOTHERMES

Dans le même régime, BISWAS *et al.* [50] montrent numériquement que le détachement tourbillonnaire est enclenché dans l'air à $Re = 10$ et $Ri = 1,4$ alors qu'il n'apparaît qu'à $Re \approx 49$ en régime isotherme. Ce résultat indique qu'il existe un nombre de Richardson critique, proche de l'unité tel que les effets de la gravité sont suffisamment importants pour déstabiliser l'écoulement et s'affranchir des effets de la température sur les paramètres thermophysiques. Ces mêmes auteurs ont également montré que la fréquence du lâcher tourbillonnaire augmentait avec le nombre de Richardson (figure 2.26).

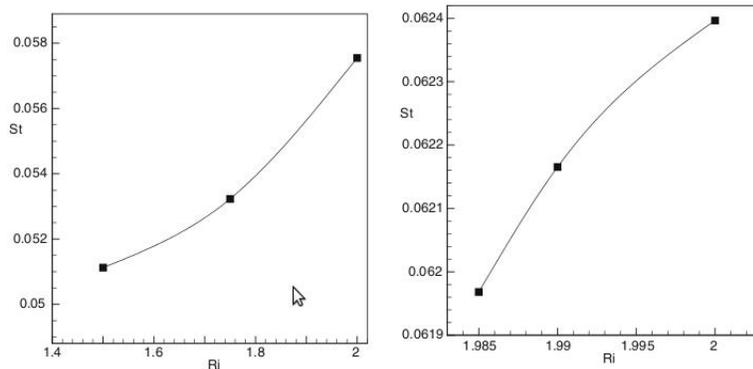


FIGURE 2.26 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Richardson - $Re = 10$ (gauche) et $Re = 45$ (droite), BISWAS *et al.* [50]

Des structures tourbillonnaire, en forme de dipôle, se forment au niveau de la rangée supérieure. Ces structures caractéristiques de la convection mixte se développent par diffusion alors qu'elles sont convectées par l'écoulement principal comme l'indique la figure 2.27.

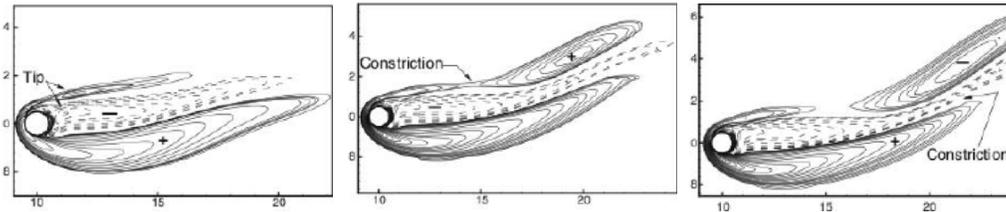


FIGURE 2.27 – Contours instantanés de vorticité $Ri = 2$ et $Re = 45$, BISWAS *et al.* [50]

En régime 2D périodique, la gravité a un impact sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire, BHATTACHARYYA *et al.* [51] ont montré numériquement que pour $Re < 200$ et $Ri < 2$ le chauffage du cylindre avait pour conséquence l'augmentation du nombre de Strouhal et du nombre de Nusselt moyen comme le montre la figure 2.28.

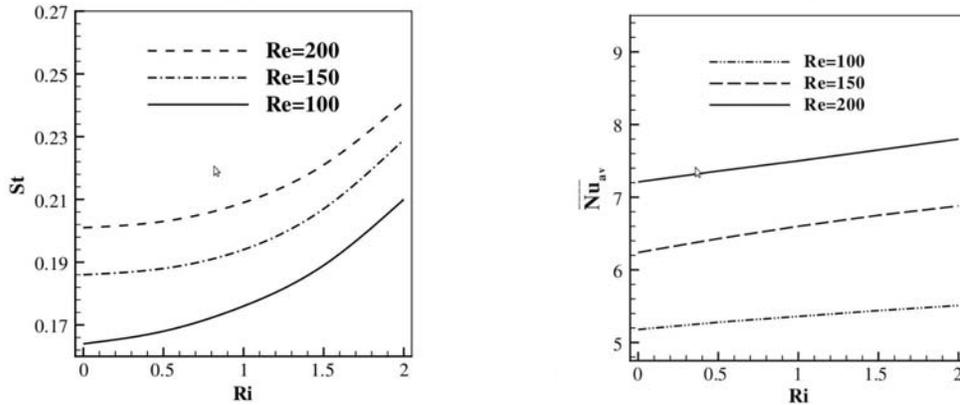


FIGURE 2.28 – Evolution du nombre de Strouhal (gauche) et du nombre de Nusselt moyen (droite) en fonction de Ri pour $100 < Re < 200$, BHATTACHARRYA *et al.* [51]

En conséquence des effets thermiques, le chauffage du cylindre induit une perte de symétrie du sillage sous l'effet des forces de gravité : on assiste à une accélération du fluide en dessous du cylindre (figure 2.29).

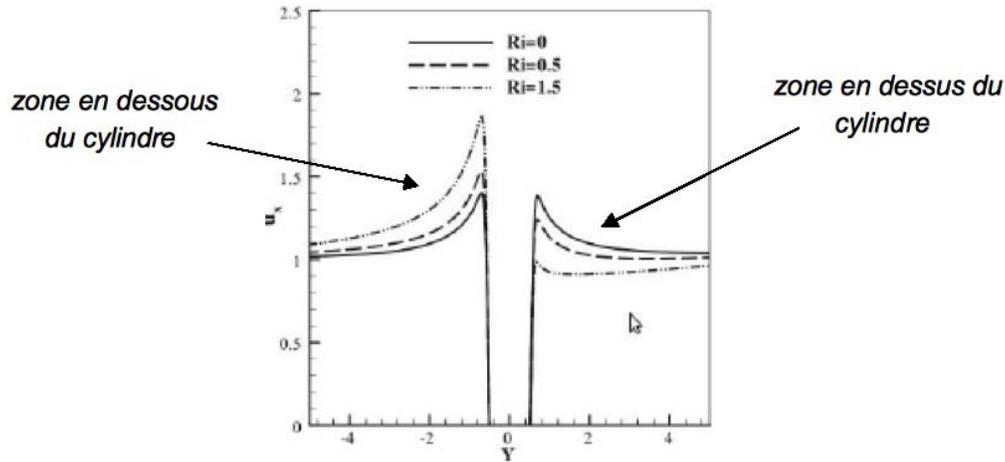


FIGURE 2.29 – Profils de vitesse longitudinale moyenne en $x = 0$ pour $0 < Ri < 1,5$ et $Re = 200$, BHATTACHARRYA *et al.* [51]

La dissymétrie du profil de vitesse s'accompagne d'une augmentation du cisaillement au niveau de la couche de cisaillement inférieure et une portance moyenne négative. Dans ces conditions, les structures tourbillonnaires de la rangée inférieure ont une vorticité plus faible que celles de la rangée supérieure qui est moins influencée par la température.

2.2. ECOULEMENTS ANISOTHERMES

Dans l'eau, REN [52] a montré numériquement et expérimentalement que la transition 3D observée en régime isotherme à $Re = 180 - 200$ se produisait à $Re = 100$ pour $Ri = 1$, comme l'illustre la figure 2.30.

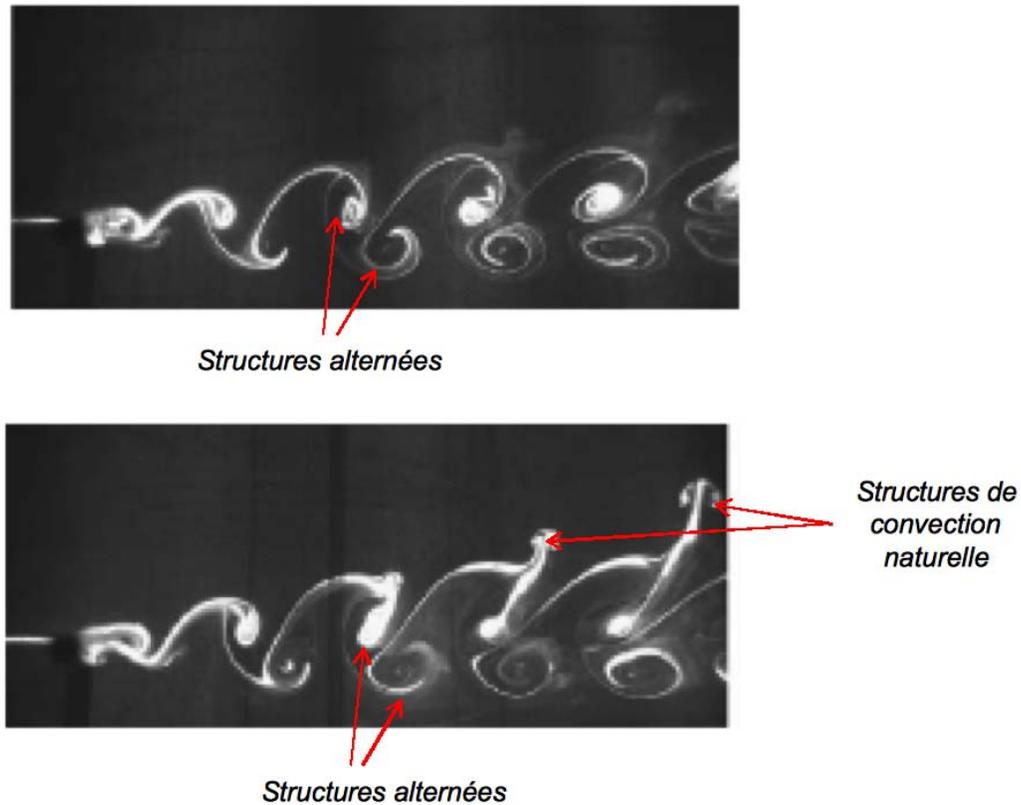


FIGURE 2.30 – Mise en évidence de la transition 3D dans l'eau pour $Re = 116$ et $Ri = 1$, extrait de REN, [52]

Pour les nombres de Richardson très grands devant l'unité, les effets d'inertie peuvent être négligés devant les effets de flottabilité. Par exemple, à $Ri = 40$ l'écoulement est de type convection naturelle comme le montre la figure 2.31. Pour des nombres de Richardson aussi grands on peut considérer l'impact de la convection forcée comme négligeable.

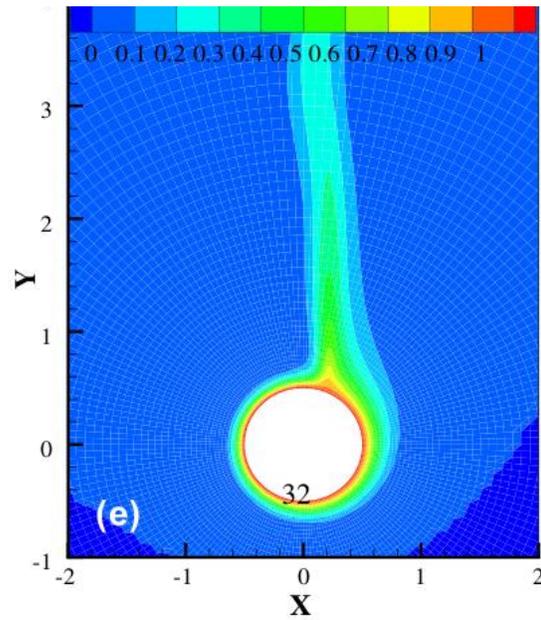


FIGURE 2.31 – Champs de température instantanée - $Ri = 40$, BHATTACHARRYA *et al.* [51]

Pour de tels nombres de Richardson, le sillage devient panache thermique, semblable à celui d'un régime de convection naturelle, orienté suivant la verticale (figure 2.32).

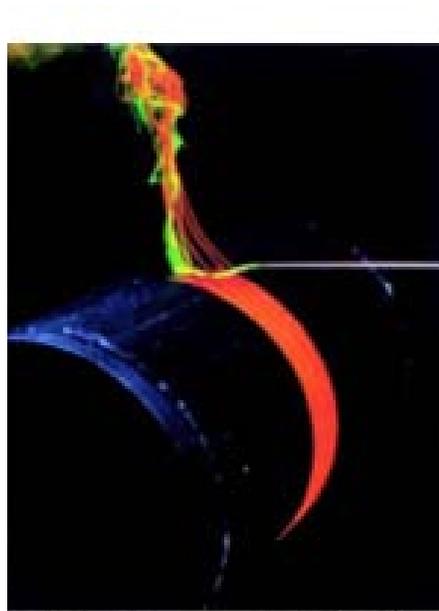


FIGURE 2.32 – Visualisation d'un panache thermique en régime de convection naturelle, extrait de KITAMURA *et al.*, [53]

2.3 Conclusion du chapitre

En **régime isotherme**, l'étude des écoulements en aval d'un cylindre a fait l'objet de nombreuses études. On sait en effet que la transition vers la turbulence remonte l'écoulement avec l'augmentation du nombre de Reynolds : $Re = \frac{U_\infty^* D^*}{\nu}$. Le lecteur intéressé pourra se référer à ZDRAVKOVICH [1], [2] pour une revue complète des différentes classes d'écoulement. On rappellera simplement les principales transitions laminaire/turbulent : transition de sillage pour $180 \leq Re \leq 400$, transition dans les couches de cisaillement pour $1200 \leq Re \leq 2400$ et enfin transition dans les couches limites pour $10^5 \leq Re \leq 2.10^5$.

En **régime anisotherme**, on introduit le nombre de Richardson : $Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g\beta\Delta T D^*}{U_\infty^{*2}}$ pour évaluer le rapport des forces de gravité aux forces d'inertie. Plus particulièrement, on considère trois types d'écoulement en fonction de ce nombre :

- $Ri \ll 1$: les forces de gravité sont négligeables devant les forces d'inertie, on parle alors de convection forcée,
- $Ri \sim 1$: les forces de gravité sont comparables aux forces d'inertie, on parle alors de convection mixte,
- $Ri \gg 1$: les forces d'inertie sont négligeables devant les forces de gravité, on parle alors de convection naturelle.

En **convection forcée**, bien que l'écoulement moyen reste symétrique par rapport à l'axe horizontal, la température ne peut pas être considérée comme un *scalaire passif* comme l'ont montré LECORDIER *et al.* [45]. En effet, dans l'air, ils ont expérimentalement montré que le chauffage du cylindre avait pour conséquence de réduire les fluctuations transverses de vitesse pour $Re < 200$ et $Ri < 0,05$ alors que le contraire se produit dans l'eau. Ils ont également montré qu'il était possible de supprimer le lâcher tourbillonnaire dans l'air en chauffant suffisamment le cylindre. Ce phénomène remarquable montre combien l'écoulement est dépendant des variations de viscosité cinématique avec la température. En effet, dans l'air, l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la viscosité cinématique alors que l'inverse se produit dans l'eau. Dans l'air, PATNAIK *et al.* [48] ont numériquement montré la *laminarisation* de l'écoulement avec la température pour des faibles nombres de Richardson. Pour $Re < 200$, le mécanisme de formation des allées de von Karman est affaibli si bien que l'on retrouve un sillage fermé avec deux tourbillons symétriques attachés au cylindre pour $Ri < 1$.

Lorsque le nombre de Richardson augmente, le terme de flottabilité : $(\rho - \rho_0)\mathbf{g}$ dans l'équation de quantité de mouvement devient non négligeable. La conséquence directe de cette force concerne la perte de symétrie du sillage observée en premier par BADR [46] de manière analytique et plus récemment par BISWAS *et al.* [50]. En effet, on observe une forte accélération du fluide en dessous du cylindre et un déficit de vitesse au dessus du cylindre, comme l'attestent les travaux expérimentaux et numériques de KIEFT *et al.* [54] pour $Ri = 1$ et $Re = 75$. Toujours d'après KIEFT *et al.* [54], cette accélération est due à la présence d'un écoulement ascendant à l'arrière et le long du cylindre, qui crée un effet de

pompage générant ainsi un entraînement de fluide plus important en dessous de ce dernier. La perte de symétrie du sillage concerne également la topologie des couches de cisaillement. Alors que la Couche de Cisaillement Inférieure (CCI) est étirée dans le sens de l'écoulement et possède une vorticité affaiblie, la Couche de Cisaillement Supérieure (CCS) est plus chaude et a une vorticité plus importante, REN [52]. En régime laminaire, la présence de ce terme source est à même de déstabiliser l'écoulement comme l'a montré numériquement BISWAS *et al.* [50]. En effet, pour $Re < 49$, les forces de gravité sont capables de déclencher le lâcher tourbillonnaire, en particulier pour $Re = 10$ et $Ri = 1, 4$. Toujours selon les mêmes auteurs, l'augmentation du nombre de Richardson conduit à une augmentation de la fréquence du lâcher tourbillonnaire, résultat retrouvé par BHATTACHARYYA *et al.* [51] pour $Re < 200$ et $Ri < 2$.

La dernière caractéristique du régime de convection mixte concerne le développement de structures cohérentes constituées d'un dipôle de vorticité au niveau de la CCS. En effet, KIEFT *et al.* [55], [56] ont montré expérimentalement et numériquement la formation et le développement de telles structures dans le sillage d'un cylindre sous l'effet des forces de gravité pour $Re < 200$ et $Ri < 2$.

Pour des nombres de Richardson plus importants, la gravité est prédominante si bien que le sillage tend vers un *panache thermique* pur comme l'a montré numériquement BHATTACHARYYA *et al.* [51] pour $Ri = 40$.

En **convection naturelle** pure, il existe à ce jour très peu d'études pour cette géométrie, citons cependant les remarquables résultats expérimentaux de KITAMURA *et al.* [53] qui placent la transition 3D pour $Ra = 2.1 \cdot 10^9$ où Ra est le nombre de Rayleigh défini par : $Ra = Gr.Pr$.

A notre connaissance, il n'existe pas d'étude relative à un écoulement d'air transverse à un cylindre circulaire horizontal en régime de convection mixte pour des nombres de Reynolds supérieurs à 200. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi une configuration de base caractérisée par :

- un régime de sillage turbulent, c'est à dire pour $Re > 200$,
- un régime thermique marqué par des effets de flottabilité assez importants, c'est à dire pour $Ri > 1$.

En définitive, notre étude portera sur **un cas anisotherme** à $Re = 1090$ et $Ri = 2.77$. Les résultats obtenus permettront d'apporter une certaine contribution sur les mécanismes instationnaires et turbulents en régime de convection mixte.

D'autre part, **un cas isotherme de référence** à $Re = 1090$ et $Ri = 0$, permettra de tester la validité de nos travaux par rapport aux travaux de la littérature, mais aussi surtout de mieux comprendre les effets de flottabilité sur la structure de l'écoulement, en comparant directement les deux types d'écoulements, de manière qualitative et quantitative.

2.3. CONCLUSION DU CHAPITRE

Notre étude sera menée de manière parallèle par approche expérimentale, et par voie numérique. Pour mieux identifier les moyens mis en oeuvre, nous allons présenter dans les deux prochains chapitres, le banc expérimental et les techniques de mesure requises (chapitre 3) puis décrire en détail le modèle et les méthodes numériques utilisées (chapitre 4).

Chapitre 3

Dispositif expérimental et techniques de mesures

Sommaire

| | | |
|------------|--------------------------------------------------------|------------|
| 3.1 | Dispositif expérimental | 50 |
| 3.1.1 | La soufflerie | 50 |
| 3.1.2 | Le cylindre chauffé | 57 |
| 3.2 | Techniques de mesures | 79 |
| 3.2.1 | Vélocimétrie laser par imagerie de particules 2D (PIV) | 79 |
| 3.2.2 | Thermométrie par thermocouples | 95 |
| 3.3 | Caractérisation du dispositif expérimental | 105 |
| 3.3.1 | Caractérisation dynamique de l'écoulement | 105 |
| 3.3.2 | Caractérisation thermique de l'écoulement | 107 |
| 3.3.3 | Caractérisation thermique du cylindre | 107 |
| 3.4 | Conclusion du chapitre | 109 |

Ce chapitre est consacré à la description du banc d'essai et à l'instrumentation utilisée lors des mesures pour caractériser l'écoulement en aval d'un cylindre en régime de convection mixte. Le montage expérimental est composé d'un cylindre chauffé, placé horizontalement dans la veine de la soufflerie et perpendiculairement à l'axe de celle-ci, à mi-hauteur.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 La soufflerie

La soufflerie a été conçue en collaboration entre les branches Fluide et Thermique de l'Institut Pprime. La branche Fluide souhaitait s'équiper d'une nouvelle soufflerie de visualisation alors que la branche Thermique recherchait un moyen d'essai pour mener des études sur la convection mixte. Elle se situe au dessus de la soufflerie "béton" de l'ENSMA. Une vue d'ensemble est donnée sur la figure 3.1. Une partie importante du temps de la thèse a été consacrée à la conception, au montage et à la mise en œuvre de cette installation.

La soufflerie comprend les éléments suivants :

- une chambre de tranquillisation
- un convergent
- une veine d'essais
- un divergent
- un ventilateur
- une conduite d'évacuation
- une zone de filtration

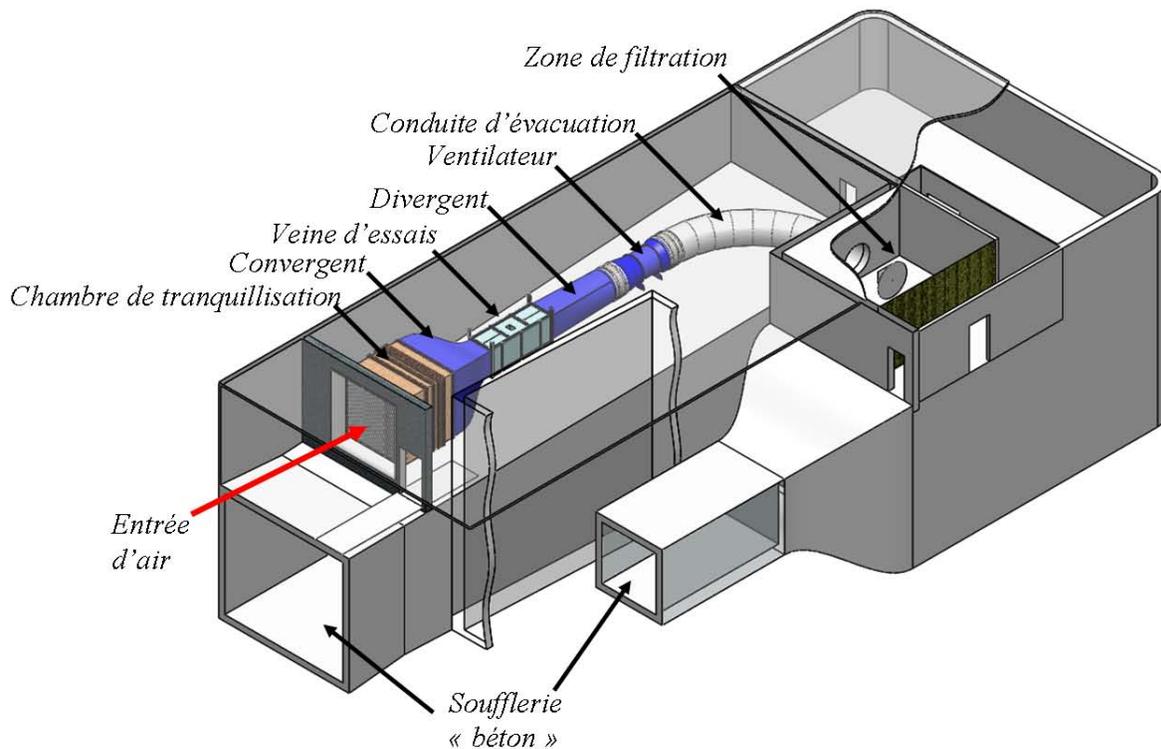


FIGURE 3.1 – Vue d'ensemble de la soufflerie subsonique COMIFO

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

La chambre de tranquillisation, schématisée sur la figure 3.2, a pour but d'assurer une uniformité dans le temps et dans l'espace de l'écoulement en entrée de veine. Elle est successivement constituée :

- d'un pavillon d'admission ($3 \times 3 \text{ m}^2$) qui permet d'éviter les discontinuités pour le flux d'air d'entrée et donc la formation de tourbillons parasites,
- d'un nid d'abeille dont le rôle est de canaliser l'écoulement en réduisant les variations de vitesse transverse, LOEHRKE *et al.* [57]. Les cellules du nid d'abeille sont en polycarbonate. Elles sont de forme cylindrique, de section circulaire, avec un diamètre de 10 mm et une longueur de 100 mm , ce qui donne un rapport de diamètre sur longueur conforme aux recommandations de la littérature, MEHTA *et al.* [58].
- d'une série de 4 grillages de section totale $2,70 \times 2,70 \text{ m}^2$. Chaque grillage est lui même issu d'un assemblage de toiles soudées entre elles.

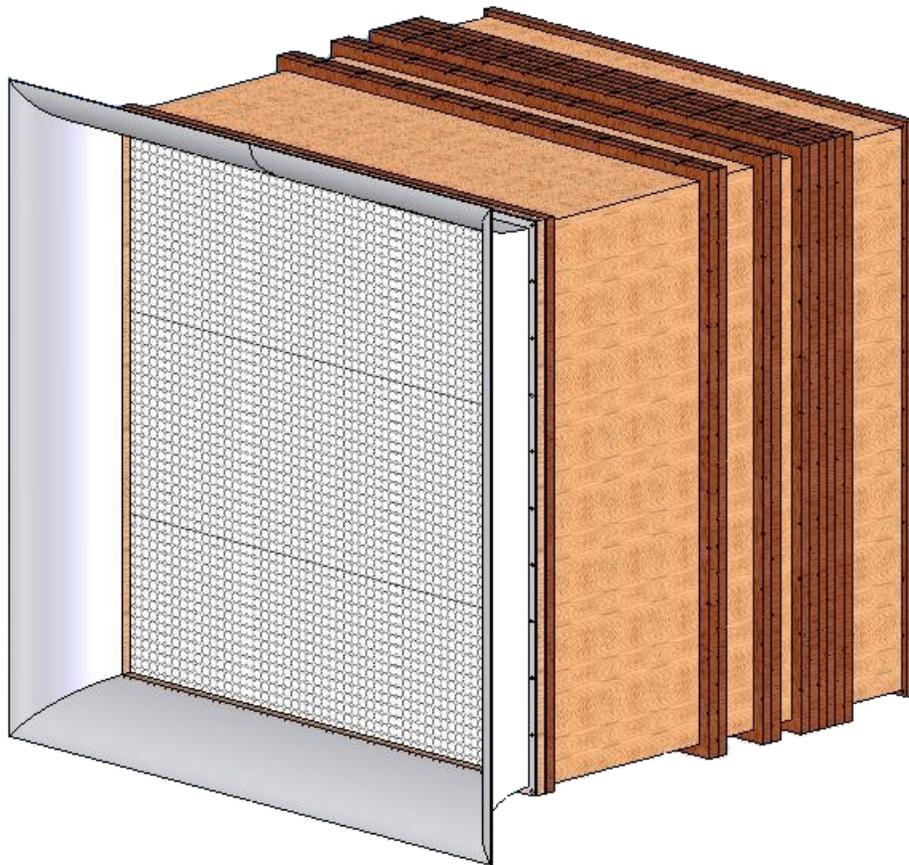


FIGURE 3.2 – Chambre de tranquillisation de la soufflerie

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le rôle des grillages est de casser les structures préexistantes en entrée et celles générées par le nid d'abeille. Chaque grillage génère lui aussi ses propres tourbillons dont la taille dépend directement de la taille des fils, raison pour laquelle on dispose en général plusieurs grillages en série avec des fils de plus en plus fins pour que les vortex générés diminuent de taille jusqu'à disparaître sous l'action de la dissipation visqueuse, GROTH [59]. Les caractéristiques de chaque grillage sont résumées dans le tableau 3.1. Le taux de passage défini par : $\beta = (1 - \frac{d}{M})^2$, reste supérieur à 0,57 comme le recommande MEHTA et al. [58]. La définition du diamètre de fil et du diamètre de maille sont données sur la figure 3.3.

| Grillage n° | 1 | 2 | 3 | 4 |
|-------------------|------------------|--------------|--------------|--------------|
| d(mm) | 1,600 | 0,800 | 0,355 | 0,211 |
| M(mm) | 6,80 | 4,00 | 2,17 | 1,25 |
| β | 0,58 | 0,64 | 0,70 | 0,69 |
| Nombre de parties | 2 | 3 | 3 | 3 |
| Type de soudure | Plasma | Recouvrement | Recouvrement | Recouvrement |
| Matériau | Acier inoxydable | | | |

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques des grillages de la soufflerie

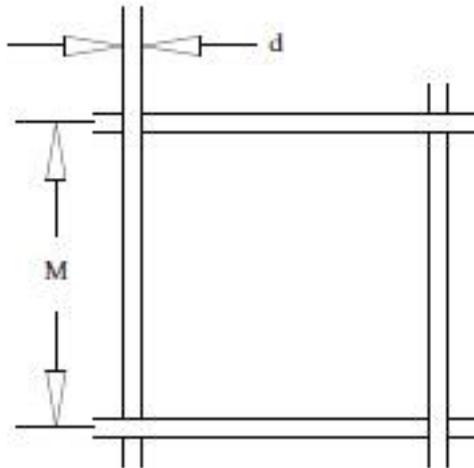


FIGURE 3.3 – Définitions du diamètre de fil (d) et du diamètre de maille (M)

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Le convergent, représenté sur la figure 3.4, permet de passer d'une section de $2,70 \times 2,70 \text{ m}^2$ à une section de $1 \times 1 \text{ m}^2$ soit un rapport de contraction de 7,29. Ce rapport est le plus grand possible compte tenu de la taille de la veine et du volume disponible dans le local. De plus, la littérature recommande d'avoir un taux de contraction compris entre 6 et 9, MEHTA et al. [58].



FIGURE 3.4 – Convergent de la soufflerie

Le convergent sert à augmenter la vitesse moyenne de l'écoulement mais aussi de diminuer les variations de vitesse moyenne et fluctuante. Notons à ce sujet qu'il diminue mieux les fluctuations longitudinales que transversales, BATCHELOR [60], conformément aux relations :

$$\frac{\Delta U_1}{U_1} = \frac{\Delta U_0}{CR^2 U_0} \quad (3.1)$$

$$\frac{\Delta V_1}{U_1} = \frac{\Delta V_0}{\sqrt{CR} U_0} \quad (3.2)$$

$$\frac{\Delta U_{rms1}}{U_1} = \frac{1}{CR^2} \sqrt{\frac{3}{4} (\ln(4CR^3) - 1)} \frac{U_{rms0}}{U_0} \quad (3.3)$$

$$\frac{\Delta V_{rms1}}{U_1} = \sqrt{\frac{4}{3CR}} \frac{V_{rms0}}{U_0} \quad (3.4)$$

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Où CR est le taux de contraction du convergent, ΔU et ΔV sont respectivement les variations de vitesse moyenne longitudinale et verticale; et ΔU_{rms} , ΔV_{rms} les variations de vitesse fluctuante longitudinale et verticale. Les indices 0 et 1 désignent respectivement les positions en entrée et sortie du convergent. Ainsi avec un taux de contraction de 7.29, la réduction de composante longitudinale moyenne est de 53 fois la variation initiale contre 3 fois pour les composantes transverses. Pour la réduction des composantes fluctuantes, on obtient une réduction d'un facteur 41 pour la variation longitudinale contre un facteur 2 pour les composantes transverses.

Le convergent a une longueur de 2,70 m. Cette valeur a été choisie à partir des travaux SU [61], qui recommande d'avoir un rapport Longueur du convergent/Diamètre d'entrée du convergent proche de l'unité.

Le profil du convergent est un polynôme de degré 6 utilisant la méthode des dérivées premières et secondes nulles décrite par MOREL [62]. Avec un point d'inflexion situé au milieu de la longueur du convergent, soit en $x^* = 1.35$ m. En effet, ce positionnement du point d'inflexion a donné de bons résultats sur le plan aéralique comme l'ont montré HJÄRNE et al. [63].

De plus, des calculs RANS réalisés sur 1/4 du convergent avec le code commercial *Fluent*® ont permis de valider cette géométrie (figure 3.5). Le maillage a été réalisé avec le logiciel *Gambit*®.

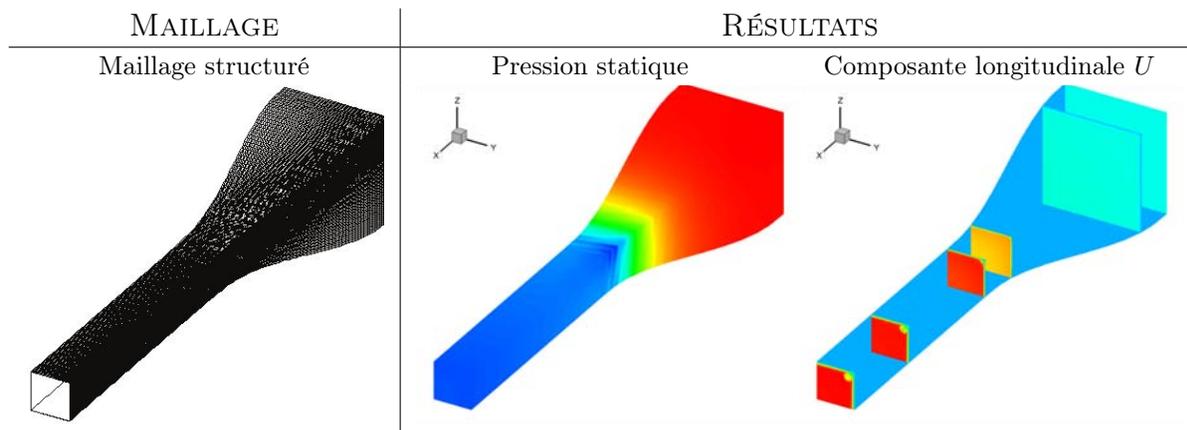


FIGURE 3.5 – Maillage et simulation RANS pour le dimensionnement du convergent

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Les principales caractéristiques du calcul sont résumées dans le tableau 3.2.

| | |
|-------------------------------------------------------|------------------------------------------------|
| Schémas de discrétisation numérique | Formulation implicite du 2 nd ordre |
| Modèle de turbulence | Shear Stress Transport |
| Nombre de mailles | 1 336 331 |
| y_{max}^+ | 2.29 |
| y_{moyen}^+ | 1.05 |
| résidu | 10^{-5} |
| $\dot{m}_{entree} - \dot{m}_{sortie}$ | $-9.710^{-17} kg/s$ |
| $It(\%)_{x^*=0m}$ | 0,50 |
| $It(\%)_{x^*=2,70m}$ | 0,08 |
| $\delta_{(x^*=2,70m)}$ | 26 mm |
| $\frac{U_{max} - U_{deb}}{U_{deb}} \Big _{x^*=2,70m}$ | 6.7% |

TABLEAU 3.2 – Principaux résultats de la simulation RANS réalisée sous *Fluent*®

Devant les bons résultats de ces simulations cette géométrie a été retenue. La veine a une section carrée de $1 \times 1 m^2$ et une longueur de $3 m$. Il s'agit d'une structure principale en acier sur laquelle sont fixées des parois démontables et solidifiées par un système d'équerres. Le montage permet de déplacer les montants verticaux en acier pour faciliter l'exploration de l'écoulement. Afin de limiter les risques de déformation ainsi que le poids des parois, leur taille a été limitée à une section de $1 \times 1 m^2$ et une épaisseur de $20 mm$. Les parois verticales côté "opérateur" et le plafond sont en polycarbonate transparent alors que les autres parois en sont en bois (contreplaqué multiplis).

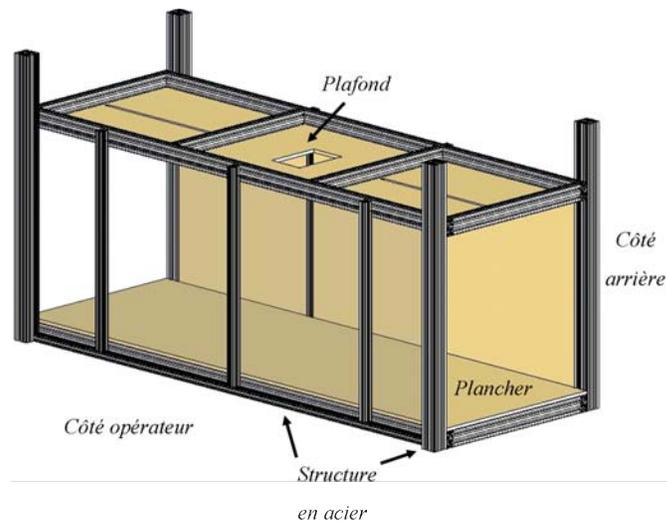


FIGURE 3.6 – Structure de la veine de la soufflerie

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le divergent, figure 3.7, permet de raccorder la veine au ventilateur (passage d'une section carrée à une section circulaire). Il est caractérisé par un demi angle au sommet de $2,39^\circ$ ce qui limite très fortement le risque de décollement des couches limites étant donné l'angle limite de $3,5^\circ$ donné dans la littérature, NILAKANTAN [64]. Le raccordement du divergent au ventilateur se fait par des raccords souples en plastique de part et d'autre du ventilateur pour limiter les vibrations dans la structure de la veine d'essais. La soufflerie dispose de deux ventilateurs axiaux interchangeables à l'aide d'un système de glissières. Le premier ventilateur couvre la gamme de vitesse : $0,1\text{ m/s}$ à 8 m/s et permettra d'obtenir le régime de convection mixte sur notre cylindre alors que le second qui couvre la gamme de vitesse : 7 m/s à 18 m/s , est plus adapté à des régimes de convection forcée. Les ventilateurs sont posés sur des silent block afin de réduire les vibrations dans la veine.

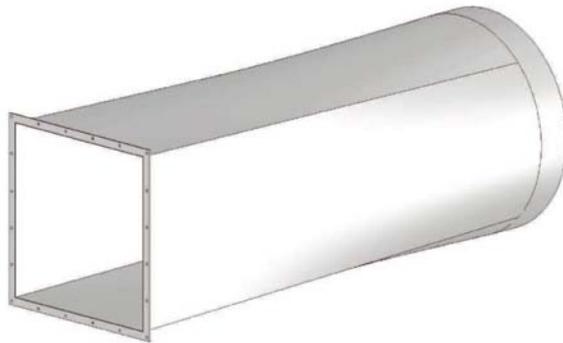


FIGURE 3.7 – Divergent de la soufflerie

La conduite d'évacuation, figure 3.8, coudée, est constituée d'une succession de tronçons métalliques circulaires de rayon 1 m. Cette conduite débouche dans une pièce dont la paroi arrière, poreuse, permet l'évacuation de l'air. Cette paroi est composée en partie d'un mur de filtration qui comporte 16 filtres. Enfin signalons qu'une plateforme de travail a été installée autour de la soufflerie afin de faciliter le positionnement des différents instruments de contrôle et de mesure.



FIGURE 3.8 – Conduite de sortie de la soufflerie

3.1.2 Le cylindre chauffé

Choix des paramètres géométriques et thermiques

Afin de nous placer dans un régime de convection mixte, nous avons dû choisir arbitrairement les grandeurs caractéristiques de l'écoulement de manière à satisfaire le critère basé sur la valeur du nombre de Richardson défini, dans notre cas, par l'expression $Ri = \frac{g\beta\Delta TD}{U_\infty^2}$, où ΔT est l'écart entre la température à la surface du cylindre (T_p) et la température de l'air ambiant (T_∞), D est le diamètre du cylindre et U_∞ la vitesse de l'écoulement en entrée de veine. Il est d'usage de prendre en convection mixte un nombre de Richardson de l'ordre de 1. Dans ces conditions, les paramètres variables sont donc : l'écart de température, la vitesse de l'écoulement principal et la taille du cylindre.

Dans notre cas, on cherche à minimiser le taux de blocage du cylindre dans la veine. Les recommandations préconisées par WEST *et al.* [65] indiquent que ce taux doit être inférieur à 0.06 pour ne pas engendrer de modification du détachement tourbillonnaire dans le sillage du cylindre. Nous avons fixé le diamètre du cylindre à 5cm, ce qui donne donc un taux de blocage de 5%.

Le jeu de paramètre se réduit alors aux deux variables : vitesse et écart de température. Le tableau 3.3 présente les valeurs du nombre de Richardson induites par les valeurs du couple ($U_\infty, \Delta T$).

| $U_\infty^* (m/s)$ | ΔT | Ri |
|--------------------|------------|------|
| 0,3 | 50 | 0,86 |
| 0,3 | 100 | 1,59 |
| 0,3 | 150 | 2,22 |
| 0,3 | 200 | 2,77 |
| 0,5 | 50 | 0,31 |
| 0,5 | 100 | 0,57 |
| 0,5 | 150 | 0,80 |
| 0,5 | 200 | 1,00 |
| 1,0 | 50 | 0,08 |
| 1,0 | 100 | 0,14 |
| 1,0 | 150 | 0,20 |
| 1,0 | 200 | 0,25 |

TABLEAU 3.3 – Etude paramétrique pour la détermination du nombre de Richardson

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le tableau 3.3 montre qu'à 1m/s, il est très difficile d'atteindre un Richardson de 1, étant donné les niveaux de température que cela impliquerait : une température de surface de cylindre d'environ 820°C. A 0.5m/s, cela devient techniquement possible et on peut envisager même un nombre de Richardson supérieur à 1.

Bien que le critère $Ri \sim 1$ est globalement reconnu dans de nombreux travaux, il est difficile de déterminer avec précision si les paramètres mis en jeu permettent de s'assurer d'être en régime de convection mixte. C'est la raison pour laquelle notre objectif est de pouvoir étudier des régimes pour des nombres de Richardson plus faible ou plus élevé que 1, pouvant varier entre 0 et 3, au maximum. Compte tenu que l'on ne pourra pas trop augmenter la température de surface du cylindre pour des raisons techniques (tenue mécanique, dilatation, impact sur le traceur...), ces conditions nous imposent de nous limiter à des vitesses faibles, inférieures à 0.5m/s, d'après le tableau 3.3. La vitesse retenue est donc de 0.3m/s, ce qui induit alors un nombre de Reynolds amont de 1090.

Le choix de ces paramètres étant effectué, il doit toujours rester possible lors des travaux de modifier la vitesse et la température de surface du cylindre, afin de balayer des gammes de nombres de Richardson compris entre 0 (cas isotherme) et 3 (cas fortement chauffé). Pour cela, il a fallu imaginer un système permettant de faire varier soit la vitesse de l'écoulement amont, soit la température du cylindre. Dans le premier cas, le ventilateur de la soufflerie est muni d'un variateur de fréquence installé sur l'alimentation électrique, dont la fréquence peut varier entre 0 et 60 Hz. Selon la fréquence délivrée, la vitesse peut varier entre 0 et 8m/s (voir §2.1.1). Dans le second cas, il revient au système de chauffage du cylindre de permettre des points de fonctionnement en régime stationnaire à différente température comprise entre 20°C (température ambiante : cas isotherme) et une température maximale acceptable. Nous nous sommes limités à 300°C de différence de température avec la température ambiante, pour les raisons évoquées précédemment mais aussi en raison des échanges thermiques avec les parois de la veine et notamment les parois transparentes nécessaires pour permettre d'effectuer des visualisations et des mesures par techniques optiques.

Comme indiqué figure 3.9, le cylindre est disposé dans la première partie de la veine d'essai, à une distance de 1m de l'entrée de la veine. D'une part, les couches limites sur les 4 parois (supérieure - plafond, latérales et inférieure - plancher) sont encore fines à cette position par rapport à la hauteur de veine, d'après les simulations effectuées pour le dimensionnement du convergent et de la veine (§ 2.1.1). D'autre part, l'objectif étant d'étudier le développement du sillage thermique en aval du cylindre, il est préférable de disposer d'une large plage d'exploration possible.

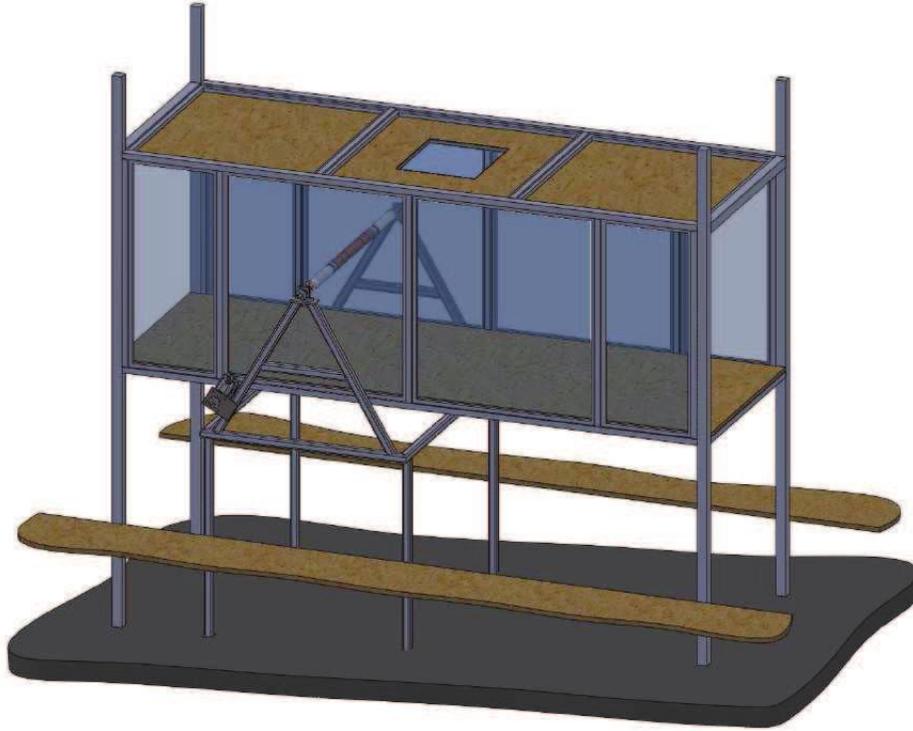


FIGURE 3.9 – Position du cylindre dans la veine de la soufflerie

Le cylindre repose sur une structure-support composée de profilés en aluminium, disposée sous la veine comme l'indique la figure 3.9. Enfin la connexion du cylindre à cette structure support est assurée au moyen de roulement à billes : l'axe du cylindre est inséré dans deux roulements à billes placé sur cette structure-support. L'objectif est de pouvoir assurer une rotation possible du cylindre autour de son axe principal. Enfin, notons que l'ensemble du cylindre est solidaire de la structure-support, mais elle est munie d'un système de positionnement qui permet de situer avec précision le cylindre dans l'espace. Enfin, on placera l'origine du repère $(O; x, y, z)$ au centre du cylindre avec l'axe x dirigé dans le sens de l'écoulement et l'axe y dirigé dans le sens vertical ascendant.

Conception et dimensionnement du système de chauffage

Bien que la longueur totale du cylindre soit de 1m, c'est-à-dire la largeur de la veine, il a fallu limiter la zone chauffée du cylindre. En effet, il est impératif de limiter le rayonnement du cylindre vers les parois de la veine, notamment les parois latérales et la paroi supérieure en polycarbonate qui ne peuvent pas admettre des températures de surface supérieures à $60^{\circ}C$. Dans notre cas, la restriction de la zone chauffée sur une longueur de 0.5m présente l'avantage de diminuer les transferts par rayonnement et par conduction. Notons enfin, que

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

la minimisation des pertes vers les parois de la veine doit leur permettre de ne pas subir d'endommagement ni de déformation sous l'effet du chauffage.

Le dimensionnement du système de chauffage a été réalisé dans le but d'avoir une condition aux limites à la surface du cylindre de type **température constante** sur la partie chauffée. Il est d'usage, pour obtenir ce genre de condition limite, de faire circuler un fluide à température constante dans le milieu que l'on souhaite chauffer. Pour différentes raisons techniques (utilisation d'un liquide, étanchéité du système...) et la possibilité de rotation du cylindre qui constitue la troisième variable de notre système, il a été choisi de ne pas utiliser ce procédé. Dès lors que ce choix a été fait, nous nous sommes orientés vers un système de chauffage par effet joule au moyen d'une cartouche électrique.

Par défaut, les conditions aux limites à la surface d'une cartouche chauffante correspondent à l'émission d'une densité de flux constante. Pour atteindre une température constante sur la surface externe du cylindre, la cartouche est noyée dans un matériau conducteur creux (le cylindre) de façon à passer d'une condition de densité de flux constant à la surface de la cartouche à une condition de température constante à la surface du cylindre, dont le principe est rappelé par la figure 3.10.

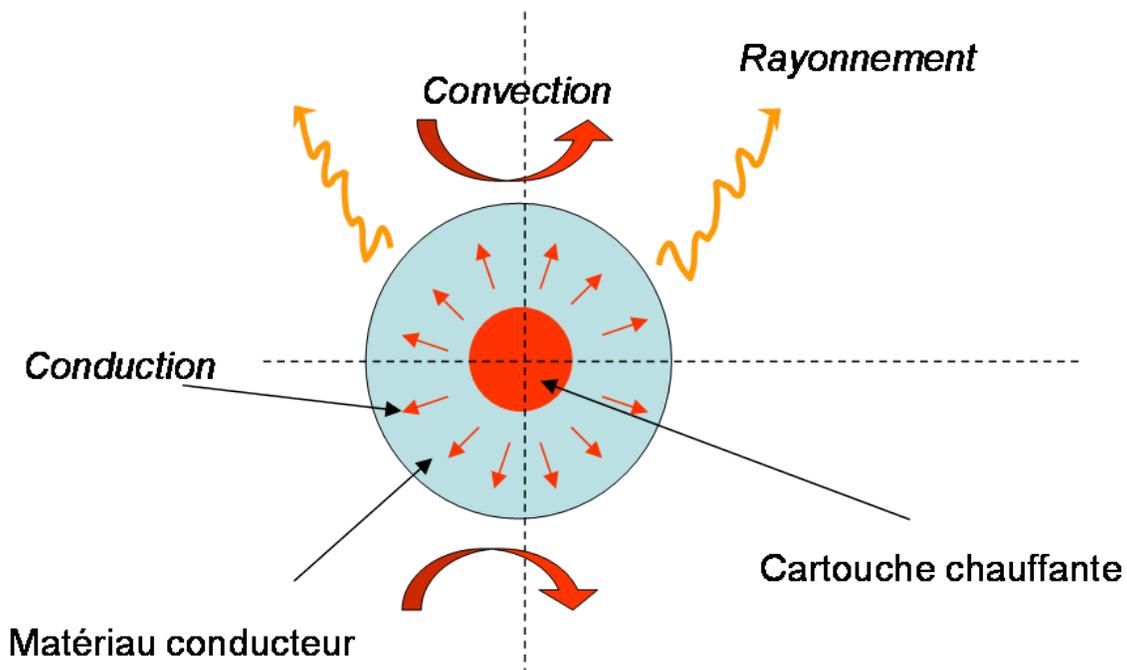


FIGURE 3.10 – Schématisation du problème de conditions limites au sein du cylindre

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

L'objectif recherché est de chauffer le cylindre par le transfert par effet joule issu de la cartouche afin que l'ensemble du matériau soit à température presque identique en tout point du cylindre ou tout du moins en minimisant le gradient transverse de température au sein du cylindre. On cherche donc un matériau de forte conductivité thermique λ , mais aussi de grande inertie thermique. Pour cela, on recherche un matériau qui aura un temps caractéristique τ le plus important possible : c'est-à-dire que si l'établissement thermique du cylindre est important sur le plan temporel, on peut admettre que toute variation des conditions limites dans un temps relativement court correspondant aux mécanismes de convection mixte à étudier n'affectera pas la température de surface du cylindre.

On rappelle que pour des nombres de Biot très inférieurs à 0.1, le temps caractéristique du matériau (cylindre) peut être défini par : $\tau = \frac{\rho V c_p}{h S}$ où ρ et c_p sont respectivement la masse volumique et la capacité thermique du matériau, V et S sont le volume et la surface d'échange externe du matériau et enfin h est le coefficient d'échange par convection avec le milieu ambiant, ici l'air de la veine d'essai. Le volume et la surface du cylindre sont des paramètres fixés. Comme nous sommes en régime de convection mixte, les coefficients d'échange convectifs à la surface externe du cylindre seront modestes. En première approximation, on peut estimer un bon ordre de grandeur du coefficient d'échange dont le détail est donné ultérieurement. Pour la vitesse d'entrée donnée, on peut estimer une valeur moyenne du coefficient d'échange global h de l'ordre de $20W/m^2K$ (cf. paragraphe suivant). Donc pour se faire, les matériaux les plus adaptés à notre problématique, présentant à la fois une forte effusivité thermique et une forte conductivité thermique, sont le cuivre et l'argent. On comprend aisément que notre choix se soit porté sur le cuivre dont la conductivité thermique est égale à $390W/m^2K$ à $20^\circ C$.

En ce qui concerne les dimensions du cylindre, nous devons respecter un diamètre extérieur de 5cm, tandis que le diamètre interne du cylindre correspondant à celui de la cartouche chauffante est libre. Cependant nous avons deux contraintes : la première est une conséquence des explications précédentes, c'est-à-dire qu'on cherche à avoir un rapport V/S le plus grand possible ce qui impose un diamètre interne faible ; la seconde est imposée par les dimensions existantes des cartouches chauffantes. La cartouche utilisée est de marque *Vulcanic*® dont la puissance adéquate pour assurer le chauffage du cylindre entre 20 et $320^\circ C$ est de 500W. La cartouche est introduite dans un manchon en cuivre de diamètre extérieur 2,5cm (figure 3.11).

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL



FIGURE 3.11 – Cartouche chauffante *Vulcanic*®), thermocouple de contrôle et alimentation électrique associée

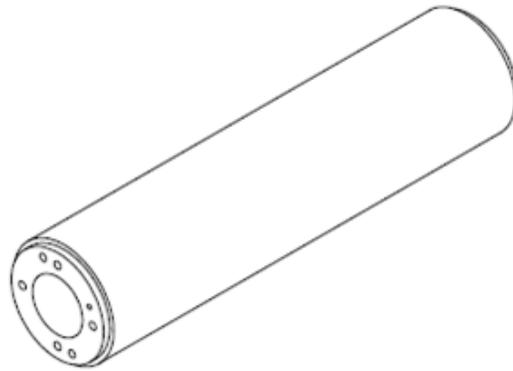
Le système chauffant est relié à une alimentation électrique stabilisée de type *Chroma*®, dont la puissance est modulable en intensité ou en tension : elle est capable de fournir une puissance électrique maximale de 1200 W. Enfin, la cartouche est munie d'un thermocouple de type K de 1 mm de diamètre permettant de contrôler en temps réel la température de la cartouche : cette information est reliée à un système de sécurité de type « tout ou rien » qui peut à tout instant interrompre l'alimentation électrique de la cartouche en cas de nécessité.

Conception complète du cylindre

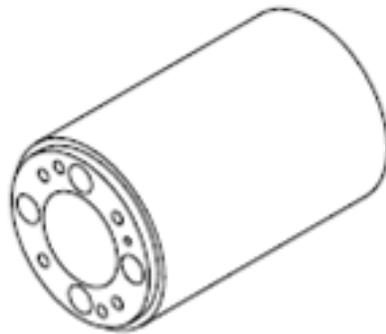
Le cylindre est donc, dans son principe de base, composé de trois parties :

- une partie centrale : tube creux de 50cm de long, de 2,5cm de diamètre intérieur et de 5 cm de diamètre extérieur,
- deux parties latérales : elles sont identiques et sont longues de 25cm chacune.

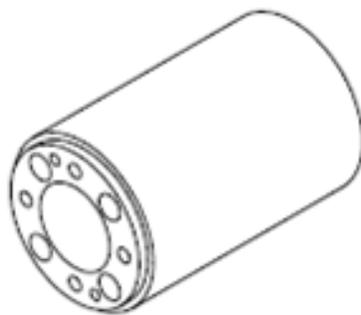
Voyons avec plus de détails la description de chacune de ces trois parties. En ce qui concerne la partie centrale en cuivre, les techniques d'usinage actuelles ne permettent pas de réaliser un bloc unique permettant le passage de thermocouple sur toute la longueur du bloc de cuivre . Aussi, il a été décidé de diviser la partie centrale en 5 blocs creux adjacents de longueur respective 200mm pour le bloc central et 75mm pour les 4 autres blocs. On repèrera les blocs par un numéro : 1, pour le bloc central; 2 et 3, pour les deux blocs adjacents au bloc central ; enfin, 4 et 5, pour les deux blocs qui constituent la zone externe du cylindre chauffant. La figure 3.12 présente en détail les 5 blocs en cuivre ainsi réalisés et les numéros associés.



Bloc n°1



Blocs n°2 et 3



Blocs n°4 et 5

FIGURE 3.12 – Différentes parties en cuivre qui constituent la partie centrale du cylindre chauffant

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Chaque bloc est connecté à son voisin par un système d'usinage spécifique. Les jonctions ainsi réalisées permettent d'obtenir un bloc de cuivre avec une précision de 1/10e de mm sur la longueur totale. Pour cela, les blocs sont imbriqués les uns dans les autres. En effet, le bloc 1 est muni à ces deux extrémités de 4 trous taraudés. Les blocs 2 et 3 sont percés sur toute leur longueur de trous de 4,5mm intérieur. Des vis en cuivre noyées dans ces trous permettent alors de connecter les blocs 2 et 3 au bloc 1, de part et d'autre de ce bloc. De la même façon, les blocs 4 et 5 sont percés sur toute leur longueur de trous de 4,5mm intérieur décalés de 45° par rapport à l'axe des trous taraudés précédents. La rigidité de l'ensemble sera assurée au moyen de vis noyées dans ces trous pour permettre de connecter les blocs 4 et 5 à l'ensemble constitué des blocs 2-1-3, mais en même temps aux parties externes du cylindre, c'est-à-dire aux parties comprises entre 0 et 250mm puis 750mm et 1000mm, présentées après dans ce mémoire. Afin de bien centrer les 5 blocs ensemble sur un même axe, un système de picot de diamètre 2mm a été imaginé entre deux blocs contigus.

Les deux parties du bloc central en cuivre doivent permettre d'une part, d'assurer une diminution significative du gradient de température en surface à la jonction des deux blocs-cuivre/bloc externe, et d'autre part de limiter les déperditions par conduction. Pour cela, nous avons recherché des matériaux plutôt isolants thermiquement, mais devant assurer une tenue mécanique satisfaisante. Dès lors, tous matériaux isolants de type laine de roche, laine de verre, polyuréthane étaient à proscrire. Notre choix s'est donc porté plutôt sur des céramiques dont la rigidité est avérée et le caractère isolant est assez bien reconnu. Finalement, notre choix s'est porté sur le *Micat*® qui possède une faible conductivité thermique de 0,20W/mK et qui tient aux hautes températures jusqu'à 450°C. Les deux pièces ont été usinées afin de fabriquer deux éléments cylindriques creux de diamètre externe 50mm, de diamètre interne 25mm, et d'épaisseur 30mm, présentant là encore un pion de centrage, permettant le bon emboîtement avec le bloc central en cuivre (figure 3.13).

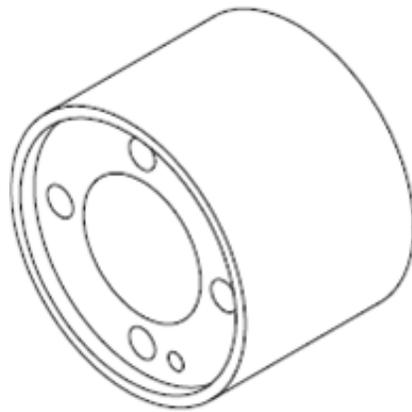


FIGURE 3.13 – Cylindre creux isolant en céramique *Micat*®

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Enfin, la rigidité du système est assurée par une dernière pièce de nature peu conductrice. Pour allier ces deux propriétés, nous avons décidé de choisir l'inox dont la conductivité thermique est faible, de l'ordre de 15 W/mK. Cette pièce est de diamètre intérieur 21mm, mais nous avons limité son diamètre externe sur la plus grande partie de longueur 413mm, afin de réduire au maximum les pertes par conduction avec le mica. Le diamètre externe est donc de 50mm au niveau de l'extrémité en contact avec le mica ; cette extrémité est percée de 4 trous qui serviront à connecter l'ensemble Inox/*Micat*®/Cuivre. Au contraire l'autre partie, la plus longue est d'un diamètre de 25mm et débouche à l'extérieur de la veine d'essai. La figure 3.14 présente cette pièce en inox.

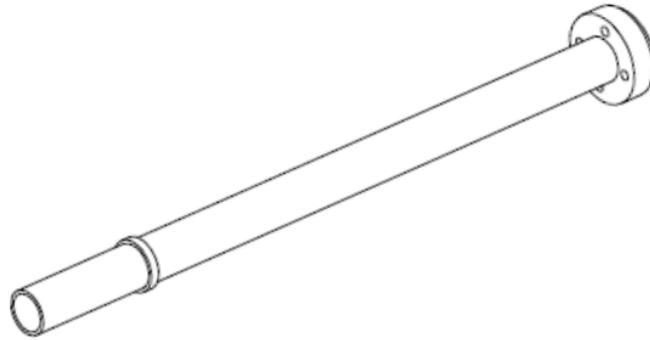


FIGURE 3.14 – Pièce en inox

La liaison mécanique entre la partie en cuivre, le bloc de *Micat*® et la partie inox est assurée par un système de vis dont le choix sera discuté dans le paragraphe suivant, afin d'identifier le matériau adéquate pour assurer la tenue mécanique, le niveau de température par contact avec le bloc cuivre, et dans le but de minimiser les ponts thermiques.

Chaque pièce en inox est recouverte d'un matériau isolant divisé en deux coquilles d'*Ertalon*® vissées entre elles. Elles ont un diamètre intérieur de 25mm et un diamètre extérieur de 50mm afin de conserver les dimensions extérieures de la zone en cuivre.

L'ensemble des pièces ainsi fabriquées est assemblé afin de réaliser le bloc « cylindre » que nous désignerons par la suite comme le cylindre et présenté schématiquement par la figure 3.15.

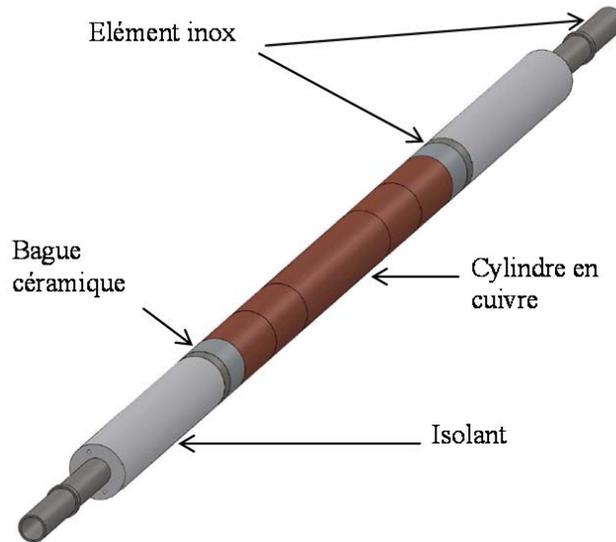


FIGURE 3.15 – Cylindre assemblé et ses différentes parties

Avant de passer à la phase réalisation d'un tel système, nous avons souhaité valider ce dispositif. Pour cela, nous avons eu recours au code *Comsol Multiphysics*® , pour modéliser le système ainsi imaginé et estimer :

- la diffusion de la chaleur par conduction au sein du bloc cuivre, pour estimer si le cuivre était un bon matériau répondant à la condition de température externe constante,
- les pertes thermiques par conduction dans le *Micat*® ,
- la nature des vis de connexion des blocs Cuivre / *Micat*® / Inox,
- et enfin la puissance de la cartouche pour assurer les conditions limites recherchées à savoir une température de surface comprise entre 20°C et 320°C.

Validation du système de chauffage et des conditions aux limites thermiques

Le code *Comsol Multiphysics*® est un code aux éléments finis. Pour des raisons de symétrie longitudinales, seule la moitié du cylindre a été définie correspondant à une demi-longueur, soit 413mm pour la partie inox, 30mm pour la partie *Micat*® et 250mm pour la partie cuivre. Le diamètre extérieur du cylindre est donc de 50mm, tandis que le diamètre intérieur est de 25 mm pour la partie cuivre, *Micat*® et partie inox en contact avec le *Micat*®, puis de 21 mm sur le reste de la zone inox. La figure 3.16 montre un exemple de la géométrie ainsi obtenue.

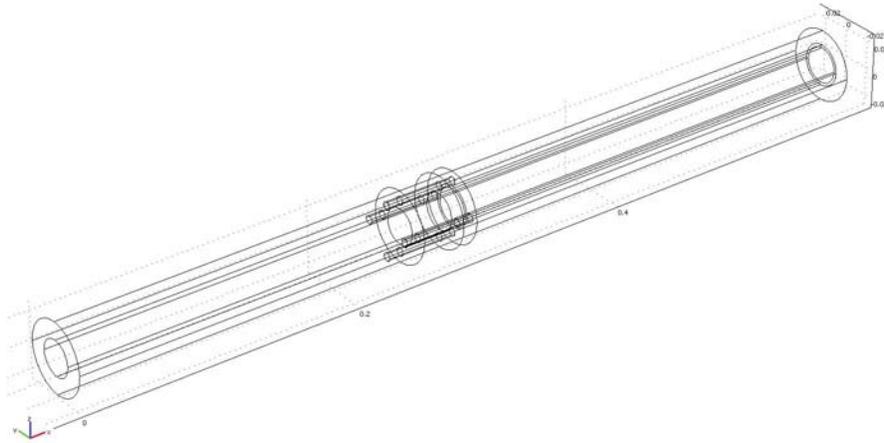


FIGURE 3.16 – Géométrie réalisée sous *Comsol Multiphysics*®

Plusieurs possibilités de maillage sont offertes dans *Comsol Multiphysics*®. Un maillage automatique simple ou raffiné, un maillage interactif. Le logiciel peut permettre la modification des paramètres du maillage et offre un grand nombre d'outils pour manipuler les mailles ultérieurement. Ici, seule la fonction « maillage automatique » est utilisée. Une illustration en est donnée figure 3.17.

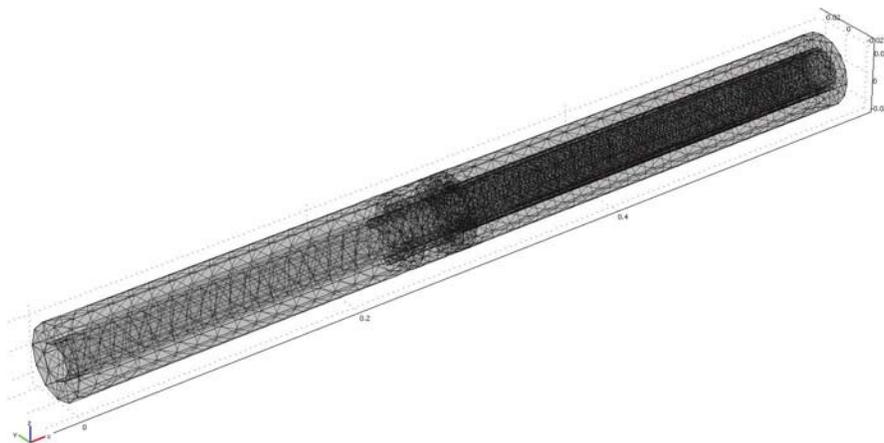


FIGURE 3.17 – Maillage réalisé sous *Comsol Multiphysics*®

La méthode des éléments finis permet la résolution de manière discrète l'équation aux dérivées partielles. La discrétisation passe par une redéfinition et une approximation de la géométrie. Cette nouvelle géométrie est obtenue à l'aide d'un maillage qui permet de diviser le volume de cette géométrie en un ensemble d'éléments finis.

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dès lors que le maillage est défini, nous avons appliqué les conditions limites suivantes pour la zone cuivre :

- Surface interne : densité de flux constante Φ_0 (en W/m^2),
- Surface externe : coefficient d'échange h (en W/m^2K).

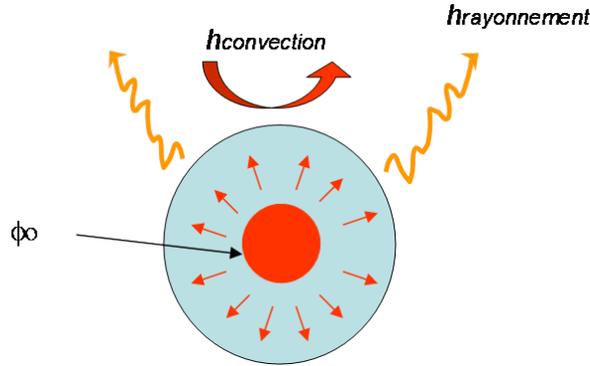


FIGURE 3.18 – Conditions aux limites de la zone chauffée (cuivre)

L'objectif est d'obtenir une température de surface constante. Dans le cas le plus étudié ici, nous nous sommes basés sur une température de surface de 220°C pour une température d'air de 20°C . Pour obtenir cette température et estimer le degré d'uniformité à la surface, il faut assurer une dissipation thermique par effet Joule dont on ne connaît pas l'amplitude et qui bien évidemment dépend de l'échange à la surface du cylindre et des pertes thermiques. En première approximation, et par souci de simplification, nous nous sommes limités à un modèle de type ingénieur pour évaluer les transferts par convection avec l'air ambiant pour lequel on retiendra une vitesse de 0.30m/s (vitesse nominale) assurant alors un nombre de Reynolds de l'écoulement d'entrée égal à 1090. En parallèle, le cylindre perd une partie de sa chaleur par échange radiatif avec les parois de la veine que nous prendrons égaux à la température de l'air d'entrée (20°C). Le bilan thermique à la surface du cylindre, en régime stationnaire, se met donc sous la forme :

$$\epsilon\sigma 4T_m^3(T_p - T_{\text{parois}}) + h_{\text{conv}}(T_p - T_\infty) = \Phi_0 \quad (3.5)$$

En supposant qu'il n'y a pas de pertes par conduction par les faces latérales du bloc en cuivre, ce qui correspondrait à pas de déperditions thermiques latérales, donc que la totalité de la puissance injectée par effet Joule dans le cylindre est restituée par convection et rayonnement et avec :

- h_c est le coefficient d'échange convectif (W/m^2K),
- ϵ est l'émissivité de la partie cuivrée,
- σ est la constante de Stefan Boltzmann (W/m^2K^4),
- T_m est la température moyenne de rayonnement, c'est-à-dire la moyenne entre la paroi supposée à T_p (220°C) et l'air ambiant à T_∞ (20°C).

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Les parois latérales sont situées à 25cm des extrémités de la partie chauffée du cylindre. Pour les parois horizontales (plafond et plancher), elles sont situées à 47,5cm du cylindre. On ne calculera pas de facteur de vue entre le cylindre et les parois, mais on fera l'hypothèse que les pertes par rayonnement sont totalement transmises aux parois dont l'émissivité sera par hypothèse aussi prise égale à 1.

L'estimation de l'émissivité de la surface du cylindre dépend bien évidemment du matériau utilisé, de son état de surface, et de son évolution au cours du temps. Le cuivre va subir des étapes de montée en température (chauffage), de maintien (expérimentations) puis de refroidissement successives au cours des phases de travaux à venir. L'expérience acquise au laboratoire montre que l'état de surface va probablement être modifié avec notamment une oxydation du cuivre au contact de l'air ambiant qui risque de contribuer à une augmentation significative de son émissivité. Pour pallier ce problème, il a été décidé de déposer un film de peinture spéciale sur l'ensemble du cylindre, lui assurant une couleur noire. Des mesures par thermographie infrarouge réalisées sur d'autres types de montage avec cette même peinture ont permis de caractériser et de quantifier l'émissivité de la surface recouverte de cette peinture. On peut estimer une valeur comprise entre 0,96 et 0,97.

Dans ces conditions, on peut espérer que lors des phases d'expérimentations, les variations de l'émissivité du cylindre seront très faibles et n'auront donc aucun impact sur la dissipation thermique par rayonnement. De fait on peut estimer un bon ordre de grandeur du coefficient radiatif.

$$h_r = 4\epsilon\sigma T_m^3 \quad (3.6)$$

$$T_m = \frac{T_p + T_{parois}}{2} \quad (3.7)$$

En définitive, on peut estimer que dans ces conditions, un bon ordre de grandeur de h_r : on prendra donc la valeur de **13,4** W/m^2K .

En ce qui concerne le coefficient d'échange par convection, on peut en première approche s'appuyer sur les travaux de la littérature dont l'objet a été de déterminer des corrélations globales de type $Nu = f(Re, Pr)$ c'est-à-dire des corrélations de type convection forcée. En terme général les corrélations identifiées pour notre problème se présentent souvent sous la forme $Nu = CRe^m Pr^n$, avec C , n et m strictement positifs. Le tableau ci-dessous présente une synthèse des corrélations potentiellement utilisables pour notre étude.

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

| Références | Corrélation | Re | Pr |
|------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|---------------|
| [37] | $Nu = 0,42Pr^{0,20} + 0,57Re^{0,50}Pr^{0,31}$ | $5 - 10^3$ | — |
| [38] | $Nu[\frac{\mu_w}{\mu_b}]^{0,25} = [0,3Re^{0,5} + 0,1Re^{0,67}]Pr^{0,4}$ | $40 - 10^5$ | $1 - 300$ |
| [39] | $Nu_f = (0,35 + 0,34Re_f^{0,5} + 0,15Re_f^{0,58})Pr_f^{0,3}$ | $0,1 - 10^5$ | — |
| [40] | $Nu[\frac{\mu_w}{\mu_b}]^{0,25} = [0,31Re^{0,5} + 0,11Re^{0,67}]Pr^{0,4}$ | $40 - 10^5$ | $1 - 300$ |
| [41] | $Nu[\frac{Pr_w}{Pr_b}]^{0,25} = 0,26Re^{0,6}Pr^{0,37}$ | $10^3 - 2.10^5$ | — |
| [42] | $Nu = (0,4Re^{0,5} + 0,06Re^{\frac{2}{3}})Pr^{0,4}[\frac{\mu_f}{\mu_w}]^{0,25}$ | $1 - 10^5$ | $0,67 - 300$ |
| [43] | $Nu = 0,3 + \frac{0,62Re^{\frac{1}{2}}Pr^{\frac{1}{3}}}{[1+(0,4/Pr)^{\frac{2}{3}}]^{\frac{1}{4}}}.[1 + (\frac{Re}{282000})]^{\frac{4}{5}}$ | $10^2 - 10^7$ | $Re.Pr > 0,2$ |

TABLEAU 3.4 – Corrélations $Nu = f(Re, Pr)$ pour un cylindre circulaire en régime de convection forcée.

Dans notre cas, les corrélations les plus judicieuses, répondant notamment aux critère du nombre de Prandtl, sont celles de CHURCHILL AND BERSTEIN [43] et WHITAKER [42]. Ces corrélations conduisent à une gamme de nombre de Nusselt comprise entre 12.92 et 16.98, ce qui conduit à une estimation du coefficient d'échange moyen sur la surface du cylindre compris entre 8.67 et 11.39 W/m^2K , donc de l'ordre de **10** W/m^2K .

En régime de convection mixte, bien que les configurations industrielles soient fréquentes notamment dans le domaine du refroidissement des composants électroniques par exemple, très peu d'études sont mentionnées. Dans l'air, HATTON [34] propose la corrélation :

$$Nu \left(\frac{T_f}{T_\infty} \right)^{-0.154} = 0.384 + 0.581Re_{eff}^{0.439} \quad (3.8)$$

$$Re_{eff} = Re_f \left(1 + \frac{1.06Ra^{0.836}}{Re_f^2} \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

En appliquant une extrapolation de cette corrélation pour $Re = 1090$, on trouve une valeur de l'ordre de $13.2 W/m^2K$.

Enfin, on peut tout aussi bien s'intéresser à la répartition angulaire du coefficient d'échange local. A notre connaissance, aucune étude ne s'est portée sur l'évolution angulaire du transfert convectif en fonction de la répartition angulaire en régime de convection mixte. Généralement on trouve des travaux en convection forcée, et ce pour des gammes de nombre Reynolds assez élevé. Malgré tout on peut essayer de déterminer un ordre de grandeur du coefficient d'échange local en extrapolant les courbes issues des travaux de SCHMIDT [44] pour un nombre de Reynolds de 1090, comme le présente la figure 3.19.

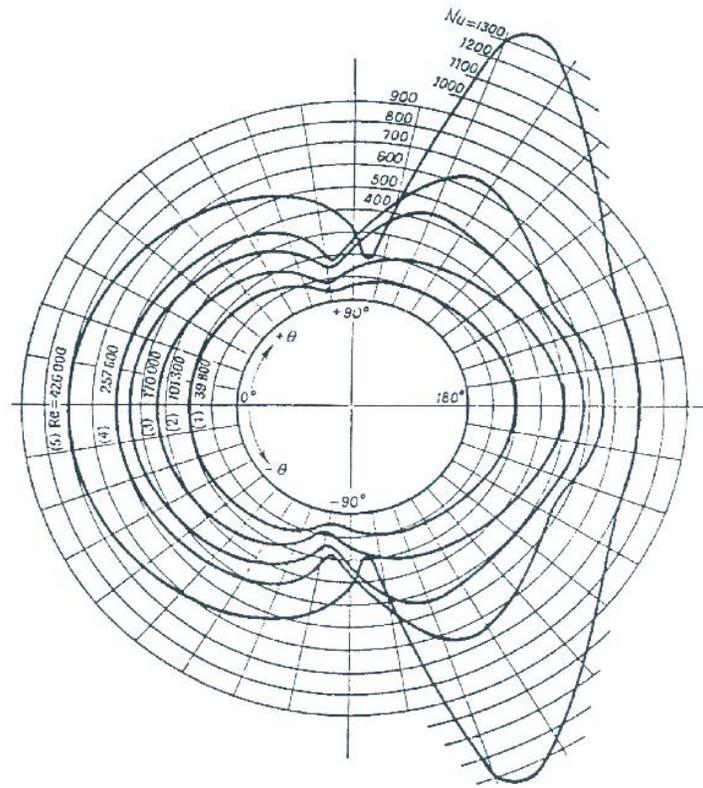


FIGURE 3.19 – Répartition angulaire du nombre de Nusselt en régime de convection forcée pour $4.10^4 < Re < 4.10^5$, Schmidt [44]

En extrapolant ces courbes pour 1090, et en décomposant la surface du cylindre en 4 secteurs angulaires égaux, nous estimons alors un coefficient d'échange moyen affecté à chaque secteur angulaire. La distribution suivante a été retenue : sur la face d'impact, h_c a été fixé à $20 W/m^2K$; sur les zones supérieure et inférieure, il vaut $5 W/m^2K$; enfin, sur la face arrière du cylindre on se donne une valeur de $15 W/m^2K$, comme l'illustre la figure 3.20.

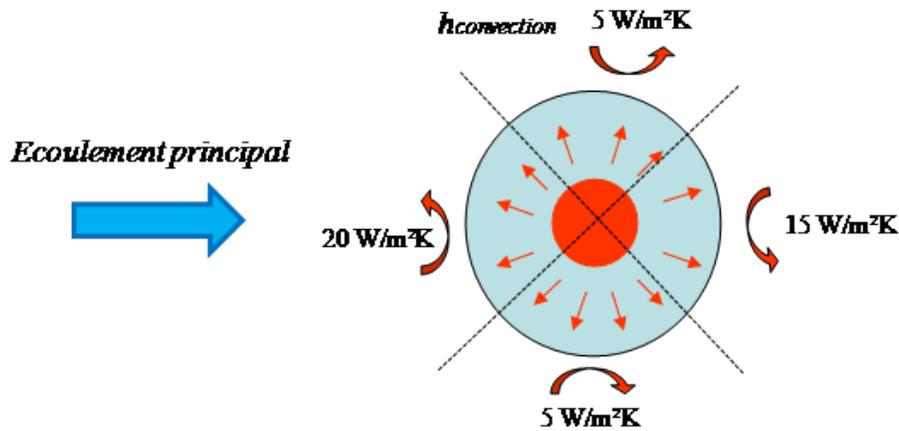


FIGURE 3.20 – Schéma de la répartition surfacique des coefficients d'échange convectif dans le modèle *Comsol Multiphysics*®

Le but, ici, est plus de quantifier la capacité du cuivre à uniformiser la température à la surface du cylindre que d'imposer une répartition réelle de coefficients d'échange. C'est la raison pour laquelle on s'impose une distribution non uniforme du coefficient d'échange afin de se placer dans des conditions les plus défavorables sur le plan convectif.

Pour terminer la description des conditions limites il reste à fixer celles au niveau des zones du cylindre creux, c'est-à-dire, pour le *Micat*®, l'inox et l'*Ertalon*®. Nous avons imposé, comme le montre la figure 3.21 :

- Surfaces interne : coefficient d'échange par convection naturelle h_{nat} (en $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$)
- Surfaces latérales de l'inox et de l'*Ertalon*® aux deux extrémités libres : coefficient d'échange par convection naturelle h_{nat} (en $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$).
- Surface externe : coefficient d'échange par convection naturelle et rayonnement h_{tot} (en $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$).

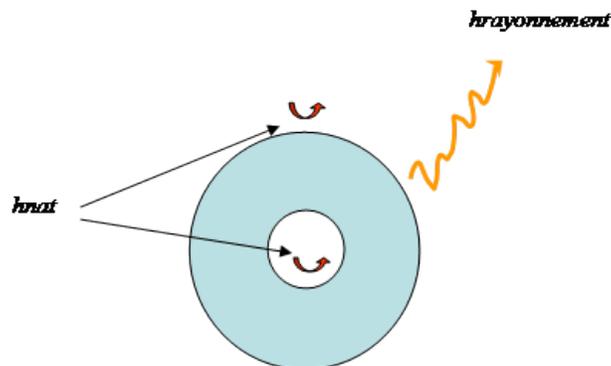


FIGURE 3.21 – Conditions aux limites de la zone non chauffée (*Micat*®-Inox-*Ertalon*®)

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

En supposant que les parois externes et internes ne sont pas à température ambiante, il peut se produire des transferts à la surface externe du cylindre dans sa partie non chauffée. C'est la raison pour laquelle nous avons imposé des coefficients d'échange de type convection naturelle, dont la valeur est fixée à $5 \text{ W/m}^2\text{K}$. Enfin à l'intérieur de la partie non chauffée du cylindre, là encore il est possible que des transferts se manifestent avec l'air ambiant : on raisonne donc de la même manière.

L'estimation de ces coefficients d'échange permet également de quantifier avec un bon ordre de grandeur la puissance à dissiper par effet Joule. En effet, à partir du bilan thermique effectué à la surface du cylindre, il est possible de calculer la densité de flux qui sera de l'ordre de 9200 W/m^2 , soit une puissance de 400 W environ. C'est par cette méthode qu'a été déterminée la puissance de la cartouche chauffante.

Voyons maintenant le résultat des simulations effectuées sous *Comsol Multiphysics*®. Pour cela, nous pouvons suivre tout d'abord les températures de surface le long du cylindre (partie chauffée et partie non chauffée) sur la figure 3.22 pour un écart de température de 200°C entre la température la plus élevée relevée sur le cylindre et la température de l'air. Dans ce cas, les vis de connexion des éléments cuivre / *Micat*® / inox sont en céramique, pour des raisons évidentes de réduction des ponts thermiques, dont la conductivité thermique est de $1,46 \text{ W/mK}$ à 100°C .

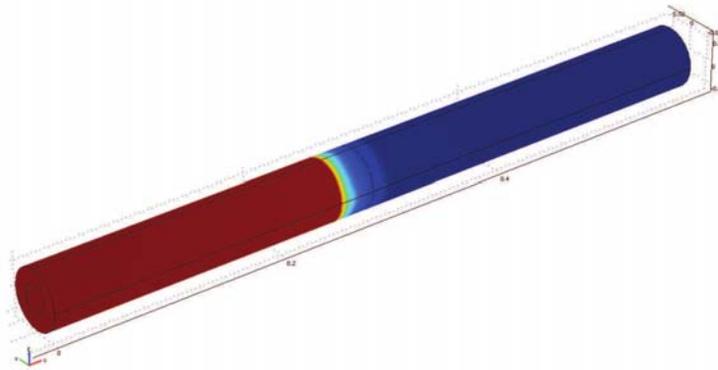


FIGURE 3.22 – Répartition globale de la température de surface

L'analyse de cette figure nous informe tout d'abord que la partie la plus chaude est bien évidemment la partie en cuivre (zone rouge). Le *Micat*® semble jouer son rôle de « barrière thermique » latérale car la température des éléments adjacents au cuivre est beaucoup plus basse.

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Pour mieux identifier la diffusion de la chaleur dans les matériaux, on suit, sur la figure 3.23, la cartographie de la température au sein de ses mêmes matériaux dans une coupe horizontale ($y^* = 0$).



FIGURE 3.23 – Répartition de la température dans le cylindre ($y^* = 0$)

L'ensemble de la partie cuivre est donc à température élevée, et la jonction avec le *Micat*® montre le rôle des vis en céramique. Les lignes isothermes sont de forme parabolique entre l'avant et l'arrière du cylindre dans le *Micat*® puis dans la zone inox. Ce résultat nous montre que les pertes latérales peuvent être considérées comme relativement faibles, compte tenu de la conductivité thermique de la céramique. Une estimation de ces pertes a été réalisée avec *Comsol Multiphysics*® et conduit à des pertes de l'ordre de 3.7% de la densité de flux thermique électrique.

Pour mieux identifier cette évolution, nous proposons de tracer un profil de température le long de l'axe longitudinal du cylindre c'est-à-dire selon z^* (figure 3.24).

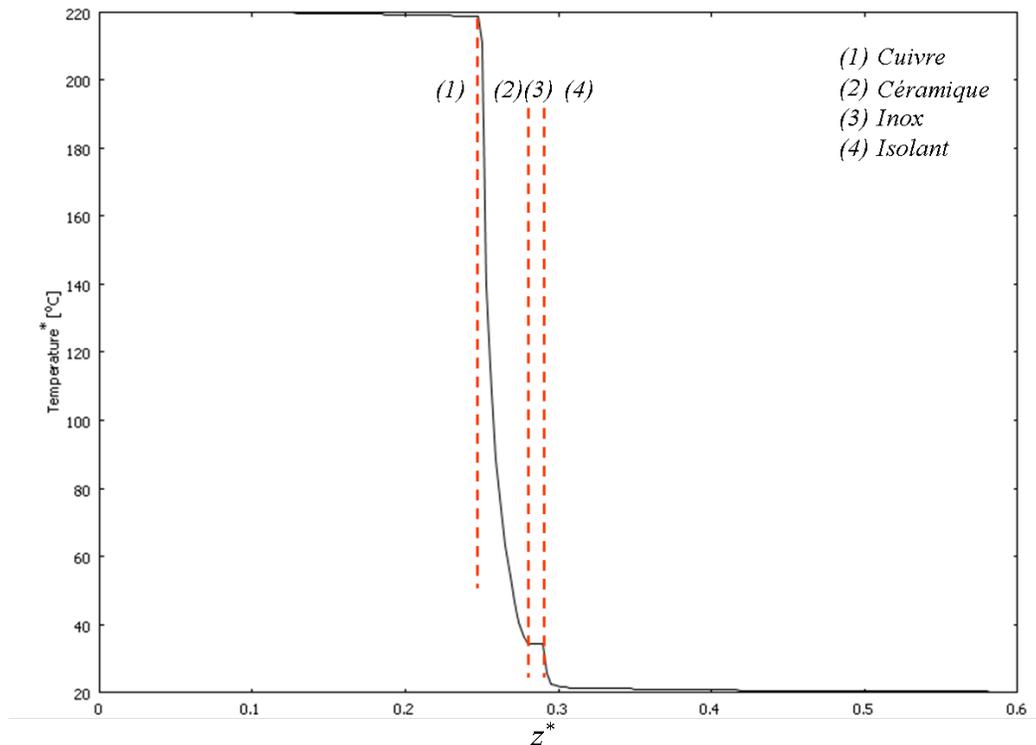


FIGURE 3.24 – Profil de température à la surface du cylindre

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Sur la partie cuivre chauffée, la température semble se maintenir autour de la valeur de la consigne, c'est-à-dire autour de 220°C . La bague en céramique *Micat*® contribue à une chute brutale d'environ 185°C . La partie apparente de la zone inox est à température quasi constante autour de 35°C . Enfin la zone inox recouverte d'isolant contribue à une seconde phase de diminution de température latérale de 15°C vers la température ambiante de 20°C . Notons que la partie extrême du cylindre, qui repose sur les deux roulements à billes ($z = 0.5$) et qui est située à l'extérieur de la veine d'essai ($0.5 < z < 0.6$) est à une température très proche de la température ambiante.

Voyons en détail sur la figure 3.25 la répartition de température à la surface du cylindre le long de ce même axe z pour $\theta=0$.

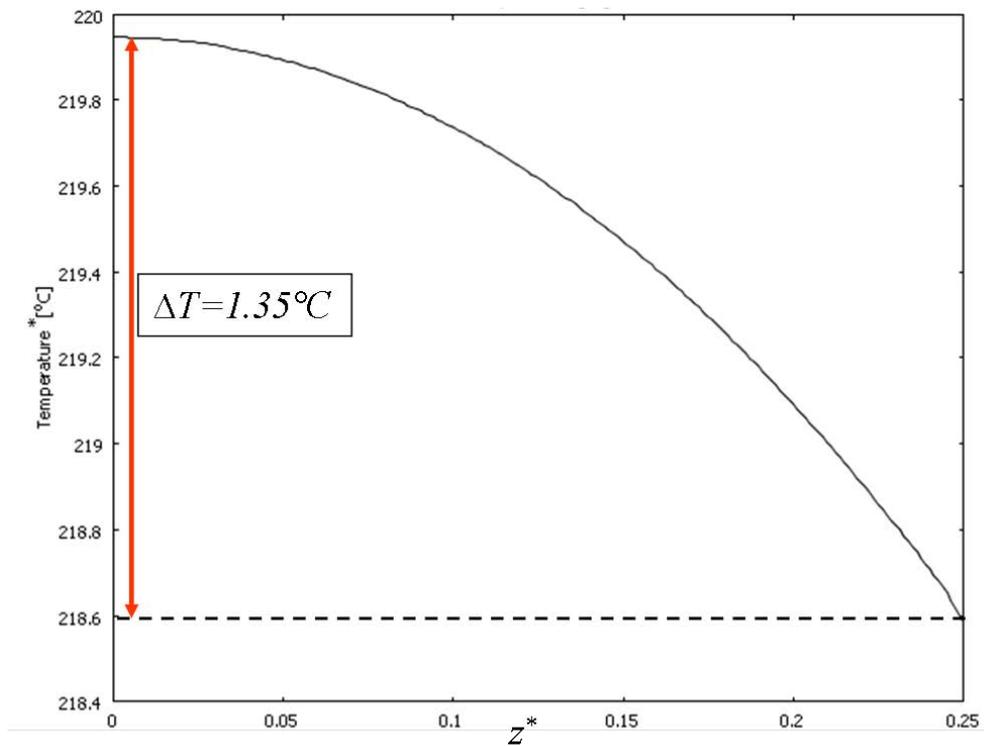


FIGURE 3.25 – Profil de température le long de la zone en cuivre

La température à la surface du cylindre en cuivre n'est pas tout à fait constante sur la $1/2$ longueur modélisée. En effet, la différence de température entre le point central ($z^* = 0$) et le point de contact avec la zone en *Micat*® ($z^* = 0.25$) est de 1.35°C . Cependant, cette différence de température reste faible.

Lors de la fabrication du système ainsi défini, il a été nécessaire de tester la tenue mécanique des vis en céramique. Il s'est avéré que malgré les précautions prises lors des phases de montage, les vis céramique sont trop fragiles pour permettre d'assurer la tenue

3.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

mécanique du cylindre. Ces vis ont dû être remplacées par des vis en acier de conductivité thermique plus importante et égale à 46 W/mK . Cette modification se traduit par une augmentation des pertes thermiques latérales à travers les vis. Pour cela, nous avons effectué une série complémentaire de simulations pour quantifier cette influence. Le résultat de ces simulations est présenté par les figures 3.26 et 3.27.

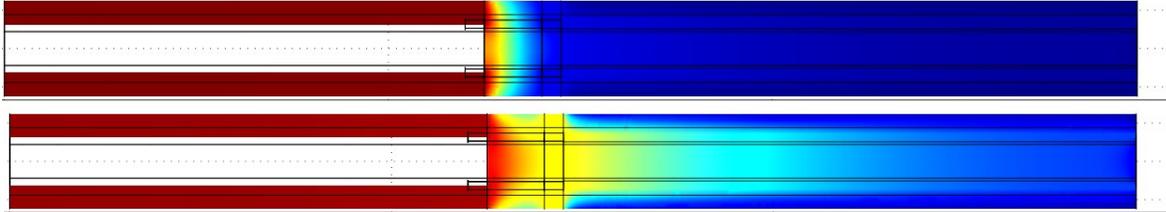


FIGURE 3.26 – Champs de température dans le plan horizontal dans le cas de vis en céramique (haut) et en acier (bas)

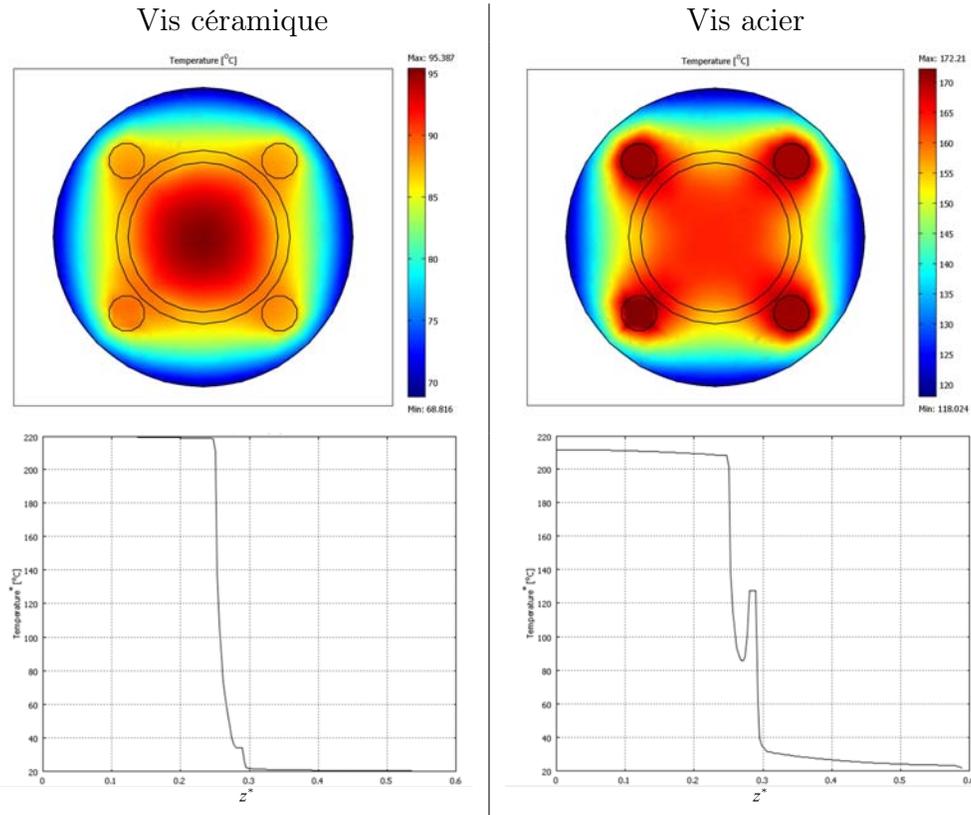


FIGURE 3.27 – Température dans le cylindre en fonction du type de vis utilisée (haut : $z^* = 0.27$; bas : profil en $y^* = 0; x^* = 0.025$)

Les deux cartographies de température confirment l'augmentation des pertes dans le cas des vis en acier. Pour quantifier cet effet, la puissance perdue par ponts thermiques en $z^* = 0.25$ a été calculée pour les deux types de vis et donne une perte de 3.7% de la puissance électrique injectée pour les vis en céramique et passe à 9.6% pour les vis en acier. En ce qui concerne les températures de surface de la zone cuivre, la différence entre le point le plus chaud et le point le plus froid passe de $1.35^\circ C$ pour les vis en céramique à $3.52^\circ C$ pour les vis en acier.

Pour une même densité de puissance électrique, nous constatons donc sur les profils de température que le niveau de température à la surface du cylindre est supérieur de $10^\circ C$ avec des vis en céramique par rapport au cas avec des vis en acier. Cela montre que la seule utilisation de vis en acier conduit à une augmentation significative des pertes thermiques : les vis en acier jouent alors le rôle de ponts thermiques latéraux. Il faudra donc augmenter la puissance à dissiper pour atteindre le même niveau de température en surface.

De plus, on relève, sur les profils, une augmentation de température au niveau de la partie inox dans le cas des vis en acier : cela s'explique par le fait que les vis en acier, qui conduisent bien la chaleur, la transmettent à l'inox.

Il est important de constater que le fort gradient de température à la jonction entre le cuivre et l'isolant (gradient suivant l'axe z) est à même de générer d'importants mouvements 3D. En effet, d'après l'équation de la vorticité en écoulement anisotherme et sous l'hypothèse de Boussinesq, on a :

$$\frac{D\omega_x}{Dt} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial^2 z} \right) + Ri \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.10)$$

Pour terminer cette pré-étude de conception et de faisabilité, des simulations complémentaires ont été effectu es afin d'estimer quel peut être le développement de l'écoulement en aval du cylindre. Il est clair que le gradient de température suivant l'axe z (dernier terme de l'équation) se comporte comme un terme source dans l'équation de vorticité. Afin de vérifier ce dernier point, des simulations 3D ont été effectu es à l'aide du logiciel *Fluent*® avec le modèle RANS $k-\omega$ SST. Ces simulations quoique très simplifi es permettent de mettre en relief le caractère tridimensionnel de l'écoulement ainsi généré par la discontinuité de chauffage : les résultats obtenus sont illustrés ici par la figure 3.28 qui présente dans une coupe des températures et des vecteurs vitesse dans le plan (yz) c'est-à-dire dans le plan de l'axe du cylindre. Le calcul présenté correspond à un nombre de Richardson de 2.77.

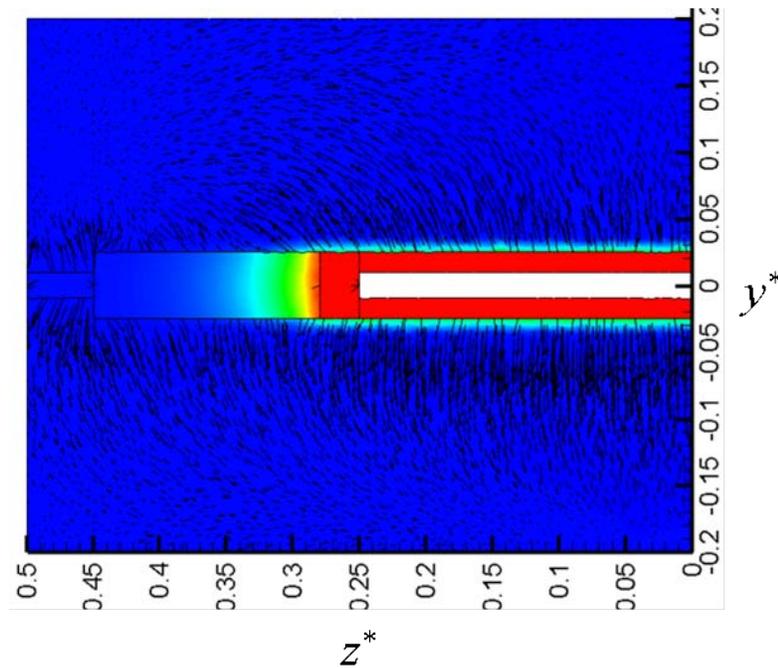


FIGURE 3.28 – Champ de température et vecteurs vitesse dans le plan (yz) à $x = 0$, résultat issu d’une simulation 3D sous *Fluent*® pour $Ri = 2.77$

D’après la figure 3.28, un mouvement tourbillonnaire dans le sens inverse des aiguilles d’une montre est clairement identifié au niveau du plan $x = 0$. Cela signifie que l’écoulement en aval du cylindre risque de présenter des effets 3D significatifs à la frontière partie chauffée/partie non chauffée. La nature 3D de l’écoulement est donc renforcée par les effets thermiques au environs de la zone présentant un fort gradient de température suivant l’axe z .

Nous présentons à la partie suivante, les techniques de mesures utilisées pour caractériser l’écoulement en aval du cylindre.

3.2 Techniques de mesures

3.2.1 Vélocimétrie laser par imagerie de particules 2D (PIV)

La PIV est une technique optique non intrusive qui n'engendre donc pas de perturbations dues à l'intrusion de sonde comme cela peut être le cas pour d'autres méthodes de prospection (fil chaud...). Elle permet d'obtenir les caractéristiques du champ dynamique, dont les moments d'ordre 1 et d'ordre 2 des composantes de vitesse, à savoir respectivement les valeurs moyennes, les valeurs fluctuantes, ainsi que certaines caractéristiques de la turbulence.

Dans cette étude, nous avons eu recours à 2 chaînes de PIV-2D : la première à faible cadence 4Hz et la seconde à cadence légèrement supérieure 10Hz. Notons que la première a permis de réaliser les premières mesures et d'identifier les zones caractéristiques, tandis que la seconde disponible au sein du laboratoire que très récemment, a permis d'améliorer la qualité des mesures. Tous les résultats présentés ici ont été obtenus avec la PIV-2D 10Hz.

Principe général

L'idée de base de la vélocimétrie par imagerie de particules repose sur les mesures de déplacements (Δx) des particules injectées comme traceur dans l'écoulement, et transportées par ce même écoulement dont on cherche à déterminer la vitesse. Si pendant un intervalle de temps Δt , une particule se déplace de la position x à la position $x + \Delta x$, la vitesse locale de l'écoulement est donnée par la relation suivante :

$$V(\vec{x}, t) = \frac{\Delta \vec{x}(x, t)}{\Delta t} \quad (3.11)$$

La détermination des vitesses locales dans l'écoulement se ramène donc à la mesure des déplacements des particules d'ensemencement. Il est donc nécessaire d'introduire dans l'écoulement un traceur (dénommé aussi «ensemencement») dont les propriétés seront discutées dans un prochain paragraphe.

Une chaîne de PIV est composée de différentes parties schématisées par la figure 3.29, à savoir :

- une nappe laser servant à éclairer les particules à des instants précis,
- un détecteur (une caméra CCD) pour capturer l'information lumineuse diffusée par les particules d'ensemencement se déplaçant dans la nappe de lumière,
- un système d'analyse des signaux lumineux servant à reconstituer les vecteurs vitesses associés à l'information lumineuse recueillie.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

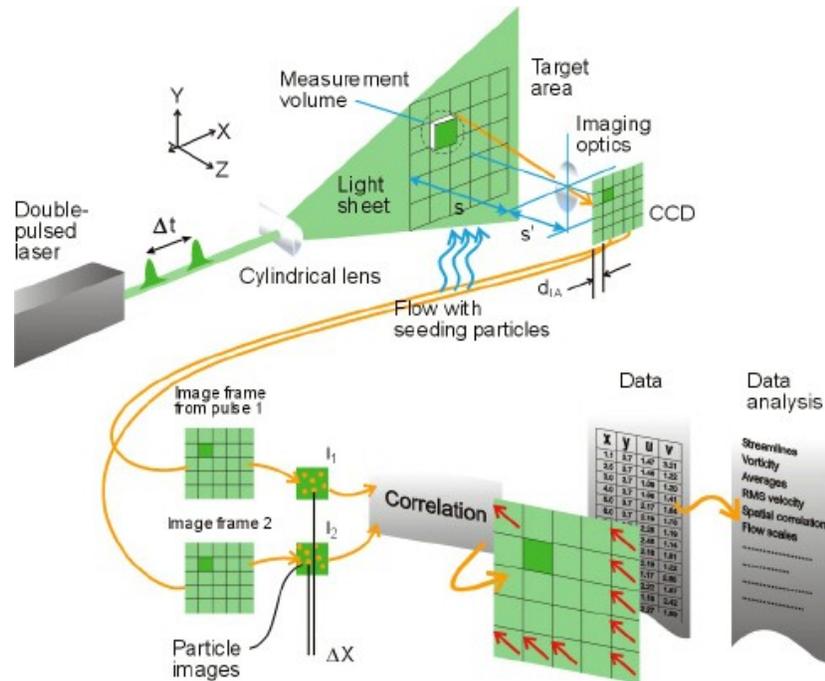


FIGURE 3.29 – Principe de fonctionnement de la PIV, [66]

La caméra est positionnée perpendiculairement au plan laser. Les deux têtes du laser et la caméra sont synchronisées de manière à ce que la caméra capture deux images correspondant aux deux impulsions du laser. Le temps entre ces deux impulsions est déterminé par rapport à l'analyse statistique qui se fera par la suite et dépend principalement de la taille des fenêtres d'analyse et de la vitesse de l'écoulement dans la fenêtre d'analyse. Les deux images ainsi obtenues s'appelle un «doublet».

Ensuite, un traitement statistique est appliqué sur ce doublet pour obtenir un champ de vecteurs vitesse instantané. A partir de ces champs de vecteurs, un grand nombre d'analyses sont possibles : calcul d'un champ moyen, calcul des lignes de courant, calcul de la vorticit  ...

Pour les syst  mes PIV, il faut distinguer deux intervalles de temps diff  rents qui caract  risent les mesures. Le premier est l'intervalle de temps entre deux impulsions laser (Δt) pr  sent   par l'  quation pr  c  dente. Cet intervalle est ajust   par rapport    la vitesse de l'  coulement et au traitement statistique. Le deuxi  me est l'intervalle de temps entre 2 doublets successifs Δt_D ou l'intervalle de temps entre 2 champs de vecteurs vitesse successifs (chaque champ correspondant    1 doublet). Il est impos   par la fr  quence d'acquisition du syst  me de PIV utilis  , fr  quence noté f_D v  rifiant $\Delta t_D = 1/f_D$. Dans le cas des cha  nes de PIV standard utilisés pour cette   tude, cet intervalle de temps est constant et   gal    0.1s, ce qui correspond donc    une fr  quence de 10 Hz.

Matériel utilisé et plans de mesure

La nappe laser pulsée est émise à partir d'un laser YAG Argon (New wave Solo PIV) de fréquence 10 Hz, l'énergie de chaque pulse est 30 mJ. Une caméra CCD 12-bit (HighSense Hamamatsu) a été choisie et offre une résolution de 2048 x 2048 pixels. Elle est placée perpendiculairement au plan laser et permet d'enregistrer les informations lumineuses diffusées par les particules.

Les fenêtres de mesure peuvent être situées juste en aval du cylindre (champ proche) ou plutôt recouvrir plusieurs diamètres en aval (champ lointain). Deux types de plans seront effectués : les plans verticaux (xy) principalement dans le plan médian (en $z = 0$) et les plans horizontaux (xz) pour différentes positions y .

La figure 3.30 présente le système mis en place pour réaliser des mesures de vitesse dans les plans verticaux.

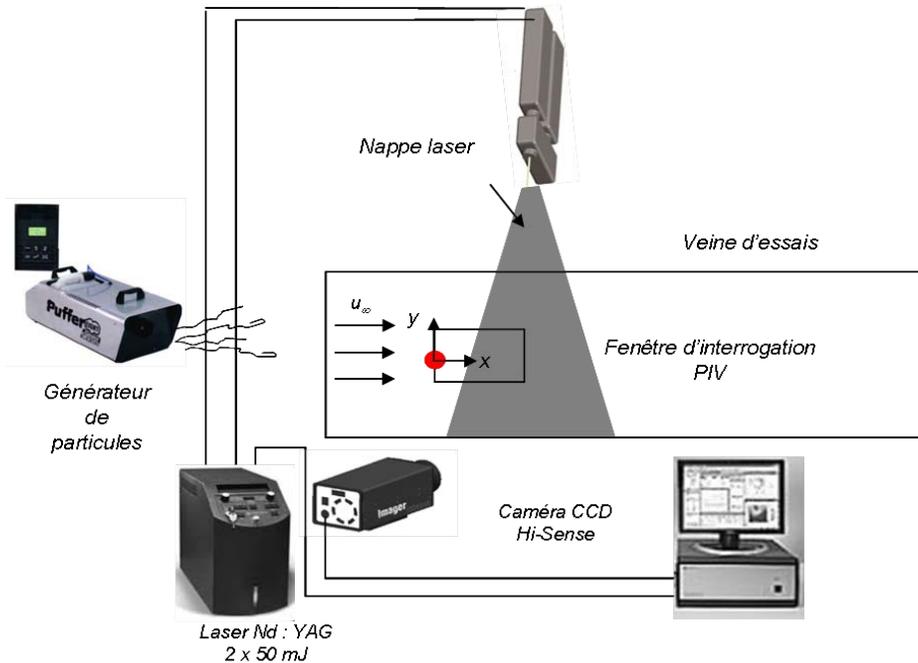


FIGURE 3.30 – Schéma de l'installation de la PIV-2D pour la mesure des plans verticaux (xy)

Des vues détaillées sont présentées à travers les photos suivantes : laser, caméra, système d'acquisition et de traitement des données.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

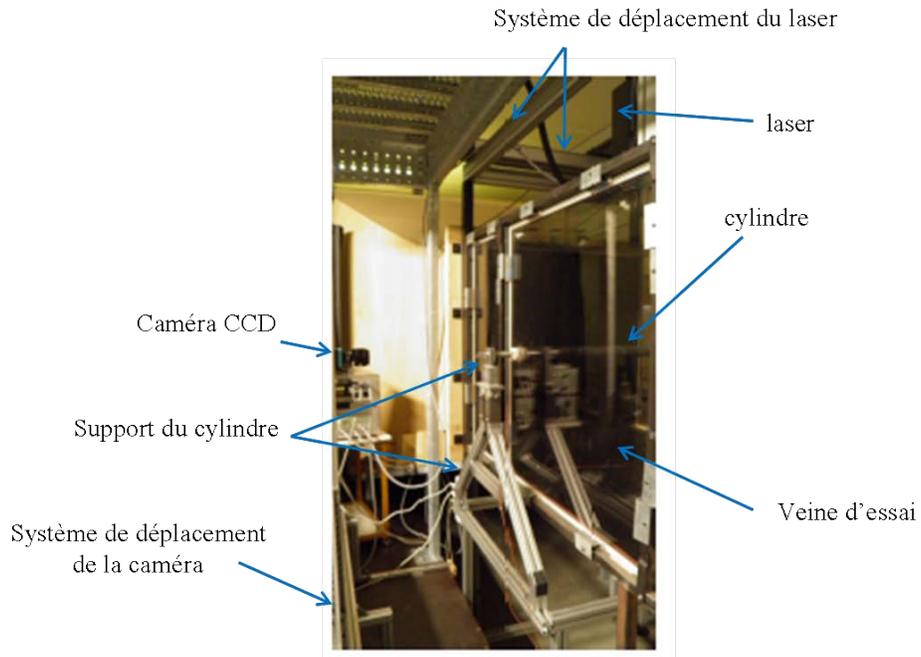


FIGURE 3.31 – Vue arrière du dispositif laser et du montage

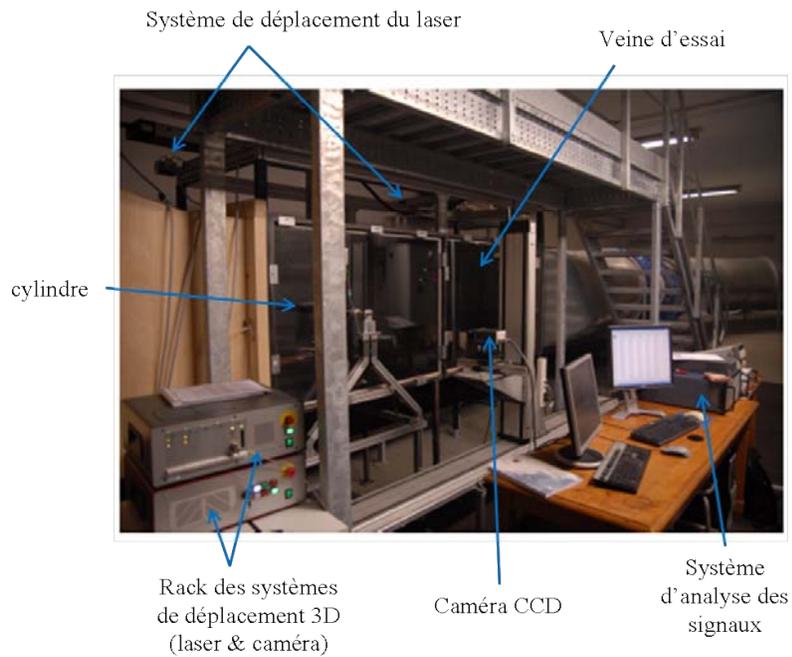


FIGURE 3.32 – Vue avant du dispositif laser et du montage

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Dans un souci d'exploration du champ de vitesse le plus grand possible mais le plus précis possible, nous avons décidé de décomposer les plans verticaux en plusieurs champs adjacents qui se recouvrent tant sur l'axe longitudinal (x) que sur l'axe vertical (y). Généralement 2 champs verticaux et 3 champs longitudinaux ont été effectués pour recouvrir une vue globale avec $0 < x < 6$ et $-1.80 < y < 2.40$. Chaque zone de mesure est de 128mm x 128mm, avec une zone de recouvrement de 32mm. La résolution spatiale est alors de 1mm suivant (x) et (y).

En ce qui concerne les plans horizontaux, la caméra et le laser sont simplement intervertis : la caméra est alors placée au-dessus de la veine, tandis que le laser est placé lui horizontalement au niveau de l'axe du cylindre. La figure 3.33 présente schématiquement le dispositif installé.

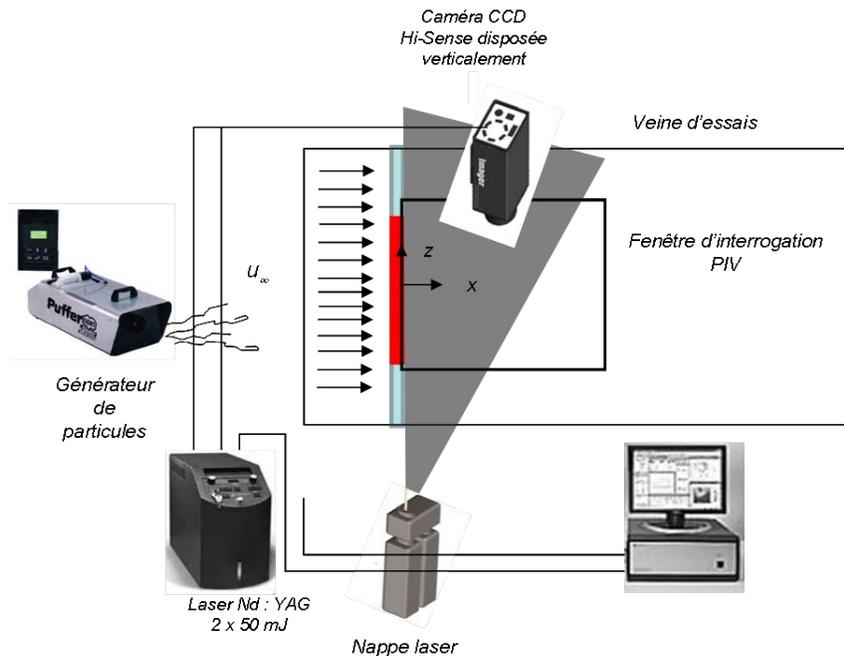


FIGURE 3.33 – Schéma de l'installation de la PIV-2D pour la mesure du plan (xz)

Le traitement statistique des doublets récupérés est réalisé à l'aide du logiciel *Dynamic Studio*

Ensemencement - traceur

La vitesse déterminée par la PIV est la vitesse de déplacement des particules ce qui implique évidemment que les particules doivent suivre au mieux l'écoulement pour ne pas dégrader la mesure. L'aptitude des particules à suivre le mouvement du fluide peut être estimée grâce au nombre de Stokes qui présente le rapport entre le temps de "réponse" des

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

particules $\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}$ et le temps caractéristique τ_f de l'écoulement :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (3.12)$$

Le mélange utilisé dans notre étude est de l'eau glycolée d'un diamètre moyen $d_p = 1\mu m$ et de masse volumique moyenne $\rho_p = 1100kg/m^3$, avec de l'air comme fluide porteur, de viscosité dynamique $\mu = 1,85.10^{-5}kg/m.s^{-1}$. On estime un temps de "réponse" des particules τ_p de l'ordre de $\tau_p = 3,3.10^{-3}ms$. Nos travaux ont pu identifier que le temps caractéristique de l'écoulement τ_f pour la configuration de référence ($Re_\infty = 1090$) est environ de $160ms$. Le nombre de Stokes ($St = 2,06.10^{-5}$) est alors bien inférieur à l'unité confirmant ainsi que les particules suivent au mieux le mouvement du fluide. Dans ces conditions, l'erreur liée à la présence des particules dans l'air peut être considérée comme négligeable.

Le système retenu est un générateur de particules de type *PufferSix* contenant un réservoir à température ambiante contenant du glycol diluée dans de l'eau. Le taux de concentration en glycol varie selon l'origine du mélange. Ce mélange est aspiré par une pompe, et subit un échauffement par effet Joule avant d'être pulsé dans l'air ambiant sous forme de gouttelettes liquides. Afin d'améliorer la stabilité de l'écoulement à l'entrée de la soufflerie et mieux uniformiser la concentration en particules, un volume tampon ou chambre d'injection, a été mis en place en entrée de la soufflerie comme le montre la figure 3.34.



FIGURE 3.34 – Chambre d'injection ajoutée en entrée de soufflerie et systèmes d'injection de fumées associés

Deux générateurs de fumées ont été implantés. Le débit de fumées est piloté par un dispositif de télécommande déportée permettant de fixer le débit de particules, ainsi que la fréquence et la durée d'ouverture de l'électrovanne (obturateur de jet de type tout ou rien).

Procédures d'analyse et difficultés d'analyse

La procédure d'analyse se décompose en trois étapes :

Etape 1 : Prétraitement

Pour prendre en compte la présence du cylindre et de son ombre, l'ajout de masques a été effectué comme le présente la figure 3.35.

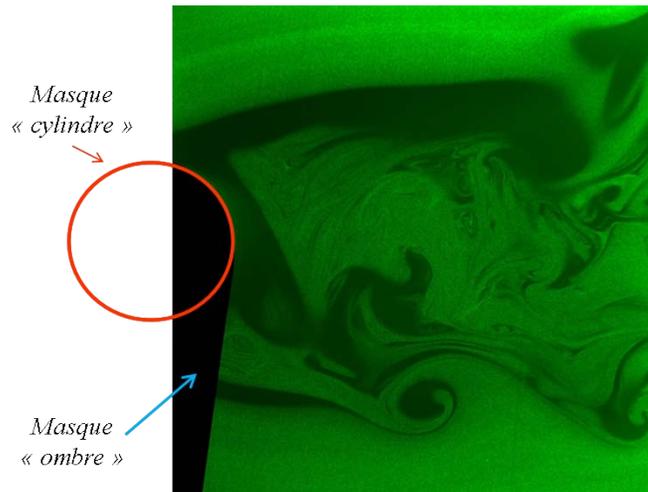


FIGURE 3.35 – Masques des images de PIV

Le premier correspond au cylindre lui-même alors que le second correspond à l'ombre du cylindre dans la partie située en dessous du cylindre, lorsque le laser est placé au-dessus de celui-ci. Après différentes analyses, il a été retenu d'effectuer systématiquement ces deux opérations avant exploitation des données. Notons que les zones «vertes» correspondent aux zones «contaminées» par l'ensemencement, tandis que les zones «noires» illustrent plutôt des zones en défaut de particules.

Ce résultat est probablement dû au manque d'information en provenance des particules injectées. Différents mélanges ont pu être testés, mais le seul qui ait retenu notre attention est celui composé de glycol dilué dans l'eau. Ce mélange présente néanmoins un inconvénient de taille ici, c'est que la température d'évaporation du mélange est inférieure à la température de surface du cylindre, soit 220°C dans le cas de référence. Les zones chaudes sont donc trop chaudes pour le mélange dont la taille des particules diminue : la conséquence est que ces particules perdent leur aptitude à diffuser la lumière, ce qui engendre alors des zones de faible concentration plutôt noires. L'avantage d'un tel système est de visualiser facilement les zones chaudes, mais l'inconvénient est la perte d'information pour l'exploitation des champs de vitesse. Malgré tous nos efforts pour résoudre ce problème technique, nous n'avons pas pu identifier de produit plus efficace pour cette étude.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

Etape 2 : Analyse statistique

Les images sont divisées, de façon identique, en zones élémentaires, carrées, appelées « zones d'interrogation ». Le traitement statistique doit permettre d'associer à chaque zone d'interrogation un vecteur vitesse. Dans ce but, chaque zone d'interrogation de la première image du doublet est corrélée avec sa zone jumelle dans la seconde image. Différentes procédures d'analyse ont été testées ainsi que le nombre de doublets acquis lors de nos expérimentations.

On décompose la fenêtre de mesure en fenêtres d'interrogation de taille identique. Nous avons le choix pour avoir des tailles de fenêtres d'analyse de 128x128, 64x64, 32x32 ou encore de 16x16 pixels. La figure 3.36 présente un exemple de fenêtre d'analyse.

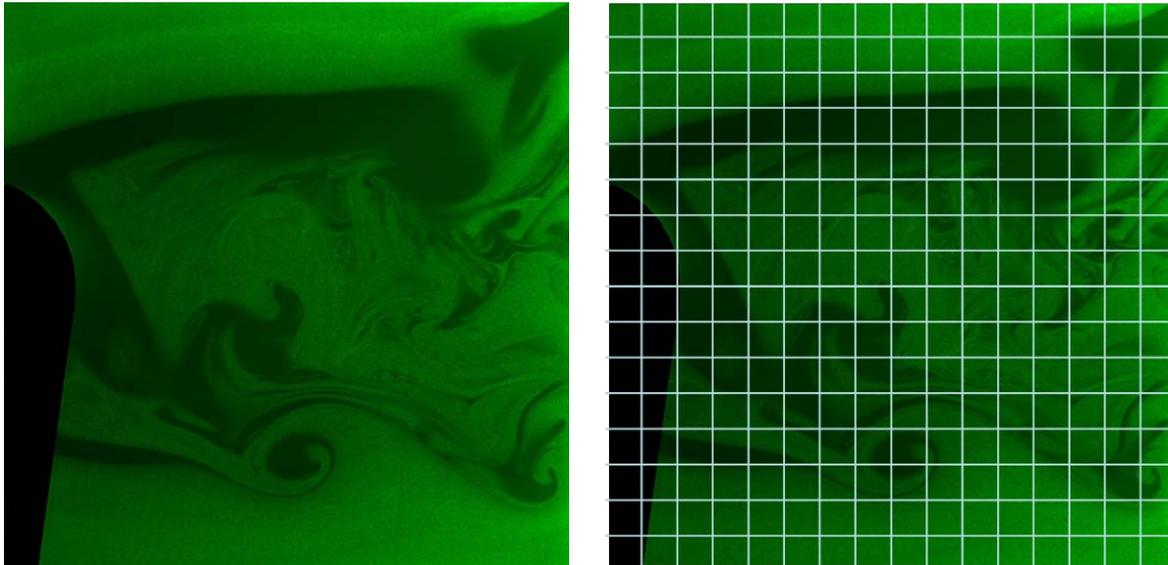


FIGURE 3.36 – Exemple de fenêtres d'analyse de 128x128 pixels

Deux procédures d'analyse ont retenu notre attention. La première est la méthode de « Cross Correlation ». Dans ce cas là, les vecteurs sont validés sur le critère de rapport de hauteur des pics de corrélation. La figure 3.37 présente un exemple de la distribution de la probabilité (présentée par la hauteur des pics) du déplacement des particules dans une zone d'interrogation.

Le but de la corrélation est de déterminer pour chaque zone d'interrogation le déplacement des particules (ΔX , ΔY). Il est d'usage de considérer que le pic de déplacement le plus probable est le pic le plus haut lorsque sa hauteur est au moins 1,2 fois celle du 2ème pic le plus haut.

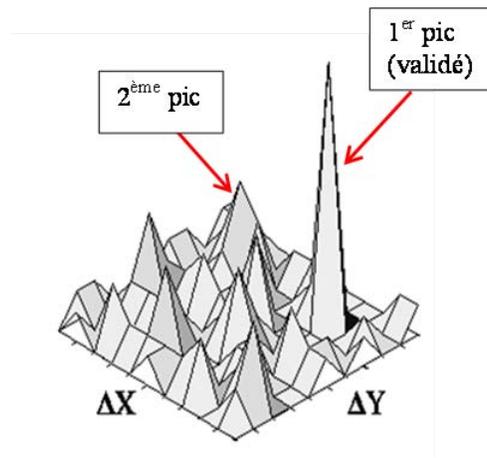
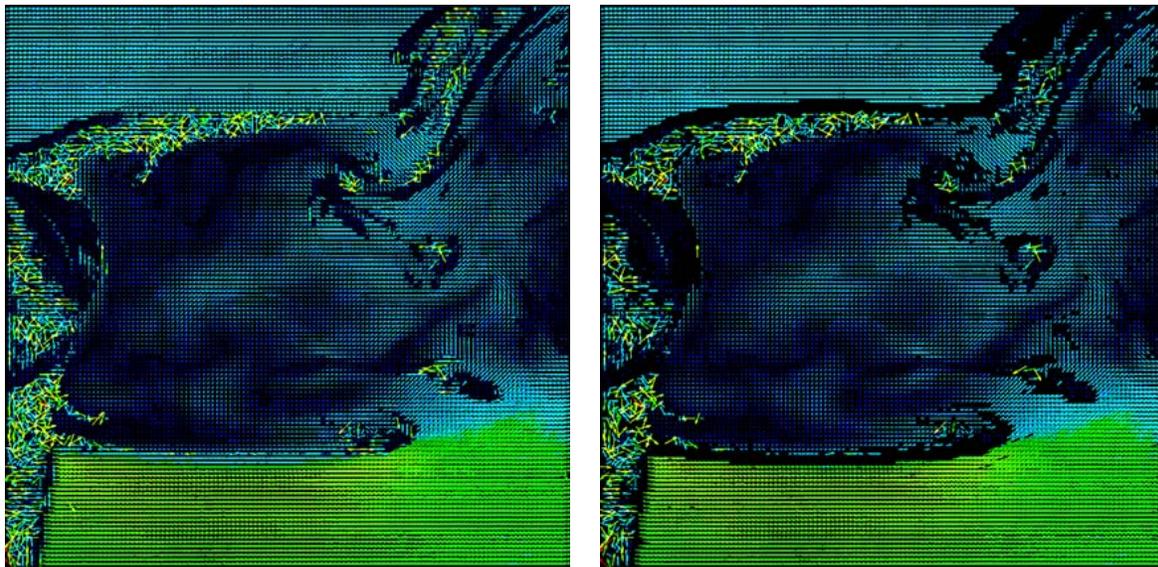


FIGURE 3.37 – Pic de corrélation dans une fenêtre d'interrogation



A - Cross-correlation seule

B - Cross-correlation avec critère de validation

FIGURE 3.38 – Validation des vecteurs vitesse (images sans masque)

La figure 3.38 illustre cette procédure pour des tailles de fenêtres d'interrogation de 32x32 pixels. On constate qu'après validation, les zones caractéristiques de l'écoulement présentent encore des vecteurs vitesse non validés.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

La lecture de ces images nous enseigne que :

- le niveau de bruit moyen est globalement faible, mais il peut être important dans les zones tourbillonnaires, notamment la CCS, comme le montre la figure 3.38-A.
- certaines zones de l'écoulement en aval du cylindre, notamment dans la partie supérieure présentent encore de nombreux vecteurs non validés. Elles correspondent aux zones en défaut de particules.
- les particules pénètrent mal dans les zones tourbillonnaires chaudes.
- la validation permet de réduire le bruit local, mais la figure 3.38-B présente tout de même des vecteurs vitesse qui ne valident pas le critère retenu et qui sont rejetés par la suite.

Il est donc probable que l'analyse qui en suit soit en partie erronée par l'exploitation de ces mesures étant donné qu'un certain « biais » est introduit par cette procédure « cross-correlation+validation peak », biais qu'il est impossible de quantifier. En dehors de ces zones spécifiques, le taux de validation est tout à fait acceptable, et il est donc logique de penser que les mesures réalisées renseignent avec justesse et fiabilité du champ de vitesse réel. En définitive, il apparaît indispensable d'utiliser le critère de « peak validation » pour fiabiliser les mesures. Cependant, ce type de corrélation (cross-correlation) reste peut être encore assez imprécis au niveau de la zone tourbillonnaire supérieure. Afin d'améliorer la densité de vecteur du champ, on utilise une technique de recouvrement des fenêtres d'interrogation. Ici on a eu recours à la méthode « Overlapping » à 50%, ce qui augmente le nombre de vecteurs par 2.

La seconde procédure d'analyse utilisée est la procédure dite « Adaptive Correlation ». La taille des fenêtres d'analyse est fixée au début de la procédure (128x128 pixels) puis la taille de ces fenêtres est automatiquement modifiée par un algorithme de traitement pour rechercher la taille des fenêtres la plus adaptée et fournissant le plus grand taux de validation (64x64, 32x32 ou 16x16 pixels). Lorsque cette procédure se termine, le champ restitué prend compte alors de la meilleure résolution possible pour la gamme de vitesse traitée dans la fenêtre de mesures étudiée. Il existe pour cette procédure trois types de vecteurs : les vecteurs validés, les vecteurs rejetés et les vecteurs substitués qui sont le résultat d'une extrapolation avec les vecteurs validés avoisinants. Un exemple de champ de vecteurs vitesse obtenu par cette méthode est présenté sur la figure 3.39.

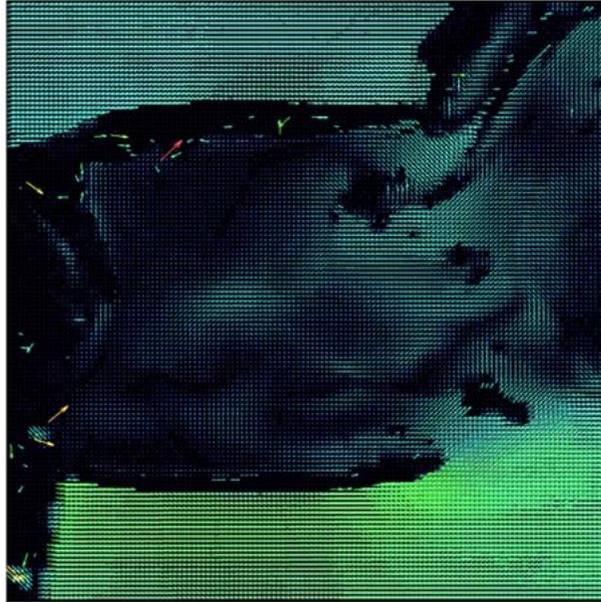


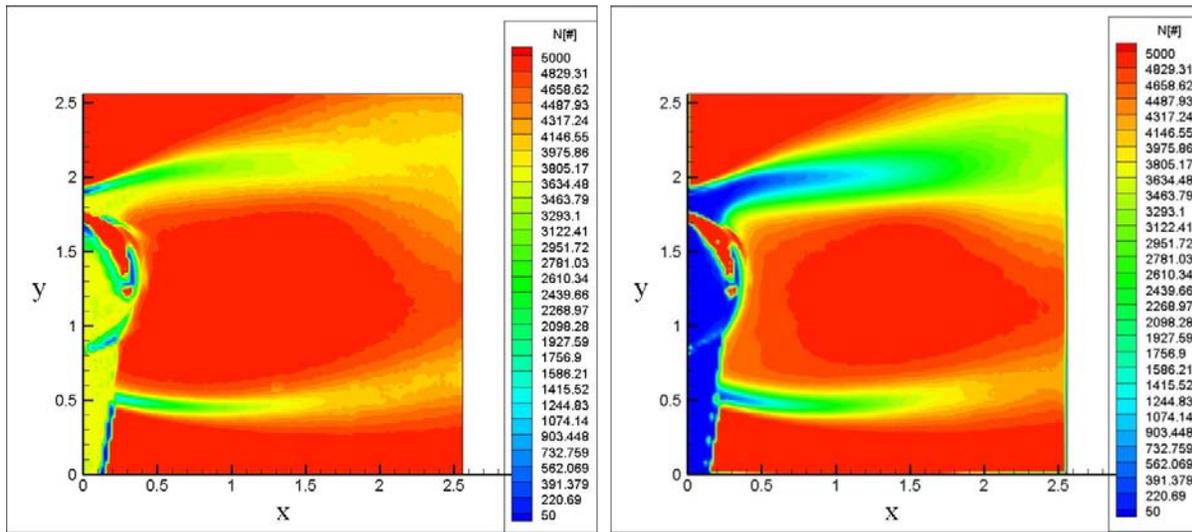
FIGURE 3.39 – Validation des vecteurs vitesse par "Adaptive Correlation" (sans masque)

L'analyse de cette cartographie de vecteurs vitesse montre clairement que le nombre de vecteurs non validés chute de manière importante par rapport au traitement précédent. Si on regarde de très près la procédure d'analyse effectuée dans le logiciel Dynamic Studio, elle indique, au vu des dépouillements effectués, que dans plus de 90% des cas les vecteurs vitesse défectueux observés dans les zones tourbillonnaires où il y a très peu de particules sont remplacés par des vecteurs nuls. Dans les 10% des cas restants, ces vecteurs sont remplacés par des vecteurs non nuls issus d'une procédure de moyenne pondérée avec les vecteurs validés situés autour de la fenêtre d'interrogation (substitution). Ceci met en évidence une différence fondamentale entre la « Cross-correlation » et l'« Adaptive-correlation ». Enfin, nous noterons que malgré tout, il subsiste encore quelques vecteurs correspondant à du bruit mais en très petit nombre.

En définitive, la méthode de corrélation qui engendre le moins d'erreurs nous semble être la méthode « Adaptive-Correlation ». En effet, il semble que le bruit de mesure dans les zones tourbillonnaires en aval du cylindre basse ou haute, et plus particulièrement la zone haute du sillage, est réduit au vu des images instantanées. Dès lors, le choix est assez cartésien là où il y a très peu de particules : rendre compte de vecteurs biaisés remplacés par des vecteurs moyennés avec les vecteurs voisins non nuls (Adaptive-correlation) plutôt que de remplacer ces vecteurs biaisés dépassant le critère de validation (Cross-correlation) au risque de se traduire par une information fautive du champ dynamique.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

Pour parfaire notre choix, nous avons de plus comparé les deux procédures en estimant le nombre de vecteurs validés par chaque méthode d'analyse dans une configuration identique. Pour cela, pour la configuration de référence à $Re = 1090$ et $Ri = 2.77$, on se place dans la fenêtre d'essai n°1 décrite précédemment dans le plan médian ($z = 0$). On procède à l'acquisition de 5000 doublets, puis à leur analyse par les deux méthodes. Enfin, on estime dans chaque fenêtre d'analyse le nombre de vecteurs rejetés et le nombre de vecteurs validés utiles pour l'exploitation des valeurs statistiques. La figure 3.40 présente une cartographie du nombre de vecteurs validés qu'on notera N_v dans chaque méthode d'analyse.



A - Cross Correlation

B - Adaptive Correlation

FIGURE 3.40 – Cartographie du nombre de vecteurs validés pour 5000 doublets d'acquisition

Tout d'abord, on observe que le nombre de vecteurs validés N_v n'est pas le même selon la zone explorée. Par exemple, la figure 3.40-A présente logiquement deux zones où le nombre de vecteurs est très faible : le cylindre et la partie située sous le cylindre dans la zone ombrée ; en fait, ils devraient être nuls si on avait appliqué les effets de masques. Mais surtout, cette figure montre que les deux zones tourbillonnaires dans le sillage du cylindre présente des valeurs inférieures à 5000, diminuant jusqu'à environ 2800. Cela signifie que seulement 2800 doublets seront validés pour estimer statistiquement les vitesses moyenne et fluctuante dans ces zones. En dehors on peut atteindre jusqu'à 5000 doublets. En ce qui concerne la méthode d'Adaptative-correlation, la figure 3.40-B présente les 4 mêmes zones, mais dans les deux zones tourbillonnaires, on validera encore moins de vecteurs que par la méthode Cross-correlation. Le nombre de vecteurs validés peut diminuer jusqu'à moins de 500 dans les zones de proche sillage du cylindre ($x=0.5, y=2$). Cependant dans les autres zones, le nombre de vecteurs est tout à fait correct.

Pour illustrer ces propos, un exemple est analysé en $x=1$: la figure 3.41 présente le profil de vecteurs validés par les deux méthodes.

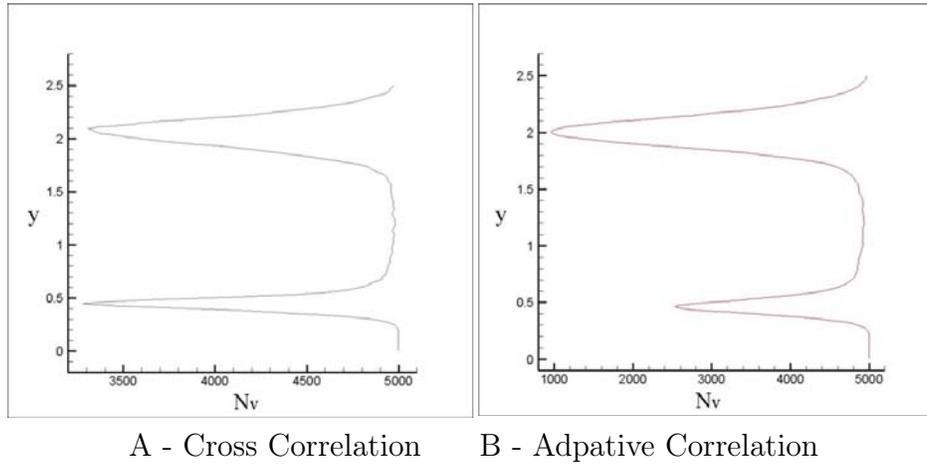


FIGURE 3.41 – Profil de vecteurs validés pour 5000 doublets d’acquisition

La figure 3.41 montre ici que plus de vecteurs sont validés par la « Cross-correlation » que l’« Adaptive-correlation », notamment dans les deux zones tourbillonnaires. Cependant pour les raisons évoquées précédemment, ce nombre de vecteurs validés « cache » des informations biaisés, car il ne faut pas oublier que les vecteurs supplémentaires qui sont pris en compte en Cross-correlation sont faux. C’est la raison pour laquelle, il a été décidé de ne retenir que la seconde méthode, bien que le nombre de vecteurs validés soit plus faible.

Dès lors que notre choix a été fait, il convient d’estimer le nombre de doublets nécessaires pour extraire statistiquement les bonnes valeurs du champ dynamique moyen et celles du champ dynamique fluctuant. La figure 3.42 présente les résultats obtenus pour un nombre de doublets variable respectivement égal à 800, 1000, 5000, 10000 et 15000 dans les deux zones les plus défavorables à l’analyse, c’est-à-dire dans la CCI et CCS.

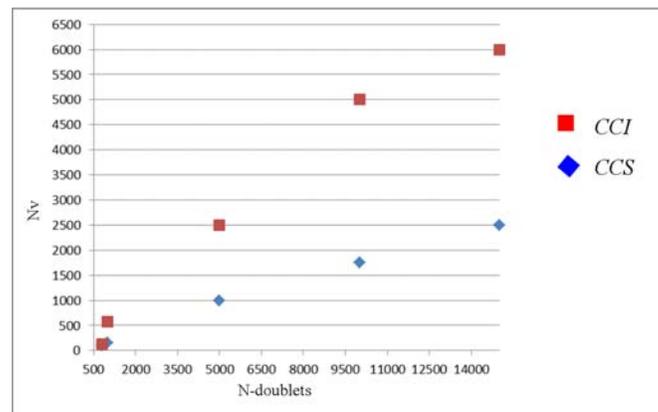


FIGURE 3.42 – Influence du nombre de doublets N sur le nombre de doublets validés Nv

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

Nous constatons bien évidemment que le nombre de doublets validés utiles pour évaluer les valeurs statistiques (moyenne et moyenne quadratique) augmente avec le nombre d'échantillons enregistrés et traités. Par contre, il reste faible par rapport au nombre de doublets enregistrés : par exemple pour N égal 10000, le nombre de vecteurs validés chute à 5000 pour la CCI, soit 50% et seulement 1780 pour la CCS, soit 17,8%. Ceci confirmera la difficulté de bien estimer les vecteurs-vitesse dans la CCS.

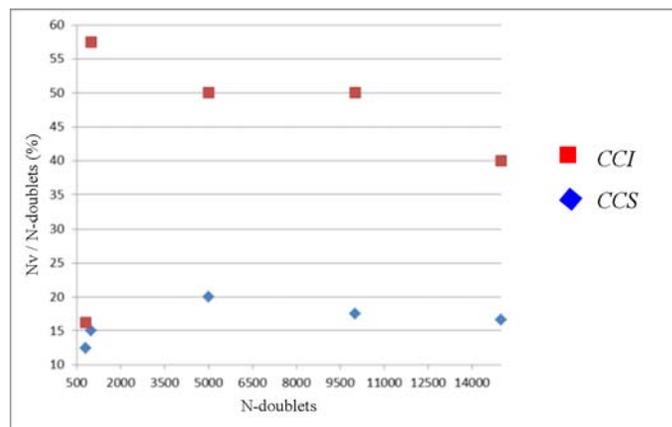


FIGURE 3.43 – Nombre de doublets validés par rapport au nombre de doublets total

La figure 3.43 permet de mettre en valeur un certain « rendement » du nombre d'images acquises. On observe ainsi que dans les CCS et CCI, plus le nombre d'images acquises augmente, plus faible est le rendement. C'est-à-dire qu'on utilise proportionnellement moins d'échantillon pour le calcul des champs moyens. L'analyse de cette influence sur le champ de vitesse fluctuante U_{rms} est présentée par la figure 3.44 dans la zone tourbillonnaire supérieure.

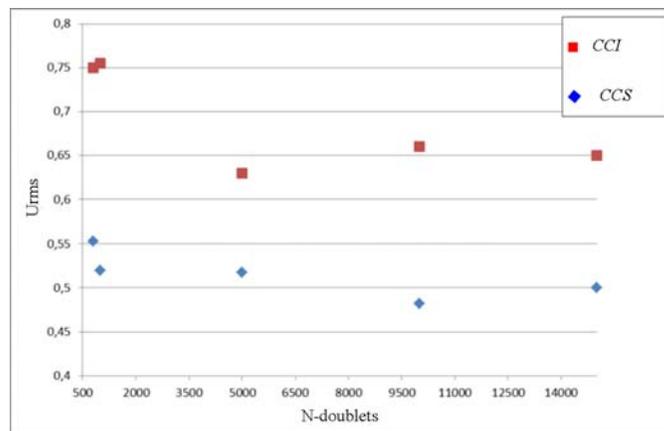


FIGURE 3.44 – Influence du nombre de doublets (vecteurs validés) sur U_{rms}

Pour les deux zones concernées, les valeurs obtenues pour les faibles nombres de doublets (800 ou 1000) semble surestimer les valeurs rms moyennes. Au-delà, il semble que dans les deux zones tourbillonnaires, la valeur de l'écart quadratique moyen de la vitesse fluctuante longitudinale se centre autour d'une valeur représentative : 0,65 pour U_{rms} dans la CCI et plutôt 0.50 dans la CCS. Ce résultat nous conforte sur le fait qu'un échantillon suffisamment important de doublets est nécessaire pour estimer correctement les grandeurs statistiques du champ de vitesse. Par contre, l'acquisition d'un nombre de doublets supérieur ou égal à 5000 images semble suffisante pour obtenir des résultats probants. En utilisant 10000 ou 15000 images, le gain de précision sur la valeur des champs moyens n'est pas probant par rapport aux moyens mis en oeuvre. C'est la raison pour laquelle nous nous limiterons donc systématiquement à l'acquisition de 5000 doublets pour la suite des travaux, notamment pour décrire les résultats expérimentaux dans le chapitre 5.

Etape 3 : Analyse statistique - Post traitement

Sur le plan statistique, les vecteurs-vitesse instantanés ainsi obtenus sont exploités à travers deux grandeurs caractéristiques : le moment d'ordre 1 qui traduit la vitesse moyenne, et le moment d'ordre 2 qui traduit l'écart quadratique moyen ou valeur « rms » de la vitesse. Ces valeurs sont alors exploitées par la suite pour décrire les composantes du champ dynamique moyen (U, V, W) et fluctuant ($U_{rms}, V_{rms}, W_{rms}$), ou encore pour déterminer les champs de vorticité.

Etape 4 : Précision des mesures

On rappelle que la présence des particules dans l'écoulement d'air entraine une erreur de mesure qui peut être consid r e comme négligeable.

L'incertitude de mesure peut également être calcul e à l'aide de considérations statistiques. En effet, RAFFEL et al. [67] considère que la somme totale des erreurs peut être estim e par la somme d'un erreur de biais (e_b) et d'une erreur aléatoire (e_a) qui correspond à la dispersion de la distribution autour de la valeur moyenne.

L'erreur de biais se compose des erreurs dues à la mesure : la présence de gradients dans l'écoulement, la déformation des images, le traitement des images...D'après RAFFEL et al. [67], pour la vitesse instantan e mesurée par la PIV, l'erreur de biais est de l'ordre de $\frac{0,1pixel}{\Delta t}$. Pour nos mesures par PIV 2D l'erreur de biais reste inférieure à 2% par rapport à la vitesse débitante.

L'erreur aléatoire peut être  valu e par des considérations statistiques élémentaires. En supposant que la distribution des mesures suit une loi gaussienne, l'intervalle de confiance des mesures de vitesse moyenne U^* est donné par la relation suivante :

$$U^* \pm \frac{Z}{\sqrt{N}} U_{rms}^* \quad (3.13)$$

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

où N est le nombre d'échantillons et Z est la variable précisant le niveau de confiance souhaité. Pour un intervalle de confiance de 95% (soit 2σ), $Z = 2$. Toutes les mesures ont été effectuées avec le nombre d'échantillons $N = 5000$. On obtient ainsi :

$$U^* \pm 0,071U_{rms}^* \quad (3.14)$$

Cet intervalle de confiance change à chaque position car U_{rms}^* varie au sein de l'écoulement. Au niveau de la couche de cisaillement inférieure, on note que $U_{rms}^* = 0,25m/s$ pour $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 2,77$ en $x = 0,5$. L'erreur aléatoire est alors de $0,018m/s$ soit 6% de la vitesse débitante. En $x = 1$, dans la même configuration, on note que $U_{rms}^* = 0,21m/s$. L'erreur aléatoire est alors de $0,015m/s$ soit 4,9% de la vitesse débitante. De manière générale, on constate que l'erreur aléatoire de vitesse moyenne reste faible ($\approx 5\%$) grâce au grand nombre d'échantillons. Donc l'erreur totale de la vitesse moyenne mesurée par PIV est d'environ 7%.

L'intervalle de confiance pour l'écart type de vitesse U_{rms}^* peut être estimé de la même façon à partir de la distribution χ^2 .

$$\sqrt{\frac{(N-1)}{\chi_{\alpha/2, N-1}^2}} U_{rms}^* \leq U_{rms}^* \leq \sqrt{\frac{(N-1)}{\chi_{1-\alpha/2, N-1}^2}} U_{rms}^* \quad (3.15)$$

Avec :

$N-1=4999$ le degré de liberté

$\alpha = 1 - \beta = 0,05$ ($\beta = 95\%$ le niveau de confiance)

On obtient $\chi_{\alpha/2, N-1}^2 = 5794$ et $\chi_{1-\alpha/2, N-1}^2 = 4212$. Dans ces conditions, on a :

$$0,93U_{rms}^* \leq U_{rms}^* \leq 1,09U_{rms}^* \quad (3.16)$$

L'équation précédente présente seulement l'erreur aléatoire (e_a) de l'écart type de vitesse U_{rms}^* , estimée statistiquement. Grâce au grand nombre d'échantillons, cette erreur est relativement faible d'environ 8%. A notre connaissance, il n'existe pas pour le moment une méthode capable d'estimer l'erreur de biais (e_b) de U_{rms}^* . Cette dernière dépend fortement des conditions de la mesure ainsi que la méthode pour calculer la vitesse utilisée par chaque logiciel. Elle n'est pas estimable pour nos mesures. Cependant, le maximum de précautions concernant la qualité des images, l'ensemencement, l'intervalle de temps entre deux images d'un doublet et la procédure pour calculer le champ de vitesse a été pris à chaque mesure.

3.2.2 Thermométrie par thermocouples

Dans notre étude, la mesure de température par thermocouples a été utilisée à plusieurs reprises, soit dans la cartouche chauffante, soit dans le cylindre, soit dans l'air. Avant de décliner les différents thermocouples utilisés, rappelons son principe.

Principe

Lorsqu'un conducteur électrique seul est soumis à un gradient de température, la conversion d'énergie crée un mouvement d'électrons et génère à l'intérieur de ce conducteur une force électromotrice ; c'est la f.é.m de Thomson dont l'importance et la direction sont fonction du matériau composant le conducteur, et dépendent à la fois de l'amplitude et de la direction du gradient de température. Dans la pratique, la tension de sortie d'un conducteur unique n'est pas mesurable. En revanche, en joignant à une extrémité deux conducteurs A et B préalablement choisis dans deux matériaux de caractéristiques thermoélectriques différentes, on obtient, en présence d'un gradient de température une tension de sortie mesurable, la f.é.m de Seebeck. On nomme thermocouple ce circuit thermoélectrique. Un thermocouple, soumis à un gradient de température, génère une f.é.m proportionnelle aux températures de ses deux jonctions. Il est courant de désigner la liaison entre les deux conducteurs dissemblables comme étant la jonction de mesure ou "soudure chaude". La jonction qui, à l'autre extrémité, relie aux bornes du circuit de l'appareil de lecture les deux conducteurs dissemblables est appelée la jonction de référence ou "soudure froide" (figure 3.45).

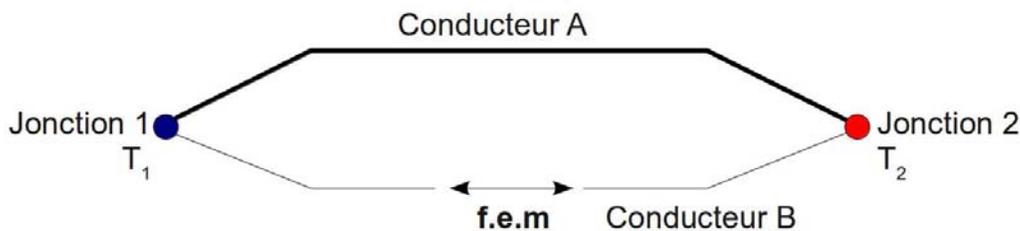


FIGURE 3.45 – Principe du thermocouple

Concrètement, la mesure de température se ramène alors à une mesure de tension de très bas niveau, classiquement de l'ordre de $41\text{mV}/^\circ\text{C}$ pour les thermocouples de type K ou T.

Chaîne d'acquisition et compensation de soudure froide

La mesure de température par thermocouple est inévitablement associée à la notion de compensation de soudure froide. La technique utilisée, dite compensation "externe", permet d'obtenir une bonne précision sans avoir recours à l'utilisation d'un bain thermostaté. Ceci a été appliqué aux thermocouples de mesure, dans le cylindre (de type T) et celui placé dans l'écoulement (de type K). Dans notre cas, la température de compensation

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

est située au niveau du bornier de la carte d'acquisition HP-Agilent où elle est mesurée par le biais d'une thermistance. Cette valeur est connue avec une précision donnée par le constructeur. Le schéma 3.46 montre le branchement de l'installation.

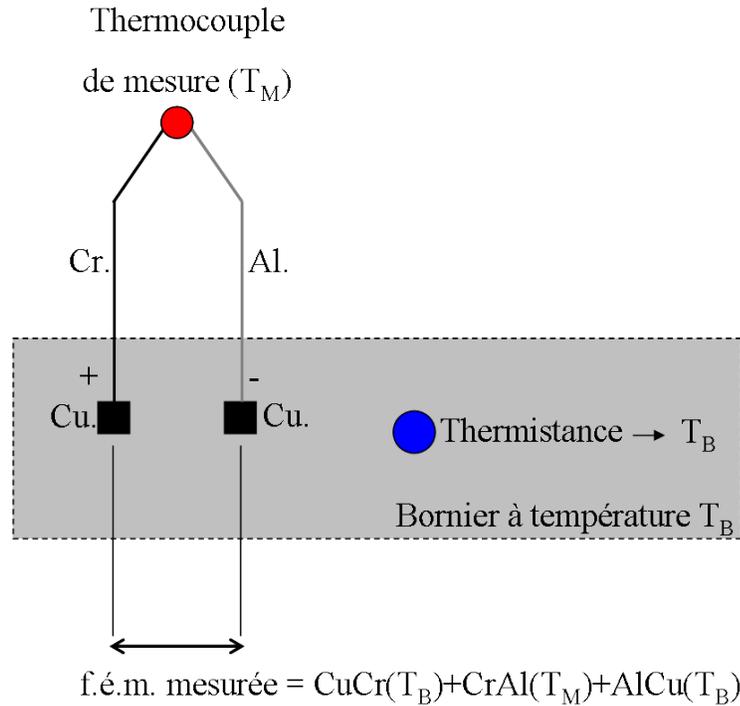


FIGURE 3.46 – Principe de compensation de soudure froide sur bornier

Le thermocouple de mesure est branché sur une des entrées du bornier tandis que la thermistance se situe au niveau du bornier, supposé isotherme. En conséquence, la tension mesurée aux bornes du thermocouple de mesure fait intervenir 3 tensions : $CuCr(T_B)$ qui est la f.é.m. générée par le couple Cuivre/Cromel à la température de bornier T_B , $CrAl(T_M)$ qui est la f.é.m. générée par le couple Cromel/Alumel à la température de mesure T_M et $AlCu(T_B)$ qui est la f.é.m. générée par le couple Alumel/Cuivre à la température de bornier T_B . En connaissant la loi d'évolution de chaque couple et étant donné que T_B est connu, il est possible de remonter à la température T_M . On rappelle que le chromel est un alliage de 90% de Nickel et 10% de chrome, tandis que l'alumel est un alliage de 90% de nickel, 9% de manganèse, 2% d'aluminium et 1% de silicium. En connaissant la loi d'évolution de chaque couple et étant donné que T_B est connue, il est possible de remonter à la température T_M .

Le boîtier d'acquisition est une centrale d'acquisition HP-Agilent HP-34970A-16 bits pouvant être munie de 3 cartes d'acquisition de 20 voies chacune (figure 3.47).

Les tensions mesurées par la carte sont exploitées au moyen d'un programme Labview® qui permet le stockage, le suivi temporel, l'analyse statistique et l'affichage des différentes températures mesurées sur le banc d'essai.



FIGURE 3.47 – Centrale d'acquisition et carte associée

On peut distinguer en effet :

- les mesures de contrôle lié au cylindre et à son système de chauffage,
- les mesures de contrôle au niveau des parois de la veine d'essai,
- les mesures dans l'air.

Voyons en détail ce qu'il en est exactement.

Mesures de contrôle

Au niveau du cylindre, nous avons évoqué auparavant la nécessité de suivre d'une part les conditions de chauffage de la cartouche électrique et d'autre part les températures du cylindre notamment au niveau de sa surface.

En ce qui concerne la cartouche chauffante, elle est munie d'un thermocouple de contrôle de type K présenté précédemment. Pour rappel il s'agit d'un thermocouple de type K de 1 mm de diamètre permettant de contrôler en temps réel la température de la cartouche : cette information est reliée à un système de sécurité de type « tout ou rien » qui peut à tout instant interrompre l'alimentation électrique de la cartouche en cas de nécessité. La tension et l'intensité du courant aux bornes de la cartouche chauffante sont enregistrées afin de suivre l'évolution temporelle de la puissance électrique en temps réel.

En ce qui concerne le cylindre, à la vue des résultats de modélisation précédents sous Comsol®, nous avons décidé de munir le cylindre de 3 thermocouples de 3mm de diamètre. Chaque thermocouple est placé dans la zone en cuivre du cylindre aux emplacements suivants :

- dans la section centrale arrière de la zone en cuivre ($z^*=0$, $\theta=180^\circ$), là où on doit obtenir les températures les plus élevées. Il est placé sur l'axe à 15 mm sous la surface du cylindre.
- deux autres sont placés à chaque extrémité de la zone en cuivre, et de façon symétrique. Leur emplacement est respectivement $z^* = 250\text{mm}$ et $z^* = -250\text{mm}$; ils sont décalés de 25° par rapport au thermocouple central pour des raisons d'usinage, soit donc $\theta=155^\circ$.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

La figure 3.48 présente ce dispositif ainsi que le positionnement des 4 thermocouples internes : 1 pour la cartouche et 3 pour le cylindre.

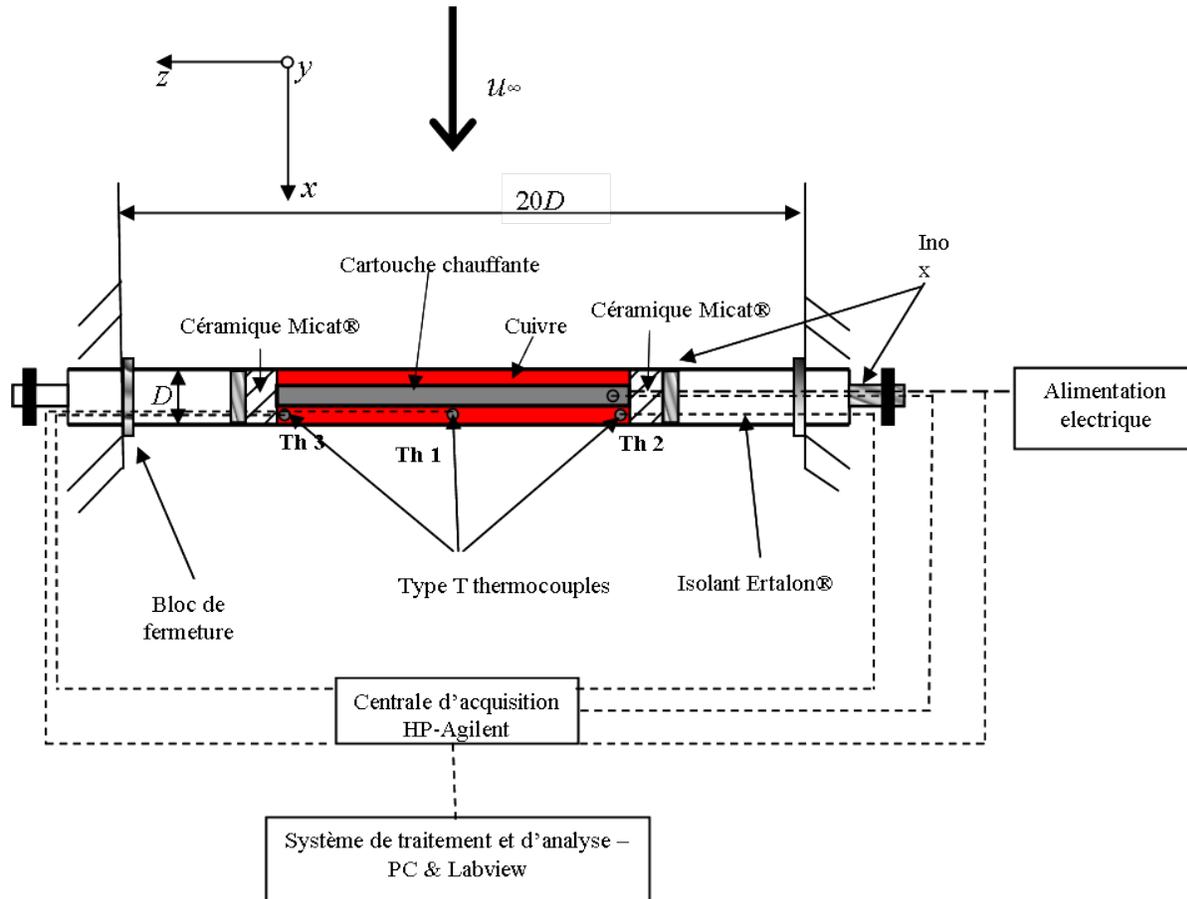


FIGURE 3.48 – Schéma de l'emplacement des thermocouples dans le cylindre et du système d'acquisition

En complément, des thermocouples de type T sont placés le long de certaines parois de la veine d'essais afin de suivre aussi l'évolution des températures de parois à l'intérieur de la veine. Cela est fait afin de voir si les parois transparentes ne sont pas soumises à un risque de déformation sous l'effet de la chaleur. On place donc 8 thermocouples en parois, deux sur chaque face de la veine d'essais dans la section comprenant le cylindre, comme le montre la figure 3.49.

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Enfin un dernier thermocouple de type K, de diamètre 1mm, est introduit dans la veine d'essai dans une section située en amont de la section du cylindre. Cette mesure permet de suivre la température de l'air aspirée dans la veine, notée T_{∞}^* .

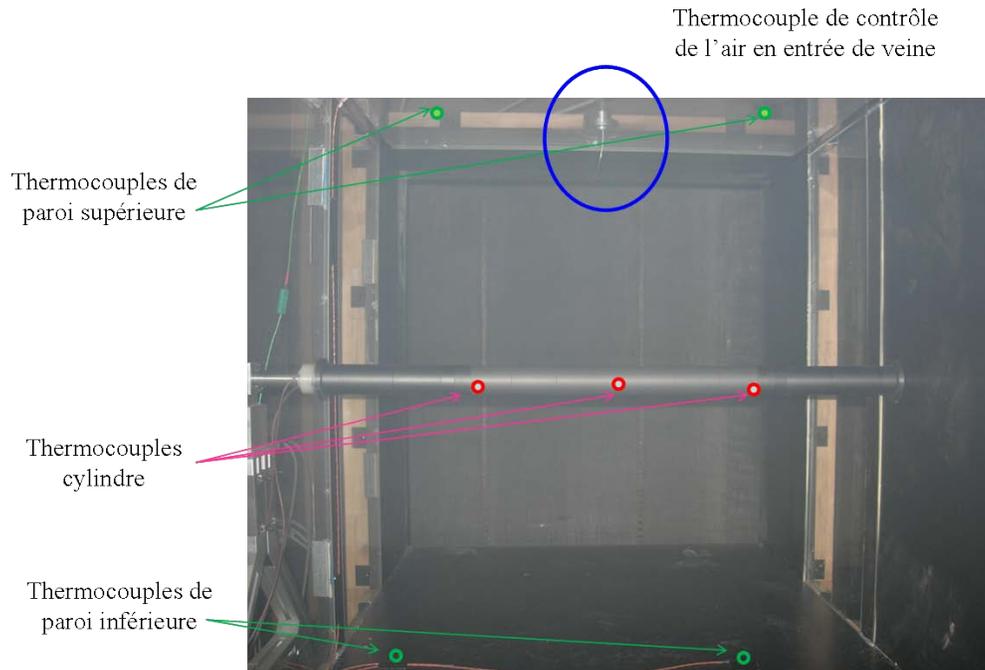


FIGURE 3.49 – Positionnement des thermocouples de contrôle des parois de la veine

L'acquisition de ces températures (parois de la veine, air en entrée de veine, cylindre) sont utiles pour connaître les conditions de fonctionnement du dispositif ainsi que les conditions limites de la veine d'essai. Elles n'ont pas d'intérêt dans la compréhension des phénomènes physiques qui interviennent dans l'écoulement.

La connaissance de ces températures peut donc se faire avec un intervalle de temps relativement important, contrairement aux mesures dans le sillage comme on l'analysera par la suite. C'est pourquoi, nous nous sommes donnés une fréquence d'acquisition peu élevée : on procède à 1 mesure toutes les 10 secondes, ce qui est largement suffisant pour suivre la mise en régime du cylindre et l'évolution des conditions aux limites ambiantes.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

L'ensemble de ces données est acquis par la centrale HP-Agilent et est enregistré puis traité par un premier programme sous LabView®; dont l'organigramme est présenté ci-dessous.

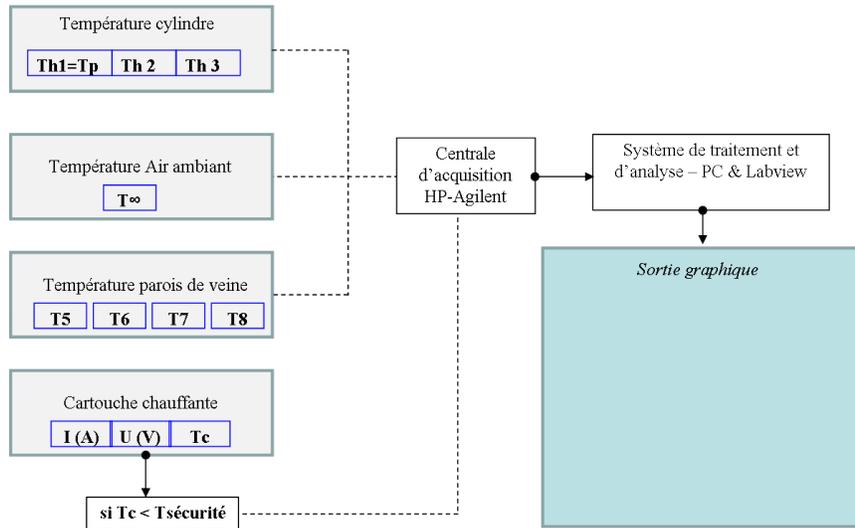


FIGURE 3.50 – Organigramme du programme LabView® de traitement des données de contrôle

Mesures de la température de l'air dans le sillage du cylindre

Les mesures effectuées auront pour objectif de fournir les températures de l'écoulement d'air dans le sillage du cylindre. Elles doivent permettre de représenter le champ thermique moyen, fluctuant, et permettre aussi une analyse spectrale des signaux de température.

Pour cela, le thermocouple doit assurer les trois caractéristiques essentielles suivantes :

- une grande sensibilité afin de pouvoir capter précisément les fluctuations de température, ce qui doit se traduire à travers un temps de réponse faible,
- une grande précision,
- une intrusion la plus faible possible vis à vis de l'écoulement, pour ne pas perturber l'écoulement étudié.

En s'appuyant sur le savoir-faire du laboratoire, un peigne de thermocouple de type Chromel-Alumel de $12,7 \mu\text{m}$ de diamètre (soudure chaude) a été réalisé pour notre étude. Il est possible d'avoir une bonne estimation du temps de réponse τ dont la définition est donnée par l'expression : $\tau = \frac{\rho c_p V}{hS}$.

3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Les caractéristiques thermiques des matériaux utilisés pour réaliser le capteur sont consignées dans le tableau 3.5.

| Matériau | ρ ($kg.m^{-3}$) | λ ($W.m^{-1}.K^{-1}$) | c_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) |
|----------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------------|
| <i>Alumel</i> | 8603 | 29,9 | 518,7 |
| <i>Chromel</i> | 8731 | 19,5 | 443,4 |

TABLEAU 3.5 – Propriétés physiques des matériaux constituant le thermocouple

Le coefficient d'échange convectif intervenant dans le calcul du temps de réponse est estimé à partir de la corrélation proposée par KRAMERS [37] :

$$Nu = 0,42Pr^{0,2} + 0,57Pr^{0,33}Re^{0,5} \quad (3.17)$$

valable pour $0,01 < Re < 10000$ et $0,71 < Pr < 10000$. Le nombre de Reynolds est ici basé sur le diamètre du fil des thermocouples.

Il est possible aussi d'avoir un bon ordre de grandeur de l'amortissement de notre thermocouple. En considérant, en première approximation, le capteur comme un système du premier ordre, on peut montrer d'après les travaux de BENEDICT [68], que l'amortissement A du capteur soumis à une excitation sinusoïdale de la forme $T = T_{env} \sin(\omega t)$ s'exprime sous la forme :

$$A = 1 - \frac{1}{(1 + (\omega\tau)^2)^{0,5}} \quad (3.18)$$

où $1 - A$ est le rapport entre l'amplitude du signal reçu et celle du signal initial T_{env} .

En prenant une vitesse caractéristique de l'écoulement de 0,3 m/s, les calculs amènent à un temps de réponse de 7,8 ms (soit 128Hz) et un amortissement de 10% pour une fréquence d'excitation de 10 Hz. Ce capteur est donc tout à fait adapté à notre problème.

Le dispositif ainsi fabriqué comporte trois thermocouples identiques séparés d'une distance d'un demi diamètre, soit 25mm. Ils sont alors montés sur un support commun et constituent alors un peigne de thermocouples (figures 3.51 et 3.52).

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

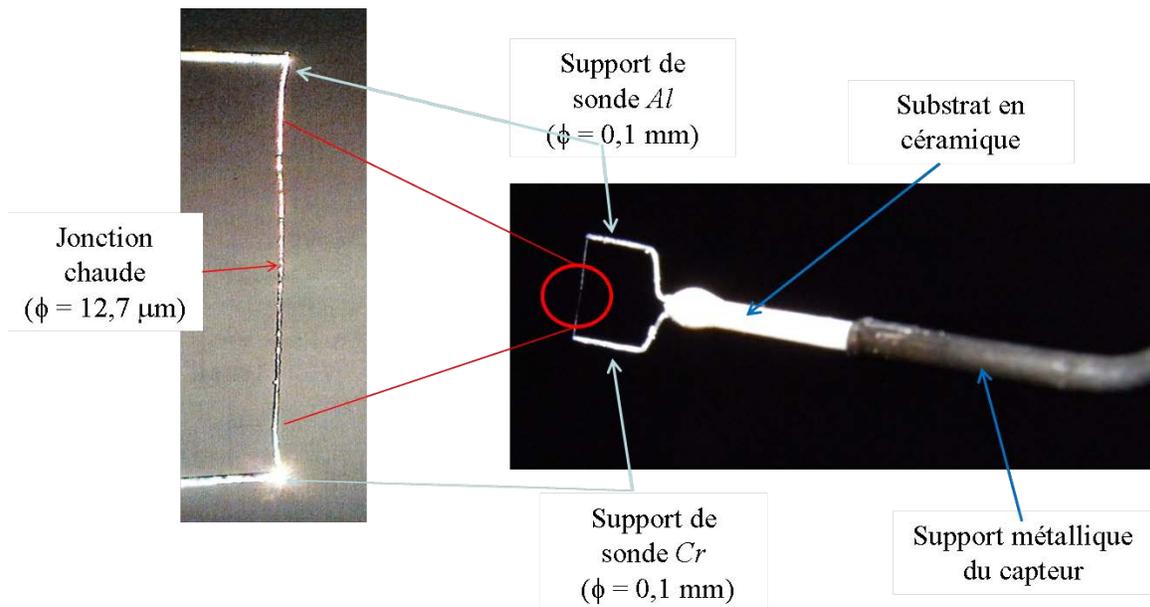


FIGURE 3.51 – Sonde thermocouple fin

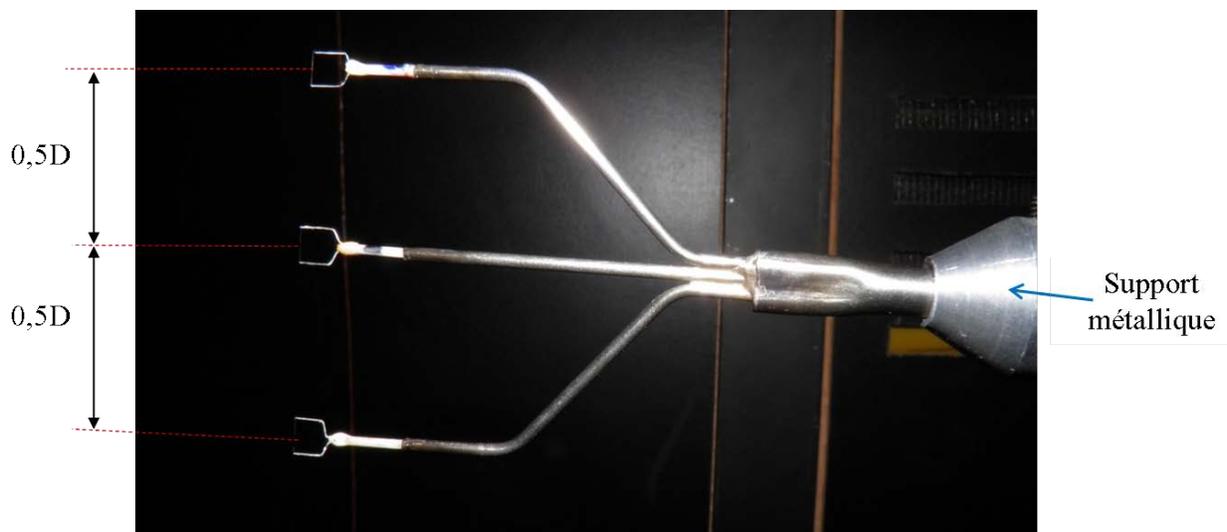


FIGURE 3.52 – Peigne de thermocouples fins

Précision des mesures

Aucun étalonnage de la chaîne de mesure n'a été effectué, et nous avons considéré la simple f.é.m de Seebeck comme coefficient directeur de la loi d'évolution linéaire de la température en fonction de la tension fournie par les 3 capteurs. Au final, la précision absolue (par rapport à la température de soudure froide) est alors estimée à $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Cependant, l'erreur relative entre deux mesures de température dans le sillage du cylindre est estimée à $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

Notre approximation ne prend pas en compte les conditions d'utilisation réelles des capteurs. Les phénomènes de conduction se produisant entre le fil de mesure et les broches du capteur peuvent générer des différences importantes entre la température renvoyée par le capteur et la température de l'écoulement qu'il est sensé mesurer. Etant données les faibles dimensions du capteur, on négligera ici les phénomènes de conduction dans les broches. D'autre part aucune correction radiative n'est apportée à la mesure de température. En effet, un bilan d'énergie entre le thermocouple (de température T_c), le cylindre (de température T_p) et les parois de la veine (de température moyenne T_{veine}) conduit à :

$$T_c - T_\infty + \frac{f_{12}\epsilon\sigma}{h} \cdot (T_c^4 - T_p^4) + \frac{f_{13}\epsilon\sigma}{h} \cdot (T_c^4 - T_{veine}^4) = 0 \quad (3.19)$$

où f_{12} est le facteur de forme du thermocouple vers le cylindre, f_{13} le facteur de forme du thermocouple vers les parois de la veine, h le coefficient d'échange convectif à la surface du thermocouple, ϵ l'émissivité du thermocouple et σ la constante de Boltzmann.

Pour résoudre l'équation précédente, il est obligatoire d'imposer T_{veine} étant donné que les variables T_∞ et T_p sont fixées par la condition $Ri = 2.77$. Ainsi pour une température de cylindre de 220°C , un écoulement à 20°C et des parois à 25°C et si l'on considère le pire des cas, c'est à dire le thermocouple très proche du cylindre (facteur de forme limite de 0,5), avec un thermocouple se comportant comme un corps noir (soit $\epsilon = 1$), la différence $T_\infty - T_c$ ne dépasse pas 1°C . Cette différence tend très rapidement vers 0 en s'éloignant du cylindre. Ainsi il est légitime de ne pas corriger les valeurs relevées par le thermocouple.

Enfin, en ce qui concerne ces trois thermocouples, il a été développé un second programme sous LabView afin de traiter les températures mesurées. L'organigramme ci-dessous résume les traitements effectués et les données recueillies.

3.2. TECHNIQUES DE MESURES

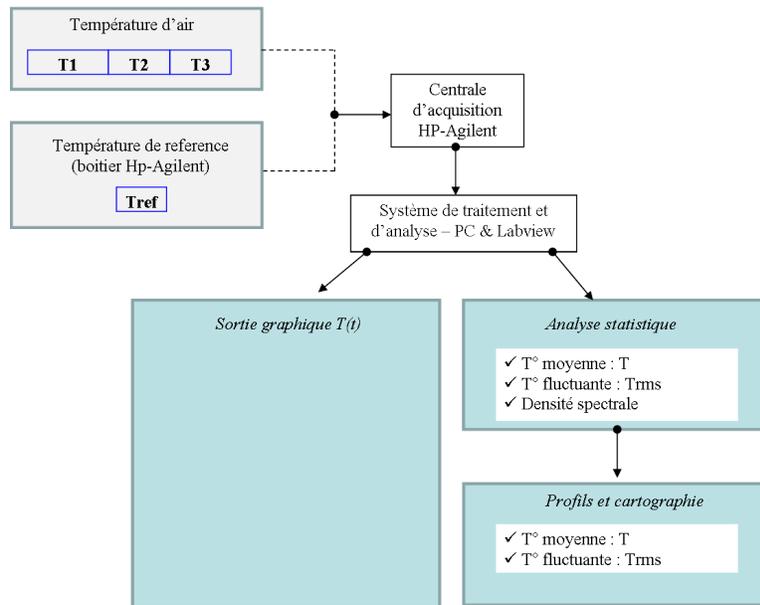


FIGURE 3.53 – Organigramme du programme LabView® de traitement des températures d'air dans le sillage du cylindre

L'acquisition de ces données se fait par l'intermédiaire de la centrale HP-Agilent pilotée elle-même par le programme LabView®. Cette méthode limite la fréquence d'acquisition sur les trois voies à 33Hz. Une étude rapide des signaux de température a montré que cette fréquence de est largement suffisante devant les fréquences caractéristiques de la convection mixte.

3.3 Caractérisation du dispositif expérimental

3.3.1 Caractérisation dynamique de l'écoulement

Afin de caractériser la qualité de la veine d'essai et surtout de l'écoulement, nous nous sommes placés en entrée de soufflerie. Des mesures par PIV ont été effectuées dans une section à la position $x = -8$. Les mesures ont été principalement réalisées en $z=0$, sur toute la hauteur de la veine ($-10 < y < 10$).

L'exploitation des mesures a été réalisée pour plusieurs vitesses distinctes allant de 0,3 à 10 m/s et a porté sur l'analyse de la composante moyenne de vitesse longitudinale U au centre de la veine, mais aussi dans les couches limites le long des parois supérieure ($y \sim 10$) et inférieure ($y \sim -10$) de la veine. On ne présentera ici que les résultats obtenus pour la vitesse nominale de référence, à savoir la vitesse de 0,3 m/s (figure 3.54).

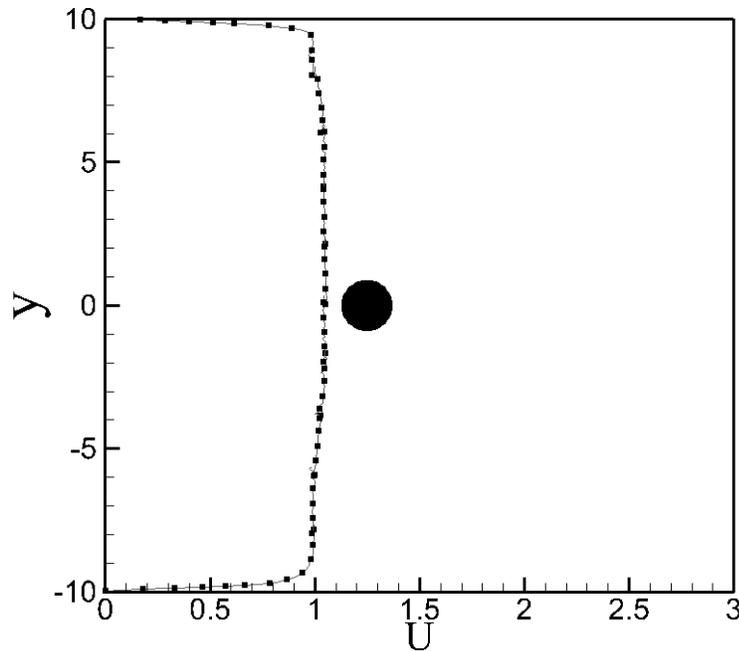


FIGURE 3.54 – Profil de vitesse moyenne longitudinale $U(x = -8; z = 0)$

Le résultat obtenu met en évidence une forme de profil attendu, présentant deux couches limites le long des parois supérieure et inférieure d'une épaisseur de 3cm. En dehors de ces couches limites, le profil de U montre une forme quasi uniforme sur la totalité de la hauteur de veine. En effet, en dehors des deux couches limites, les variations de vitesse moyenne U sont inférieures à 5%. Au niveau de l'écoulement impactant le cylindre, les variations sont inférieures à 2% pour $-1 < y < 1$. L'épaisseur des couches limites sont en adéquation avec les simulations RANS effectuées lors de l'étape de dimensionnement.

3.3. CARACTÉRISATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

En ce qui concerne les fluctuations de vitesse, elles ont fait l'objet d'une attention particulière. Le nid d'abeille, des grillages adaptés et le convergent ont été mis en place afin d'obtenir un taux de turbulence le plus faible possible. Ici, il n'est pas possible d'estimer directement le taux de turbulence de l'écoulement car nous n'avons accès qu'aux composantes longitudinale (U_{rms}) et verticale (V_{rms}) de vitesse fluctuante étant donné que les mesures sont effectuées dans le plan (xy) à $z = 0$. Pour cela, l'hypothèse $W_{rms} = V_{rms}$ a été utilisée. Le profil ainsi obtenu est donné figure 3.55

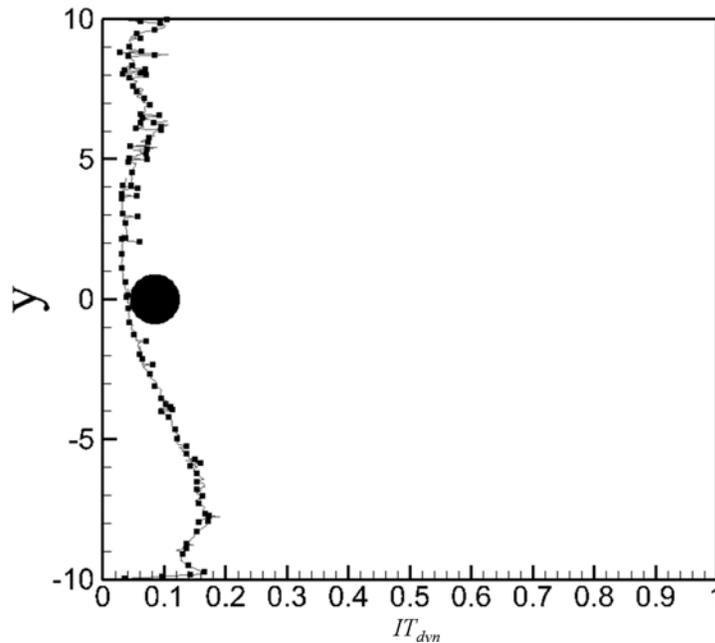


FIGURE 3.55 – Profil d'intensité de turbulence IT_{dyn} ($x = -8; z = 0$)

On notera ici que le profil d'intensité de turbulence est légèrement dissymétrique, et présente des valeurs supérieures dans la partie basse située en dessous du cylindre plutôt que dans la partie haute située au dessus du cylindre. En haut, cette intensité est de l'ordre de 4 à 10%, tandis qu'en bas elle peut atteindre jusqu'à 18% localement (en $y = -8$). Au niveau de l'écoulement impactant le cylindre ($-1 < y < 1$), l'intensité relevée atteint 4%, ce qui reste faible, mais supérieur à ce qu'on rencontre habituellement sur ce type de soufflerie.

Le problème est ici la basse vitesse à laquelle on travaille. En effet, pour les vitesses débitantes supérieures, le taux de turbulence chute rapidement avec la vitesse débitante et l'on obtient une uniformité en dehors des couches limites meilleure. Par exemple, on note moins de 0,46% d'intensité de turbulence pour les vitesses supérieures ou égales à 1,02 m/s. A 0,53 m/s, ce taux se situe autour de 4% en moyenne avec 1% au centre de la veine.

La soufflerie ainsi conçue possède des taux de turbulence inférieurs à 1% de la vitesse pour des vitesses supérieures à 0,53 m/s, mais pas pour la plus basse vitesse. Malgré tout, son utilisation pour la vitesse de 0.3 m/s reste envisageable.

3.3.2 Caractérisation thermique de l'écoulement

Le local dans lequel est installée la soufflerie est un hall de très grand volume. Il présente une certaine stratification thermique naturelle. Conscient de cette situation, nous avons effectué des mesures de température dans le plan de mesure précédent au moyen d'un thermocouple de type K standard. Le résultat montre qu'il existe une légère stratification thermique avec une différence maximale de température de 1°C entre la paroi supérieure et la paroi inférieure. Cependant, cet écart n'est pas significatif devant les écarts de température sur le cylindre (de l'ordre de 200°C en régime de référence) et ne jouera pas sur les effets de gravité (variation de masse volumique de l'ordre de $0,34\%$) dans la zone amont.

D'une manière générale, l'écoulement généré par la soufflerie dans nos conditions d'utilisation de référence ($U_{\infty}^* = 0,3\text{m/s}$ et $T_{\infty}^* = 20^{\circ}\text{C}$) est suffisamment "propre" en entrée de veine compte tenu des difficultés de générer un écoulement de si basse vitesse dans une section de si grande taille ($1 \times 1\text{m}^2$).

3.3.3 Caractérisation thermique du cylindre

L'uniformité en température est mesurée par les trois thermocouples situés dans la partie cuivre du cylindre : Th1 situé au centre du cylindre, Th2 et Th3 étant les thermocouples de périphérie. Les relevés ainsi obtenus par le programme LabView® permettent de suivre l'établissement thermique du cylindre (figures 3.56 et 3.57). On notera que les températures sont présentées sous forme adimensionnelle avec : $\Theta 1$: centre; $\Theta 2$: extrémité gauche; $\Theta 3$: extrémité droite.

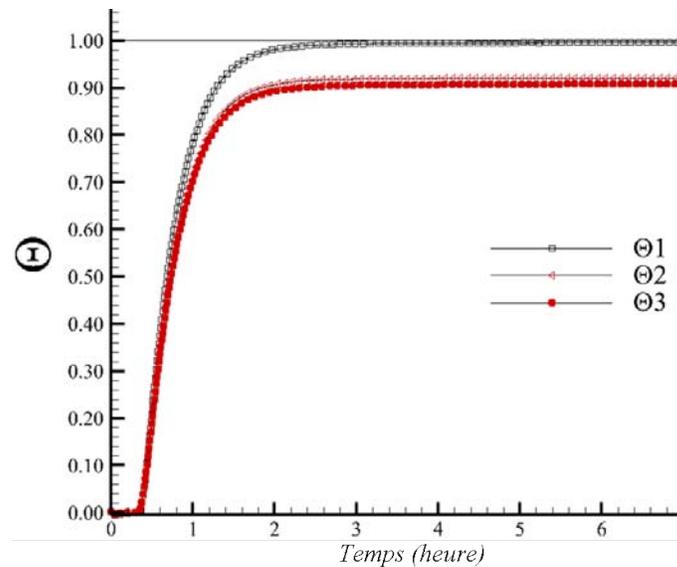


FIGURE 3.56 – Caractérisation thermique du cylindre ($Re_{\text{inf}} = 1090 - Ri = 2.77$)

3.3. CARACTÉRISATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

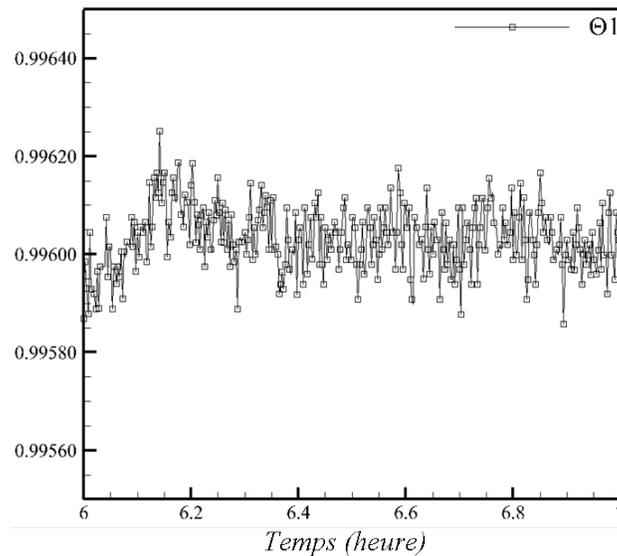


FIGURE 3.57 – Caractérisation thermique du cylindre ($Re_{inf} = 1090 - Ri = 2.77$)

Ces figures nous renseignent sur deux résultats principaux. D'abord, d'après la courbe correspondant à Θ_1 , 3 heures sont nécessaires pour atteindre une précision de l'ordre de 99,5% de la valeur finale (5 fois le temps caractéristique). Au-delà, la température est quasi stationnaire. La figure de droite présente en détail cette même évolution entre 6 et 7 heures : la variation autour de la valeur moyenne se situe entre 0,99585 et 0,99625, soit moins de 0,04% autour de la valeur moyenne. On peut donc logiquement considérer que le régime stationnaire est bien atteint. Sur cet exemple, la consigne de température de 220°C n'est pas tout à fait atteinte car la valeur stationnaire n'est que de 0.996 et non 1, ce qui représente un écart de 0,4% de la consigne et équivaut à un écart de température de $0,8^{\circ}\text{C}$. Rappelons que la précision de mesure est de l'ordre de $0,5^{\circ}\text{C}$.

Ensuite, la comparaison des trois profils laisse à penser que le gradient de température à la surface du cylindre n'est pas négligeable. En effet, les courbes représentatives de Θ_2 et de Θ_3 témoignent d'une part qu'on atteint aussi l'état stationnaire, et d'autre part que les effets latéraux semblent modestes puisque ces deux courbes semblent quasi confondues. Il n'en est pas de même de Θ_1 : on note par contre un écart significatif entre les températures aux deux positions mesurées (centre et extrémité). Cet écart est de l'ordre de 10% avec la valeur de consigne, ce qui implique des pertes latérales importantes de part et d'autre de la zone chauffée du cylindre.

Pour être sûr, des mesures par caméra infrarouge ont été réalisées sur la surface du cylindre en plaçant la caméra à l'arrière de la veine. Le thermogramme obtenu permet de proposer le profil de température suivant présenté par la figure 3.58.

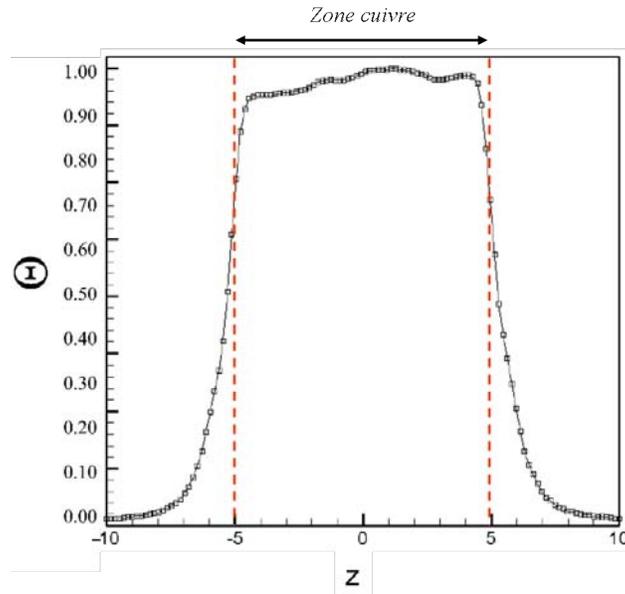


FIGURE 3.58 – Température à la surface du cylindre à $Re_{\text{inf}} = 1090 - Ri = 2.77$ (mesure caméra IR)

Spatialement nos mesures montrent en effet une dissipation au contact du Micat® en $z = -5$ et $z = 5$. Sur la partie centrale, le profil en Θ évolue entre 0.94 et 1, ce qui se traduit par un écart relatif inférieur à 6% sur la partie chauffée du cylindre. On observe aussi que la partie gauche du cylindre semble légèrement moins chaude que la partie droite. Cependant, ces écarts restent suffisamment faibles et conformes à nos simulations sous Comsol® : on pourra donc considérer que dans la plage $-4 < z < 4$, soit plus de 40 cm de sa longueur, la température du cylindre est quasi-constante.

3.4 Conclusion du chapitre

Une soufflerie subsonique ouverte et un cylindre chauffé ont été réalisés par les branches Fluide et Thermique de l'Institut Pprime dans le but d'étudier un écoulement de convection mixte en aval d'un cylindre chauffé horizontal.

La soufflerie construite permet de descendre à des vitesses très faibles, de l'ordre de 0,3 m/s dans la veine. Dans notre configuration de référence, des mesures par PIV-2D ont permis de quantifier l'écoulement généré en entrée de veine cette vitesse. L'uniformité moyenne est satisfaisante. L'intensité de turbulence, bien que supérieure aux souffleries classiques, reste acceptable pour le faible niveau de vitesse débitante.

Le système de cartouche électrique permet d'avoir une température quasi-constante à la surface du cylindre pour lequel on note un écart maximal entre le milieu et ses extrémités

3.4. CONCLUSION DU CHAPITRE

inférieur à 6%, pour le niveau de température testé $T_p^* = 220^\circ C$.

La technique mise en place pour estimer le champ dynamique est la PIV-2D. Elle sera limitée à l'approche 2D, car la configuration étudiée rend impossible le recours à la PIV stéréo 3D. La prospection du champ dynamique sera donc limitée expérimentalement aux plans de mesures définis (xy) ou (xz) . En ce qui concerne le champ de température, un peigne de thermocouples rend accessible une description 3D du champ thermique dans le sillage du cylindre afin d'étudier le régime de convection mixte.

Comme on vient de le souligner, la description des champs dynamiques et thermiques par voie expérimentale se fera uniquement dans les plans 2D avec des conditions aux limites délicates bien que le maximum de soin ait été apporté dans leur conception et réalisation. Il est donc possible que les conditions limites expérimentales aient une influence sur le développement du sillage.

C'est la raison pour laquelle, il nous semble opportun et nécessaire de développer en parallèle une démarche numérique pour laquelle les conditions aux limites seront simplifiées. Cette première étape doit nous permettre d'initier notre domaine de connaissances pour ce régime de convection mixte.

Chapitre 4

Modélisation numérique

Sommaire

| | | |
|------------|----------------------------------------|------------|
| 4.1 | Introduction | 112 |
| 4.2 | Simulation directe (DNS) | 112 |
| 4.3 | Equations de conservation | 113 |
| 4.4 | Résolution numérique | 115 |
| 4.4.1 | Discrétisation spatiale et temporelle | 115 |
| 4.4.2 | Problème de Poisson et parallélisation | 117 |
| 4.5 | Méthode IBM | 119 |
| 4.6 | Conclusion du chapitre | 121 |

Ce chapitre décrit brièvement les méthodes numériques utilisées pour simuler l'écoulement en aval du cylindre chauffé.

4.1 Introduction

La modélisation numérique par résolution directe des équations de Navier Stokes (DNS) est devenue un moyen puissant d'appréhender les développements tridimensionnels d'un écoulement turbulent puisque toutes les échelles spatiales (jusqu'à l'échelle de Kolmogorov) sont résolues. Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé un code de recherche développé au sein de l'équipe COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques) de la branche Thermique de l'Institut Pprime. Ce code repose sur une technique de discrétisation en différences finies et le schéma utilisé est un schéma d'ordre deux en temps et en espace. Le code intègre une gestion de type frontière immergée, dénommée par la suite méthode IBM (pour "Immersed Boundary Method") validée à partir de géométries complexes telles que les canaux ondulés (par exemple PHAM *et al.* [69]). Ce chapitre est consacré à une présentation succincte de l'outil numérique employé. Nous précisons également que le code utilisé a déjà été testé dans le cas d'écoulements de type convection forcée, PHAM *et al.* [69] et convection naturelle, PHAM *et al.* [70] et a donné d'excellentes comparaisons avec les résultats expérimentaux.

4.2 Simulation directe (DNS)

La simulation numérique directe permet de capter l'ensemble des échelles, des plus énergétiques (échelles intégrales l) aux plus petites (échelles de Kolmogorov η). Une telle approche nécessite une résolution spatiale de l'ordre de grandeur de η et un avancement en temps relativement fin pour décrire les échelles temporelles. En turbulence homogène isotrope, le rapport entre l'échelle intégrale et l'échelle de Kolmogorov suit la loi suivante :

$$\frac{l}{\eta} \propto Re^{3/4} \quad (4.1)$$

La turbulence étant par nature tridimensionnelle, le nombre d'éléments nécessaire est donc proportionnel à $Re^{9/4}$. En parallèle, le rapport entre les échelles temporelles de l'écoulement et les échelles temporelles de Kolmogorov est estimé proportionnel à $Re^{1/2}$. Le temps CPU (Central Processing Unit) de calcul est donc de l'ordre de $Re^{11/4}$ pour un calcul direct. On comprend alors que pour des écoulements turbulents à $Re > 300$ pour un écoulement autour d'un cylindre, la simulation directe reste extrêmement coûteuse en ressources informatiques mais demeure néanmoins le seul moyen d'appréhender au mieux les phénomènes physiques réels (à l'erreur du schéma numérique près).

4.3 Equations de conservation

L'écoulement autour d'un cylindre peut être représenté par les équations de Navier-Stokes qui expriment la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, auxquelles viennent s'ajouter les équations de conservation de l'énergie totale. Les équations de base qui régissent l'écoulement d'un gaz parfait incompressible mais dilatable dans l'espace physique sont donc les équations de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie), ainsi que l'équation d'état des gaz parfaits comme le présentent les équations suivantes :

Conservation de la masse :

$$\frac{D\rho^*}{Dt^*} + \rho^* \nabla \cdot u^* = 0 \quad (4.2)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho^* \frac{Du^*}{Dt^*} = -\nabla p'^* + (\rho^* - \rho_0^*)g + \nabla \cdot \sigma^* \quad (4.3)$$

Conservation de l'énergie :

$$\rho^* c_p^* \frac{DT^*}{Dt^*} = \nabla \cdot \lambda^* \nabla T^* \quad (4.4)$$

Equation d'état pour un gaz parfait :

$$p_0^* = R^* \rho^* T^* \quad (4.5)$$

avec les composantes de vitesse $u^* = (u_1^*, u_2^*, u_3^*)$, la pression p'^* et la température T^* , $\frac{D(\cdot)}{Dt^*} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t^*} + u^* \cdot \nabla(\cdot)$ représente la dérivée particulaire, g le vecteur de gravité orienté suivant l'axe vertical descendant, $\sigma^* = \mu^* (\nabla u^* + (\nabla u^*)^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u^*) I$ le tenseur des contraintes visqueuses, t^* le temps.

Les propriétés thermo-physiques du fluide sont :

- la masse volumique ρ^* , calculée à partir de l'équation d'état
- la viscosité dynamique de l'air, liée à la température par la relation de Sutherland :

$$\mu^* = \frac{1,4578 \times 10^{-6} T^{*1,5}}{T^* + 110,4}$$
- la conductivité thermique λ^* , calculée à partir de la relation : $\lambda^* = \frac{\mu^* c_p^*}{Pr}$
- la capacité calorifique à pression constante c_p^* , ici constante
- le nombre de Prandtl ici fixé à 0,71
- R^* est la constante des gaz parfaits.

4.3. EQUATIONS DE CONSERVATION

L'ensemble des équations présentées ci-avant peut s'écrire sous forme adimensionnée à partir des grandeurs caractéristiques de référence. Ceci présente le double avantage de dégager des groupements sans dimension, caractérisant et régissant le développement de l'écoulement et d'un point de vue numérique, de "travailler" avec des variables réduites. Toutes les grandeurs utilisées dans les équations sont adimensionnées à partir des grandeurs de référence suivantes :

| Grandeurs | Variables | Grandeurs | Variables |
|-------------|----------------------------------|--------------------------|------------------------------------------|
| Coordonnées | $x = \frac{x^*}{D^*}$ | Température | $T = \frac{T^* - T_0^*}{T_s^* - T_0^*}$ |
| Vitesse | $u = \frac{u^*}{U_0^*}$ | Pression thermodynamique | $p_0 = \frac{p_0^*}{\rho_0^* R^* T_0^*}$ |
| Temps | $t = \frac{t^* U_0^*}{D^*}$ | Fluctuation de pression | $p' = \frac{p'^*}{\rho_0^* U_0^{*2}}$ |
| Densité | $\rho = \frac{\rho^*}{\rho_0^*}$ | Viscosité dynamique | $\mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*}$ |

TABLEAU 4.1 – Variables adimensionnelles

Les équations adimensionnées s'écrivent alors :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot u = 0 \quad (4.6)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla p' - (\rho - 1) \frac{\delta_{iz}}{Fr^2} + \frac{1}{Re} \nabla \cdot \sigma \quad (4.7)$$

$$\rho \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot \left(\frac{1}{Re} \frac{1}{Pr} \nabla T \right) \quad (4.8)$$

$$p_0 = \rho (Fr^2 T + 1) \quad (4.9)$$

Cette transformation fait alors apparaître les nombres sans dimension suivants :

$Re = \frac{\rho_0^* U_0^* D^*}{\mu_0^*}$: nombre de Reynolds

$Pr = \frac{\mu_0^* c_p^*}{\lambda_0^*}$: nombre de Prandtl

$Fr = \frac{U_0^{*2}}{D^* g}$: nombre de Froude

Notre modèle n'utilise donc pas l'approximation de Boussinesq. Il permet donc d'étudier des configurations avec de grands écarts de température.

4.4 Résolution numérique

4.4.1 Discrétisation spatiale et temporelle

Dans le cas d'une simulation directe (DNS), l'ensemble des échelles de l'écoulement doit être résolu directement, ce qui impose alors l'utilisation d'un maillage suffisamment fin pour bien capter toutes les échelles. Cette méthode nécessite également des schémas numériques précis n'introduisant pas trop de dissipation numérique.

Dans ces conditions, les simulations numériques directes sont généralement développées avec l'emploi de schémas d'ordres élevés [71], [72], [73]. Les méthodes spectrales sont alors généralement utilisées et, pour atteindre des ordres supérieurs à l'ordre 2, des conditions limites de type périodique doivent être utilisées [74], [75]. De plus, les géométries complexes rendent délicates les transformations de maillage à effectuer. Néanmoins, des simulations directes à partir de schémas d'ordre 2 et d'une discrétisation dans l'espace physique ont été réalisées avec succès [76], [77], [78], l'ordre 2 présentant le double avantage d'accéder à des géométries plus complexes tout en prenant en compte une multitude de conditions limites.

Pour la discrétisation temporelle, le schéma adopté pour résoudre le système des équations de conservation est du type Adams-Bashforth de différences finies semi-implicite d'ordre 2 [79]. Le schéma s'organise en deux étapes, dites de prédiction et de correction. Afin de passer de l'instant n à l'instant $n+1$, les différentes procédures au cours des 2 étapes se résument :

A - Procédure au cours de l'étape de prédiction (n) à (+)

1/ A partir des variables de l'écoulement à l'instant n :

$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|^n$ et $\left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|^n = -\rho \frac{Fr^2}{Fr^2 T+1} \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|^n$ sont estimées.

2/ Prédiction de la densité ρ^+ et de la température T^+ :

$$\frac{\rho^+ - \rho^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} \left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|^n - \frac{1}{2} \left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|^{n-1} \quad (4.10)$$

et

$$T^+ = \frac{1}{Fr^2} \left(\frac{p_0}{\rho^+} - 1 \right) \quad (4.11)$$

3/ Détermination des vitesses intermédiaires à partir des équations de conservation de quantités de mouvement sans prendre en compte la contribution de la pression [80] :

4.4. RÉOLUTION NUMÉRIQUE

$$\frac{\rho^+ \hat{\mathbf{u}} - \rho^n \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} \mathbf{F}^n - \frac{1}{2} \mathbf{F}^{n-1} \quad (4.12)$$

avec $\mathbf{F} = -\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\rho - 1) \frac{\delta_{iz}}{Fr^2} + \frac{1}{Re} \nabla \cdot \sigma$

4/ Recherche de la pression dynamique à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 p'^+ = \frac{1}{\Delta t} \left[\nabla \cdot (\rho^+ \hat{\mathbf{u}}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{++} \right] \quad (4.13)$$

où $\frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{++} = \frac{1}{2\Delta t} (3\rho^+ - 4\rho^n + \rho^{n-1})$

5/ Prédiction de la vitesse à partir du champ de pression obtenu :

$$\frac{\rho^+ \mathbf{u}^+ - \rho^+ \hat{\mathbf{u}}}{\Delta t} = -\nabla p'^+ \quad (4.14)$$

B - Correction - passage de (+) à (n+1)

1/ Les dérivées temporelles de température et de masse volumique sont estimées :

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Big|^{++} \text{ et } \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{++}$$

2/ Estimation de la densité et de la température :

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{++} - \frac{1}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^n \quad (4.15)$$

et

$$T^{n+1} = \frac{1}{Fr^2} \left[\frac{p_0}{\rho^{n+1}} - 1 \right] \quad (4.16)$$

3/ Détermination des vitesses à partir des équations de conservation de quantité de mou-

vement sans prendre en compte la contribution de la pression :

$$\frac{\rho^{n+1}\hat{\mathbf{u}} - \rho^n\mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{3}{2}\mathbf{F}^n - \frac{1}{2}\mathbf{F}^{n-1} \quad (4.17)$$

4/ Recherche de la pression dynamique à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 p^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \left[\nabla \cdot (\rho^{n+1}\hat{\mathbf{u}}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{n+1} \right] \quad (4.18)$$

où $\frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|^{n+1} = \frac{1}{2\Delta t}(3\rho^{n+1} - 4\rho^n + \rho^{n-1})$

5/ Correction de la vitesse à partir du champ de pression obtenu :

$$\frac{\rho^{n+1}\mathbf{u}^{n+1} - \rho^{n+1}\hat{\mathbf{u}}}{\Delta t} = -\nabla p^{n+1} \quad (4.19)$$

La stabilité temporelle du schéma utilisé est basée sur le critère du nombre de Courant-Friedrich-Levy.

4.4.2 Problème de Poisson et parallélisation

L'une des parties les plus coûteuses en temps de calcul pour un calcul incompressible ou faiblement compressible est la résolution de l'équation de Poisson, permettant d'accéder au champ de pression. Supposons l'équation de Poisson appliquée à un domaine tridimensionnel avec un nombre de points suivant chaque direction de discrétisation égal à N . La méthode de discrétisation impose alors un système linéaire de $N^3 \times N^3$ points à résoudre, dont la résolution avec une méthode directe de Gauss nécessite un ordre $O(N^6)$ d'opérations. Il est pratiquement impossible d'utiliser ce type de méthode pour des raisons de temps de calcul et des méthodes itératives moins "gourmandes" en calcul sont généralement préférées. Par exemple, la méthode de Gauss-Seidel offre un nombre d'opérations de l'ordre de $O(N^6 \log \epsilon)$ alors que le coût d'un gradient conjugué s'élève à $O(N^{9/2} \log \epsilon)$. La méthode de type "multigrid" permet de diminuer le nombre d'opérations jusqu'à $O(N^3 \log \epsilon)$. Cependant, ces méthodes itératives sont très sensibles et leur convergence reste intimement liée au problème à résoudre. Des méthodes spectrales sont également disponibles [81], [82] et le

4.4. RÉOLUTION NUMÉRIQUE

nombre d'opérations est de l'ordre de $O(N^3 \log N)$ [83]. Vu le coût du nombre d'opérations, la résolution spectrale a été retenue pour l'équation de Poisson et nous allons rapidement décrire cette méthode dans le cas d'une équation en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = f(x, y, z) \quad (4.20)$$

Tout d'abord, l'équation de Poisson se discrétise en différences finies suivant :

$$\frac{p_{i+1,j,k} - 2p_{i,j,k} + p_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \frac{p_{i,j+1,k} - 2p_{i,j,k} + p_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} + \frac{p_{i,j,k+1} - 2p_{i,j,k} + p_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} = f_{i,j,k} \quad (4.21)$$

En appliquant la transformation rapide de Fourier sur l'équation précédente dans la direction z et ensuite dans la direction y pour un maillage décalé, on obtient :

$$\begin{cases} \hat{p}_k = \sum_{n=1}^N p_n e^{\frac{-2\pi \hat{j} k (n-1/2)}{N}} \\ \hat{p}_j = \sum_{m=1}^M p_m e^{\frac{-2\pi \hat{j} j (m-1/2)}{M}} \end{cases} \quad (4.22)$$

avec $\hat{j}^2 = -1$. On démontre aisément que la transformation rapide de Fourier se réduit en une somme de fonction de sinus, ou de cosinus, en fonction des conditions aux limites de type Dirichlet ou Neumann respectivement. Par exemple, pour des conditions limites de Dirichlet et Neumann dans les directions z et y respectivement, la transformation rapide donne :

$$\begin{cases} \hat{p}_k = \sum_{n=1}^N p_n \sin\left(\frac{\pi k (n-1/2)}{N}\right) \\ \hat{p}_j = \sum_{m=1}^M p_m \cos\left(\frac{\pi (j-1) (m-1/2)}{M}\right) \end{cases} \quad (4.23)$$

L'équation de Poisson peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\hat{p}_{i+1,j,k} - 2\hat{p}_{i,j,k} + \hat{p}_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \lambda_y \hat{p}_{i,j,k} + \lambda_z \hat{p}_{i,j,k} = \hat{f}_{i,j,k} \quad (4.24)$$

Avec :

$$\begin{cases} \lambda_z &= \frac{1}{\Delta z^2} \left(2\cos\left(\frac{n\pi}{N}\right) - 2 \right) \\ \lambda_y &= \frac{1}{\Delta y^2} \left(2\cos\left(\frac{(m-1)\pi}{M}\right) - 2 \right) \end{cases} \quad (4.25)$$

L'équation de Poisson ainsi exprimée forme un système linéaire tri-diagonal, la résolution s'effectuant en $O(N^3)$ nombre d'opérations. Après avoir résolu le système linéaire, la solution est considérée comme s'assimilant à des ondes dans l'espace fréquentiel et une transformation inverse de Fourier est appliquée pour en déduire la solution dans l'espace physique. Le coût total en nombres d'opérations est donc de l'ordre de $O(N^3 \log N)$.

La méthode de transformation rapide de Fourier présentée ici offre une efficacité en termes de temps de calcul. De plus il s'agit d'une méthode directe, donc très stable aussi bien en temps de calcul qu'en précision. Néanmoins, cette technique offre également quelques rigidités. Premièrement, elle ne peut s'adapter à plusieurs conditions limites qu'à l'ordre deux. Si l'ordre du schéma utilisé est supérieur à deux, seules les conditions de périodicité peuvent être prises en compte. Deuxièmement, cette méthode offre une certaine lourdeur lors de la parallélisation du code de calcul en multi-domaines notamment dans la direction de la transformation de Fourier rapide. Pour éviter ces difficultés, le code a été parallélisé en découpant le domaine par tranche suivant la direction de l'écoulement principal (x) pour la résolution de la vitesse et de la température. La parallélisation du module de Poisson utilise la transformation de Fourier suivant la direction x et cette dernière s'effectue en tranche suivant la direction y . Cela nécessite un transfert croisé entre les processeurs pour obtenir l'ensemble des données après la transformation de Fourier rapide sur chaque processeur. Cette méthode permet d'éviter la parallélisation de l'algorithme de transformation de Fourier rapide, offrant un gain considérable en fonction du nombre de processeurs et permettant d'assurer une précision équivalente par rapport à un calcul séquentiel.

4.5 Méthode IBM

Le choix du schéma numérique s'est porté sur un schéma de différences finies. En effet, en conservant un maillage régulier, le filtrage explicite s'effectue de manière similaire et homogène sur l'ensemble du domaine de calcul. De plus, pour des raisons techniques, une telle méthode nous permet d'optimiser la taille mémoire et donc de prendre en compte des maillages d'autant plus significatifs. Cependant, lorsqu'on s'intéresse à des géométries non régulières avec un maillage non cartésien, l'efficacité des méthodes par différences finies n'est plus assurée. En effet, lorsque la géométrie est irrégulière, les difficultés proviennent du traitement des conditions aux limites, les interpolations réalisées entre les points frontières et ceux internes au domaine pouvant générer des erreurs substantielles au voisinage de rayons de courbure importants et de fortes discontinuités des frontières géométriques.

Afin de prendre en compte le rayon de courbure du cylindre sans augmenter significativement le temps de calcul, une technique dite "Immersed Boundary Method" a été utilisée. Cette méthode s'est montrée très efficace pour des géométries de type canaux ondulés, HONG [84]. Elle repose principalement sur le principe d'imposer des forces par l'intermédiaire de termes sources pour tenir compte de la présence des parois. Un maillage régulier en coordonnées cartésiennes est utilisé pour les simulations numériques, et afin de représenter la frontière rigide, une force directe F_i est implicitement ajoutée aux équations (BALARAS [85]). De cette façon, un domaine complexe comme celui correspondant à la zone fluide entourant le cylindre, peut être simulé par cette technique à partir d'un maillage cartésien régulier.

Il existe plusieurs techniques et celle dénommée "forcing-points" définit les forces au voisinage de la frontière immergée. Une seconde technique consiste, par une méthode de reconstruction, à utiliser uniquement les points de fluide situés autour de la frontière. Alors que la première technique a été largement utilisée dans les domaines biomédicaux et, est considérée comme robuste, la technique de reconstruction doit s'appliquer afin d'être la plus flexible possible, ORLANDI *et al.* [86], MITTAL *et al.* [87], tout en assurant un ordre de précision le plus élevé possible. Plusieurs variantes existent, YANG *et al.* [88], alors que la très populaire méthode de reconstruction par cellule fictive "ghost-cell" a été appliquée sur des écoulements de type surface ondulée ; une comparaison avec la méthode "body-fitted" a mis en évidence le très fort potentiel des techniques IBM. Notons que la méthode par cellule fictive n'est pas accessible en cas de frontières mobiles, ce qui explique que YANG *et al.* [88] aient proposé une méthode de reconstruction locale similaire en n'utilisant que les points fluides. Le développement du code de calcul s'est donc plus particulièrement basé sur une technique numérique similaire en s'intéressant plus particulièrement au caractère turbulent et aux transferts de chaleur associés.

Tout d'abord, le maillage cartésien est divisé en trois catégories de points différents :

- les "forcing-points" qui correspondent aux points de fluide ayant au moins un voisin dans la phase solide,
- les noeuds solides,
- le reste des noeuds qui correspond au fluide.

Comme le maillage est de type "décalé", les points de vitesse et de température ne sont pas aux mêmes positions, ce qui explicitement implique que les forcing points sont différents pour chaque composante de vitesse et de scalaire. Le principe de la méthode IBM est donné figure 4.1.

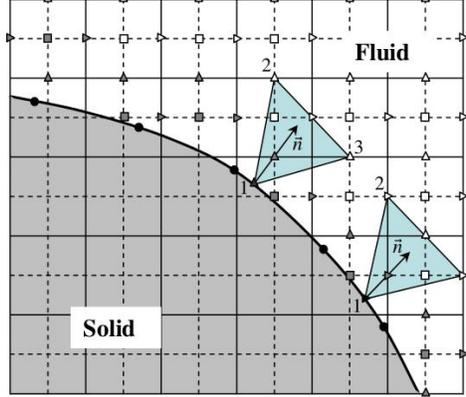


FIGURE 4.1 – Présentation de la méthode IBM - \triangleright : u (vitesse longitudinale) ; \triangle : v (vitesse transversale) ; \square : p (pression)

Détaillons l'application de ces "forcing-points" F_i^k :

$$F_i^k = \frac{u_s - \tilde{u}_i^k}{\Delta t} - RHS_i^k \quad (4.26)$$

où RHS_i^k contient les termes de convection, de viscosité et du gradient de pression. Comme souligné précédemment, la plupart des forcing points ne coïncident pas avec les frontières solides, les vitesses et la température sont alors reconstruites par une procédure d'interpolation quadratique. Cette méthode d'interpolation du second ordre a été utilisée pour conserver la précision du schéma numérique. De la même façon, un traitement aux frontières pour la température a été appliqué à l'équation de conservation de l'énergie suivant :

$$\Phi^k = \frac{\theta_s - \tilde{\theta}^k}{\Delta t} - RHS_\theta^k \quad (4.27)$$

où RHS_{theta}^k contient les termes de convection et de diffusion de température. L'interpolation s'effectue au second ordre tandis que les coefficients d'interpolation sont estimés au début de la simulation lorsque l'on traite des frontières immobiles.

4.6 Conclusion du chapitre

Maintenant que le montage et les techniques de mesure ont été présentés ainsi que les outils numériques, il devient possible de décrire l'écoulement tant sur le plan dynamique que thermique en aval du cylindre. Nous nous proposons donc, dans le chapitre suivant, de découvrir l'organisation générale de l'écoulement pour la configuration de référence suivante : $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 2,77$ dans le cas d'un écoulement idéal, sans effet de confinement ou de discontinuité de chauffage.

4.6. CONCLUSION DU CHAPITRE

Chapitre 5

Etude de la convection mixte en milieu infini

Sommaire

| | | |
|------------|--------------------------------------------------------------|------------|
| 5.1 | Introduction | 124 |
| 5.2 | Domaine de calcul | 124 |
| 5.3 | Conditions limites | 125 |
| 5.4 | Validation des résultats en régime isotherme | 126 |
| 5.5 | Organisation générale de l'écoulement | 129 |
| 5.6 | Zones caractéristiques de l'écoulement moyen | 131 |
| 5.6.1 | Caractérisation dynamique | 131 |
| 5.6.2 | Caractérisation thermique | 142 |
| 5.6.3 | Caractérisation en vorticité ω_z | 146 |
| 5.7 | Zones caractéristiques de l'écoulement fluctuant | 148 |
| 5.7.1 | Caractérisation dynamique | 148 |
| 5.7.2 | Caractérisation thermique | 165 |
| 5.8 | Aspects instationnaires | 169 |
| 5.8.1 | Identification des structures cohérentes de convection mixte | 169 |
| 5.8.2 | Mécanisme de formation des SCM | 180 |
| 5.8.3 | Etude spectrale en sillage proche | 187 |
| 5.9 | Conclusion du chapitre | 192 |

Les premiers résultats concernent le cas d'un écoulement de convection mixte en régime turbulent en milieu infini et sont donc réalisés de manière numérique.

5.1 Introduction

La configuration de référence retenue dans notre étude correspond à un nombre de Reynolds amont - basé sur les conditions d'entrée - de 1090 et un nombre de Richardson de 2.77. Cela correspond à une vitesse amont de $0.3m/s$ et à une différence de température de $200K$ entre l'air amont et le cylindre chauffé. Le choix d'un tel régime de convection mixte nous garantit ainsi d'être dans une situation où les effets de flottabilité sont importants (cf. Chapitre 1). Afin de mieux comprendre les effets de pesanteur sur l'organisation de l'écoulement, le cas de l'écoulement isotherme, correspondant donc à un nombre de Richardson nul, a également été étudié. De plus, il existe une multitude de paramètres à fixer (taille du domaine, résolution spatiale...) : l'analyse à froid, ayant fait l'objet d'attentions particulières dans la littérature, devrait permettre de confronter et de confirmer nos choix.

5.2 Domaine de calcul

Le domaine de calcul est une boîte parallélépipédique représentée sur la figure 5.1. Le choix de la taille du domaine a été faite en tenant compte des principaux résultats de la littérature sur une géométrie semblable et pour des écoulements de convection forcée ou mixte comme résumé au tableau 5.1.

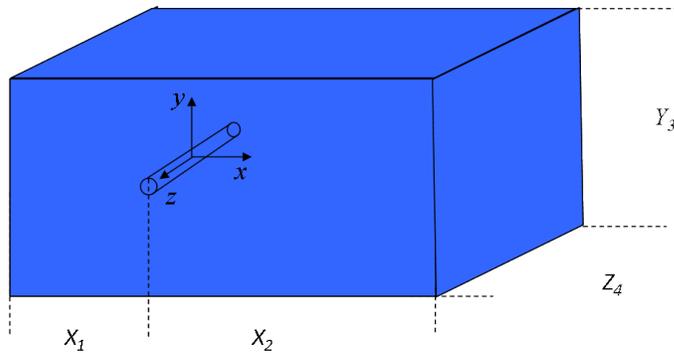


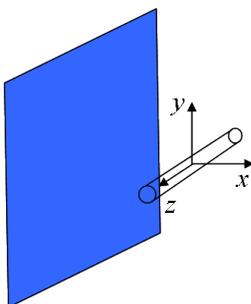
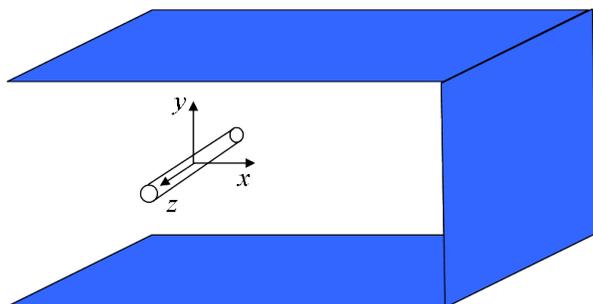
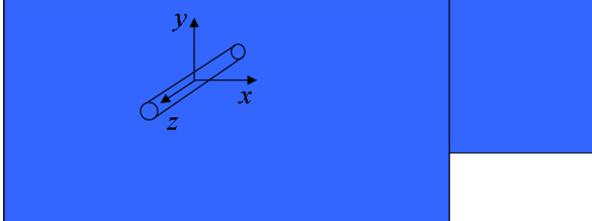
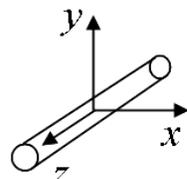
FIGURE 5.1 – Domaine de calcul

| Référence | Re_∞ | 2D/3D | Ri | X_1 | X_2 | Y_3 | Z_4 |
|----------------------------------|-------------|-------|------|-------|-------|-------|-------|
| KIEFT <i>et al.</i> [54] | 75 | 2D | 0-1 | 8 | 25 | 24 | |
| REN [52] | 85 | 3D | 1 | 8 | 25 | 18 | 4 |
| BHATTACHARRYA <i>et al.</i> [51] | 200 | 2D | 0-40 | 10 | 10 | 20 | |
| LABBÉ <i>et al.</i> [9] | 100-1000 | 3D | 0 | 15 | 15 | 15 | π |
| BRUN <i>et al.</i> [89] | 1500 | 3D | 0 | 3 | 10 | 13 | 8 |

TABLEAU 5.1 – Différentes tailles de domaines utilisés pour des écoulements autour d'un cylindre horizontal en régime de convection forcée ou mixte

5.3 Conditions limites

Les conditions limites de chaque paroi du domaine sont récapitulées dans le tableau 5.2. Au niveau des parois hautes et basses du domaine des conditions de sortie libre ont été appliquées, c'est à dire que le fluide peut entrer ou sortir du domaine en fonction de l'équilibre local à la frontière. Ce type de traitement se justifie dans l'hypothèse où l'on exclut tout effet de confinement sur les résultats.

| ENTRÉE | SORTIE |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|  <p> $U_{\infty}^* = 0.3m/s$ $T_{\infty}^* = 293K$ $IT_{dyn} = 2\%$ </p> |  <p> $\frac{\partial U_t^*}{\partial x_n^*} = 0$ $\frac{\partial U_n^*}{\partial t^*} = \frac{1}{\rho} F_n - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'^*}{\partial x_n^*}$ $p'^* = 0$ $\frac{\partial T^*}{\partial x_n^*} = 0$ </p> |
| CÔTÉS | CYLINDRE |
|  <p>Périodicité</p> |  <p> $U_p^* = 0m/s$ $T_p^* = 293K - Ri = 0$ $T_p^* = 493K - Ri = 2.77$ </p> |

TABEAU 5.2 – Conditions aux limites des calculs DNS réalisés

5.4 Validation des résultats en régime isotherme

Etant donné qu'un calcul DNS est extrêmement coûteux en temps, nous n'avons testé uniquement que deux tailles de domaine en faisant varier la longueur et la hauteur du domaine. La résolution spatiale du domaine de calcul a été choisie en fonction de la formule : $\eta = LRe^{-3/4}$ où η est l'échelle de Kolmogorov, L , l'échelle intégrale et Re , le nombre de Reynolds de l'écoulement moyen. Bien que cette formule soit valide en turbulence homogène isotrope, elle a néanmoins servi de critère pour le choix de la taille des mailles. La convergence du calcul est assurée par une condition de type Courant Friedlich Levy ($CFL = 1$). Le temps d'établissement dans notre configuration correspond à 5000 itérations temporelles et le calcul des valeurs moyennes a été fait sur la base de 30 cycles de détachement tourbillonnaire.

Afin de valider notre domaine et notre résolution spatiale, une vérification du nombre de Strouhal calculé à partir du signal temporel de vitesse dans le sillage du cylindre (en $x = 7; y = z = 0$) pour $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 0$ a permis de valider la taille et la résolution spatiale du domaine utilisé pour les deux domaines testés ($M1$ et $M2$, tableau 5.3).

| | X_1 | X_2 | Y_3 | Z_4 | $n_x \times n_y \times n_z$ | Δx | Δy | Δz | St |
|------|-------|-------|-------|-------|------------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------|
| $M1$ | 8 | 8 | 18 | 4 | $1024 \times 512 \times 128$ | $3, 12.10^{-2}$ | $3, 52.10^{-2}$ | $3, 13.10^{-2}$ | 0,227 |
| $M2$ | 5 | 20 | 20 | 4 | $1536 \times 768 \times 256$ | $1, 63.10^{-2}$ | $2, 60.10^{-2}$ | $1, 56.10^{-2}$ | 0,212 |

TABLEAU 5.3 – Paramètres des simulations DNS réalisées

Des données du nombre de Strouhal ont été extraites de la littérature pour ce type d'écoulement, tableau 5.4.

| ZHANG <i>et al.</i> [10] | CAO <i>et al.</i> [90] | TAMURA <i>et al.</i> [91] | CANTWELL <i>et al.</i> [92] |
|--------------------------|------------------------|---------------------------|-----------------------------|
| 0,212 | 0,217 | 0,216 | 0,190-0,220 |

TABLEAU 5.4 – Comparaison du nombre de Strouhal pour $Re_\infty = 10^3$ et $Ri = 0$

D'après le tableau 5.4 ci-dessus, la valeur du nombre de Strouhal pour le maillage $M2$ concorde avec celles de la littérature, ce qui nous permet de valider notre domaine ainsi que la résolution spatiale utilisée.

Le spectre de densité d'énergie du signal RMS de vitesse dans le sillage du cylindre en $x = 7 - y = 0$ est donné figure 5.2.

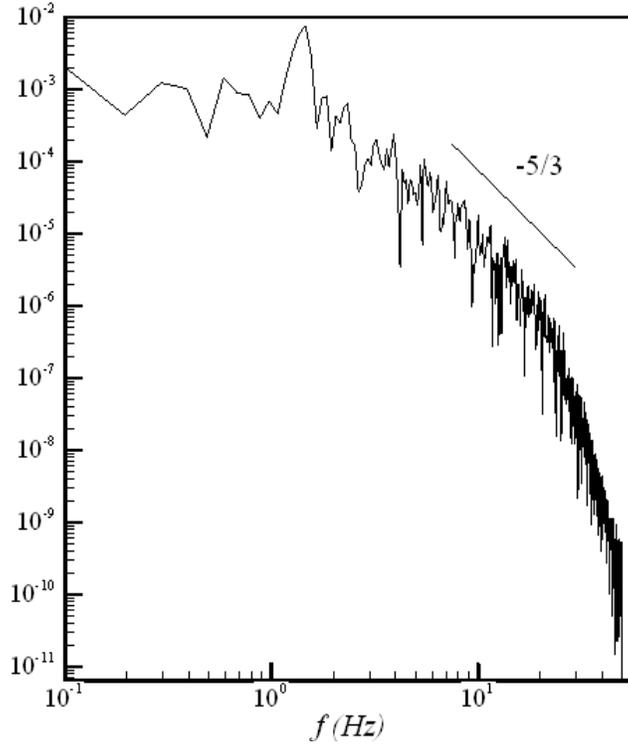


FIGURE 5.2 – Spectre de densité d'énergie du signal RMS de vitesse dans le sillage du cylindre en $x = 7 - y = 0$ pour $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 0$

L'analyse spectrale du signal de vitesse effectuée à partir du signal fluctuant de la composante verticale (figure 5.2) montre que le maillage retenu ($M2$) capte suffisamment bien les petites échelles de l'écoulement puisque la cascade d'énergie en $-5/3$ est observée jusqu'à environ 20Hz. Au delà un changement de pente est observé signifiant l'absence de structures énergétiques pour les fréquences supérieures.

L'influence des deux maillages $M1$ et $M2$ a également été examinée sur le champ moyen et fluctuant comme le montre la figure 5.3.

5.4. VALIDATION DES RÉSULTATS EN RÉGIME ISOTHERME

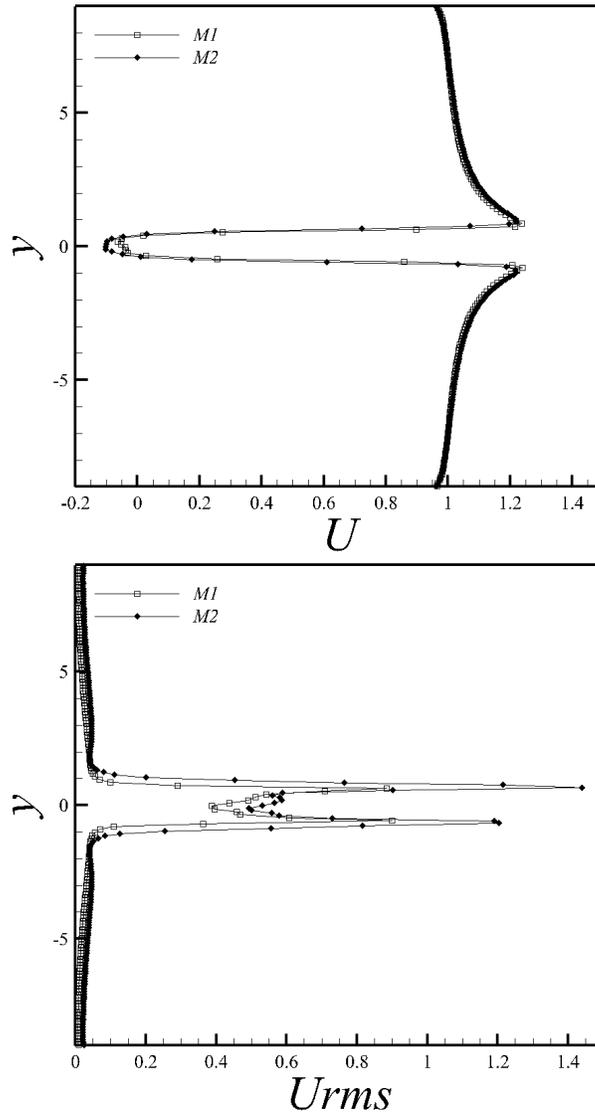


FIGURE 5.3 – Influence de la résolution spatiale sur les champs moyens et fluctuants en aval du cylindre en $x = 1$ et $z = 0$

Cette dernière met en évidence l'influence de la résolution spatiale sur les grandeurs moyennes et fluctuantes. On montre plus particulièrement que la taille du domaine a relativement peu d'influence sur le champ moyen - bien que dans le cas du maillage $M1$ la vitesse dans la zone de recirculation soit légèrement surestimée ainsi que la survitesse de part et d'autre du cylindre - alors qu'en terme de fluctuation de grandes différences apparaissent. En effet, le maximum de fluctuation observé au niveau des couches de cisaillement chute de 1.25 (CCI) et 1.45 (CCS) pour le maillage $M2$ à 0.9 avec le maillage $M1$. Cependant on remarque la légère dissymétrie entre les deux pics des couches de cisaillement pour le maillage $M2$. Ceci est probablement dû à un problème de convergence pour le calcul statistique.

5.5 Organisation générale de l'écoulement

La caractérisation des effets de flottabilité sur la structure de l'écoulement est présentée dans le plan médian (pour $z = 0$). L'écoulement en aval du cylindre étant très complexe à analyser (3D instationnaire et turbulent), nous avons décidé de nous concentrer sur ce plan afin de comprendre les premiers effets de la gravité sur l'organisation de l'écoulement. La figure 5.4 présente respectivement les champs de vitesse moyenne : $V_{moy} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$ et les vecteurs vitesse (U, V) dans le plan médian aux positions $x = 0; 1; 2; 3; 4$ et 5 en régime isotherme ($Ri = 0$ à gauche) et en régime anisotherme ($Ri = 2.77$ à droite).

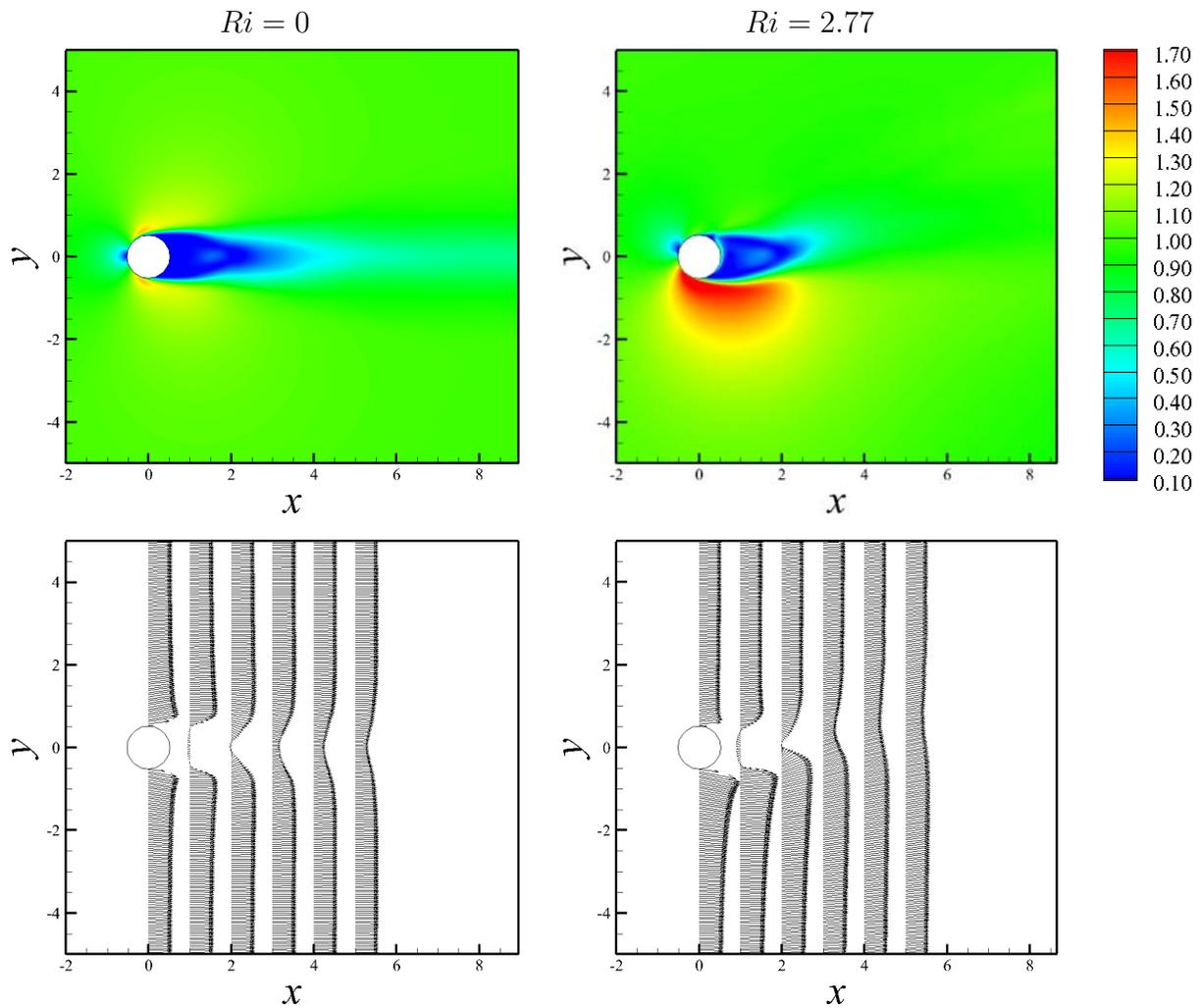


FIGURE 5.4 – Vitesse moyenne V_{moy} et vecteurs vitesse (U, V) en $x = 0; 1; 2; 3; 4$ et 5 dans le plan médian ($z = 0$) à $Re_\infty = 1090$

5.5. ORGANISATION GÉNÉRALE DE L'ÉCOULEMENT

Trois phénomènes distincts apparaissent à la lumière de la figure 5.4.

Pour le régime de convection mixte étudié, on observe une importante accélération du fluide en dessous du cylindre avec un maximum de 1.96 en $x = -0.23$ et $y = -0.53$ alors que le maximum en régime isotherme est de 1.41, atteint en $x = -0.21$ et $y = +/ - 0.55$. La zone de survitesse en régime de convection mixte s'étend sur 2.5 diamètres environ dans le sens longitudinal et sur 2 diamètres dans le sens vertical. Cette survitesse est également visible sur les vecteurs vitesse (figure 5.4) puisque les vecteurs se trouvant dans la moitié inférieure de l'écoulement sont beaucoup plus grands dans le cas anisotherme, surtout pour les positions $x = 1, 2, 3$.

Le deuxième effet des forces de pesanteur sur la structure de l'écoulement moyen concerne l'orientation du sillage. Alors qu'en régime isotherme le sillage est symétrique par rapport à l'axe horizontal, en régime de convection mixte sous l'effet des forces de flottabilité, le sillage est dévié vers le haut comme le montre clairement l'orientation des vecteurs de la figure 5.4.

Enfin, le troisième effet de la gravité sur la structure de l'écoulement moyen est le raccourcissement de la zone de recirculation, qui est définie comme la distance au cylindre où la composante longitudinale passe d'un signe négatif à un signe positif.

Afin de préciser les longueurs caractéristiques, les lignes de courant sont représentées sur la figure 5.5. En régime isotherme, la zone de recirculation se termine en $x = 2.16$; le cas chauffé offre une zone plus courte ($x = 2.01$) et met également en évidence la déviation du sillage vers le haut.

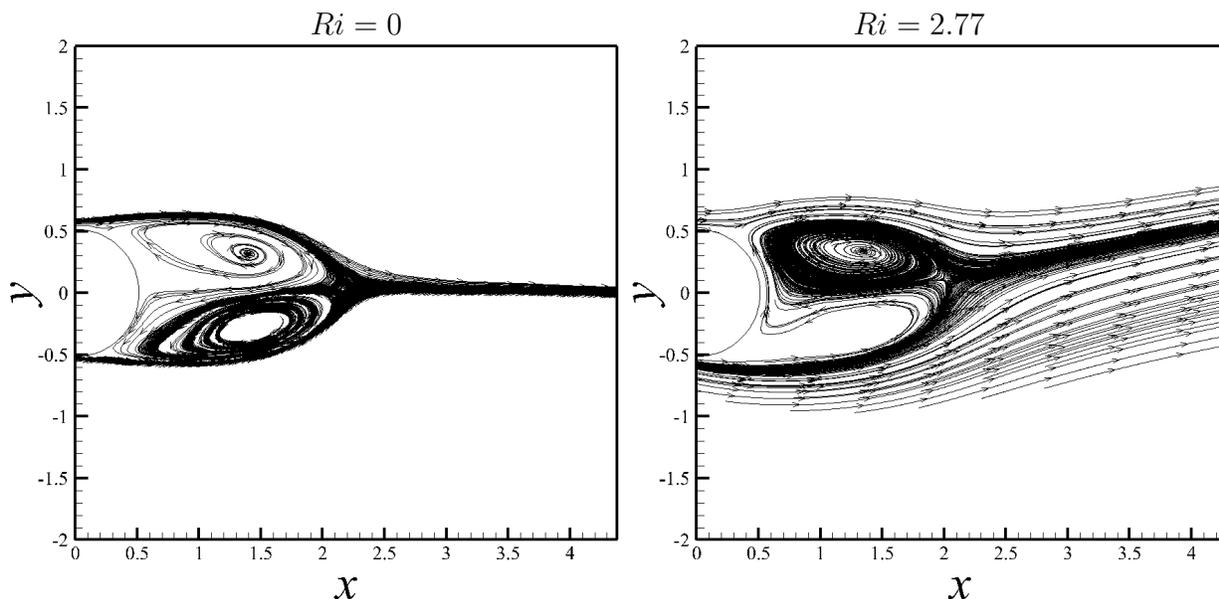


FIGURE 5.5 – Lignes de courant dans le sillage du cylindre

Afin de mieux quantifier l'influence de la gravité sur l'écoulement, intéressons-nous plus précisément à l'évolution des champs moyens de vitesse, de température et de vorticité.

5.6 Zones caractéristiques de l'écoulement moyen

5.6.1 Caractérisation dynamique

D'un point de vue dynamique, nous allons nous intéresser à l'évolution de chaque composante de vitesse pour le cas du régime isotherme ($Ri = 0$) et le cas de convection mixte de référence ($Ri = 2.77$). La figure 5.6 montre la composante longitudinale moyenne dans le plan médian pour les deux cas cités.

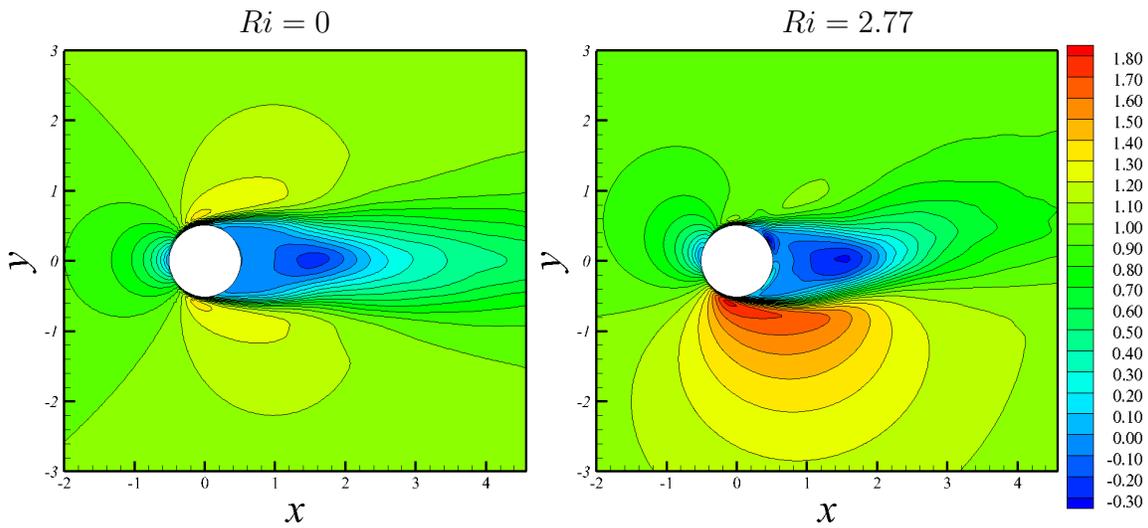


FIGURE 5.6 – Composante U de vitesse longitudinale moyenne dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

La figure 5.6 met clairement en évidence la dissymétrie de sillage induite par les forces de pesanteur. Cette dissymétrie caractéristique se traduit tout d'abord près du cylindre, par une importante survitesse dans la partie inférieure du sillage, dans la région $x = 0; y = -0.5$. En effet, alors que la composante longitudinale atteint une valeur maximale de 1.4 – 1.5 en régime isotherme, on assiste à une augmentation de la composante longitudinale jusqu'à une valeur autour de 1.8, soit presque 2 fois la vitesse débitante. Associée à cette survitesse dans la partie inférieure du sillage, on assiste à une chute de la vitesse dans la partie supérieure, dans la région $x = 0; y = 0.5$. Alors qu'en régime isotherme la composante longitudinale atteint la valeur de 1.4 – 1.5, elle chute à 1.0 – 1.1 en régime de convection mixte dans la même région. Ce phénomène s'explique tout naturellement par la conservation de la masse.

La deuxième dissymétrie concerne l'orientation du sillage. Alors qu'en régime isotherme le sillage s'élargit de manière symétrique depuis le décollement des couches limites [1], on observe en régime anisotherme à une remontée du sillage sous l'effet de la gravité. On remarque plus particulièrement que cette remontée ne se fait pas de manière continue depuis le cylindre mais on assiste à une rupture - ou discontinuité - des contours de vitesse, à la

5.6. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

fin de la zone de recirculation autour de $x = 2$. Au delà de cette limite, le sillage est dévié vers le haut alors que la zone de recirculation semble être moins affectée par les effets de pesanteur.

A l'intérieur de la zone de recirculation, on observe deux phénomènes distincts, caractéristiques de la convection mixte. La vitesse du fluide dans cette zone atteint tout d'abord des niveaux plus bas en régime de convection mixte avec un minimum atteint en $x = 1.5$. Deuxièmement, on trouve deux zones non identifiées (en régime isotherme) au niveau de la paroi du cylindre en $x = 0.5$. En effet, dans la région $-0.5 < y < 0$, le long du cylindre, on observe le développement d'un écoulement orienté dans le sens de l'écoulement principal alors que dans la région $0 < y < 0.5$, le contraire se produit comme le montre plus précisément la figure 5.7. Finalement, on observe également la présence d'une structure isolée située au dessus de la couche de cisaillement supérieure. Cette structure correspond à une zone de survitesse par rapport au fluide environnant et des niveaux compris entre 1.1 – 1.2 sont atteints. Cette structure est mieux visible sur la figure 5.7.

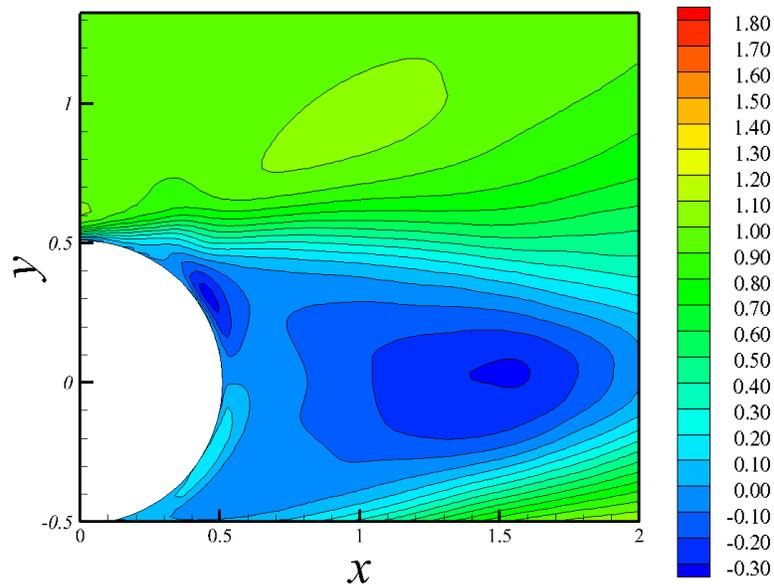


FIGURE 5.7 – Mise en évidence des deux zones caractéristiques de convection mixte : écoulements se développant au culot du cylindre et structure isolée de survitesse au dessus de la couche de cisaillement supérieure - vitesse moyenne longitudinale U , plan médian, $Re_\infty = 1090$

Afin de mieux comprendre l'organisation du champ de vitesse, nous avons tracé plusieurs profils de vitesse longitudinale U aux positions : $x = -4; -2; -1; 0.6; 1; 2; 3; 4; 5; 7; 10; 15$ sur la figure 5.8.

5. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE EN MILIEU INFINI

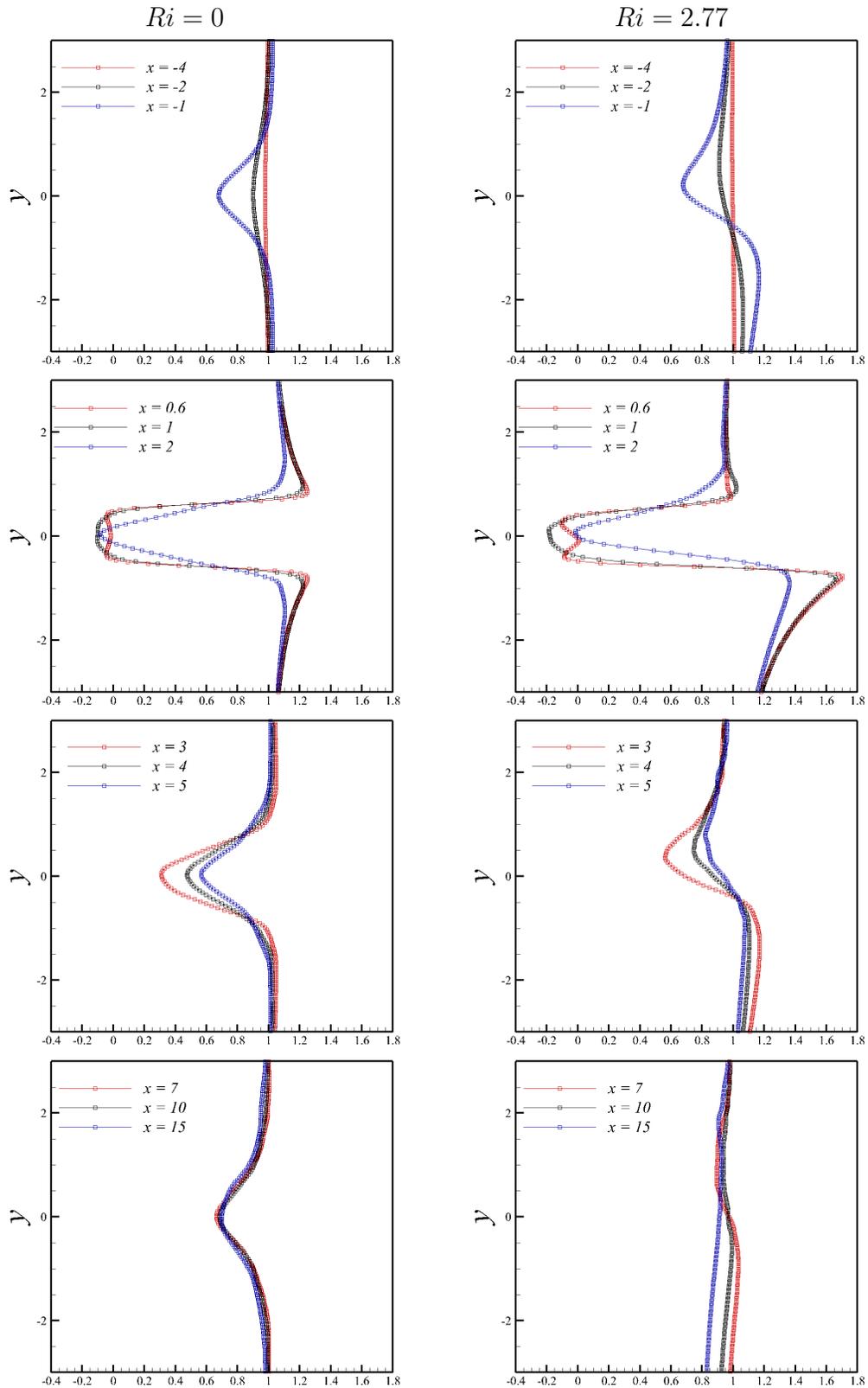


FIGURE 5.8 – Evolution de la vitesse moyenne longitudinale U en $z = 0$ à $Re_\infty = 1090$

Les profils présentés sur la figure 5.8 permettent de mettre en évidence l'influence du cylindre chauffé déjà en amont de l'obstacle. Alors que pour $x = -4$, le profil est "plat", on constate qu'en $x = -2$, le profil de vitesse devient asymétrique pour $Ri = 2.77$ avec une diminution de la composante longitudinale pour $y > 0.7$, qui passe de 1 à 0.95 et une augmentation pour $y < 0.7$ qui passe de 1 à 1.05. Cette première tendance s'accroît de manière importante en $x = -1$ avec un large déficit de vitesse pour $y > 0.7$ qui atteint un minimum de 0.7 autour de $y = 0$. En parallèle, on assiste à une augmentation de la vitesse pour $y < 0.7$ avec un maximum de presque 1.2 en $y = -1.25$.

En aval du cylindre, la survitesse observée précédemment est ici frappante : alors qu'en régime isotherme, elle n'est au maximum que de 1.25 (pour $x = 0.6$ et $x = 1$) elle atteint 1.7 au niveau de la couche de cisaillement inférieure pour $Ri = 2.77$. Cette accélération du fluide dans la partie inférieure de l'écoulement s'accompagne en parallèle d'une chute de la vitesse dans la partie supérieure qui atteint une valeur de 1.05 pour $x = 1$. Dans la zone de recirculation, on observe un comportement quasi-symétrique du profil pour les positions $x = 0.6$ et $x = 1$ (les minimums de vitesse sont très proches de l'axe $y = 0$) alors que pour $x = 2$ le minimum est décentré vers le haut. Le minimum de vitesse observé dans la zone de recirculation est atteint à la position $x = 1$ pour les deux régimes d'écoulement avec un minimum de -0.1 pour $Ri = 0$ et de -0.2 pour $Ri = 2.77$.

En s'éloignant du cylindre, le sillage continue de s'élargir et de se décaler vers le haut pour $Ri = 2.77$ alors qu'il s'élargit mais reste symétrique pour $Ri = 0$, comme l'attestent les profils de vitesse. On remarque cependant que l'élargissement est plus prononcé en convection mixte. Par exemple, en régime isotherme, en $x = 3$, le minimum observé est de 0.3 avec un maximum de 1. Au contraire pour $Ri = 2.77$, la vitesse varie entre 0.55 et 1.2, soit une amplitude de 1.3 à froid contre 1.75 à chaud. L'ascension du sillage sous l'effet des forces de gravité peut être mesurée en relevant la position des minimums de vitesse dans le sillage. Ainsi en $x = 3$ le minimum est atteint en $y = 0.5$ et se poursuit pour $x = 5$ où il est atteint en $y = 0.75$. On remarque également que la survitesse initialement située dans la zone $y < 0.7$ jusqu'à $x = 2$ se situe dans la zone $y < 0.5$ pour $3 < x < 5$.

Suffisamment loin du cylindre, pour $7 < x < 15$, les profils de vitesse sont très similaires les uns par rapport aux autres pour $Ri = 0$ alors que l'uniformisation des profils n'est pas encore totalement atteinte pour $Ri = 2.77$. En effet, on observe une diminution de la vitesse dans la partie inférieure du sillage qui passe de 1 pour $x = 7$ à 0.8 pour $x = 15$. A cette position, le profil est d'ailleurs presque linéaire passant de 0.8 à 1 pour $y = -3$ et 3 respectivement.

L'analyse de la composante verticale de vitesse (figure 5.9) devrait nous permettre de mieux comprendre ce que nous venons d'observer, ou de découvrir de nouveaux effets de la gravité sur la structure de l'écoulement.

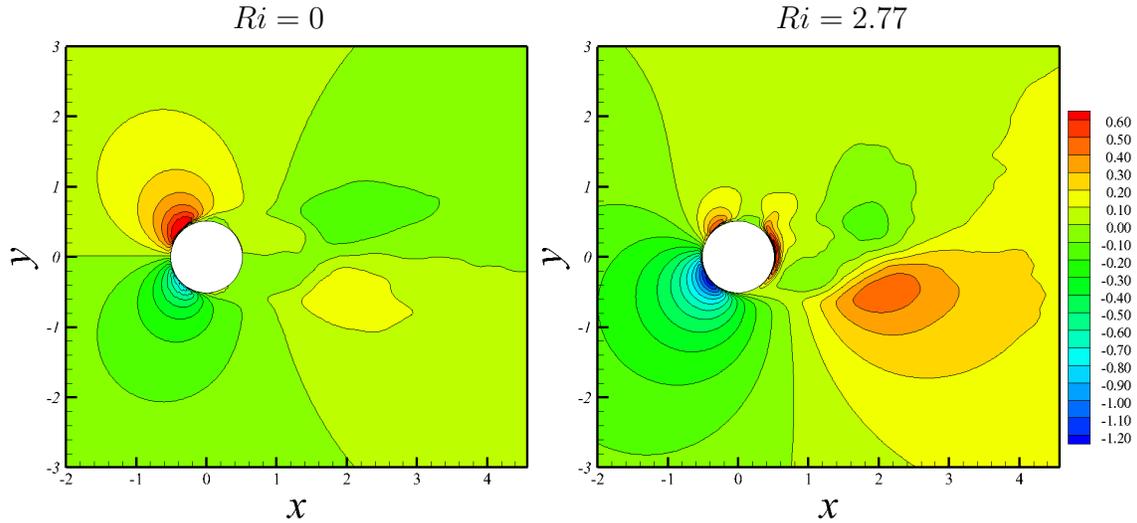


FIGURE 5.9 – Composante V de vitesse verticale moyenne dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

Le champ de vitesse moyenne de la composante verticale V , figure 5.9, met en évidence la déviation du sillage vers le haut à partir de $x \approx 2$. En effet, dans la région centrée sur $x = 2$ et $y = -0.5$, on assiste à une forte augmentation de la composante verticale qui atteint 0.5 alors qu'elle ne dépasse pas 0.2 en régime isotherme.

On remarque également qu'en régime de convection mixte, dans la zone d'impact, la composante verticale est soumise à une importante diminution pour $y < 0$ alors que pour $y > 0$ l'augmentation de la composante est moins importante par rapport au cas isotherme. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : comme plus de fluide passe en dessous du cylindre, d'après ce que l'on a vu sur la composante longitudinale de vitesse, le fluide étant obligé de contourner le cylindre, il subit un mouvement descendant de grande amplitude lors de cette phase d'accélération en dessous du cylindre. En contrepartie, la diminution de vitesse dans la partie supérieure est ici associée à une diminution de la composante verticale comme nous venons de le voir. Finalement à la lumière des deux champs de vitesse (U et V), il est possible d'expliquer ce phénomène de survitesse observé jusqu'à présent : le fluide contournant le cylindre dans la moitié inférieure est fortement chauffé, il acquiert alors une poussée d'Archimède qui augmente avec la température du fluide. Pendant cette phase, le fluide qui se réchauffe est donc soumis à une force verticale ascendante qui croît avec le déplacement des particules fluides. Cependant, l'écoulement commence son mouvement ascendant, non pas au culot du cylindre, mais à la fin de la zone de recirculation, en $x \approx 2$, comme nous venons de l'observer. Cette soudaine remontée de fluide crée une chute de pression dans la région inférieure de l'écoulement. C'est cette dépression qui crée un effet de "pompage" à l'origine de l'accélération de l'écoulement dans cette région.

5.6. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

De plus, on assiste au développement d'un second écoulement au culot du cylindre comme le montre la figure 5.10.

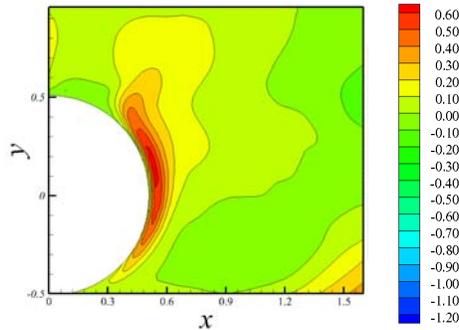


FIGURE 5.10 – Mise en évidence du développement d'un écoulement secondaire - vitesse moyenne verticale V , plan médian, $Re_\infty = 1090$

Cet écoulement est caractérisé par le fait qu'il contourne parfaitement le cylindre et qu'il est dirigé vers le haut. Sa topologie est en fait très ressemblante à un écoulement de convection naturelle pure. En effet, dans la zone de recirculation, les vitesses sont très faibles, de l'ordre de 10% de la vitesse débitante. Dans ces conditions, l'écoulement généré par la différence de température entre le cylindre et le fluide ambiant possède suffisamment d'inertie pour se développer dans l'espace. Puisque par définition $Ri = \left(\frac{V_{naturelle}}{V_{force}}\right)^2$, cet écoulement est caractérisé par une vitesse $V_{naturelle} = \sqrt{Ri}V_{force} = 1.7 U_\infty$. A l'opposé, si l'on ne trouve pas cet écoulement secondaire sur la face d'impact du cylindre c'est bien précisément parce que les conditions environnantes ne sont pas du tout les mêmes : l'écoulement principal a plus d'inertie que l'écoulement de convection naturelle. Ainsi il ne peut pas se développer librement. En augmentant le nombre de Richardson, il doit, *a priori*, exister un seuil à partir duquel cet écoulement secondaire apparaît et se développe.

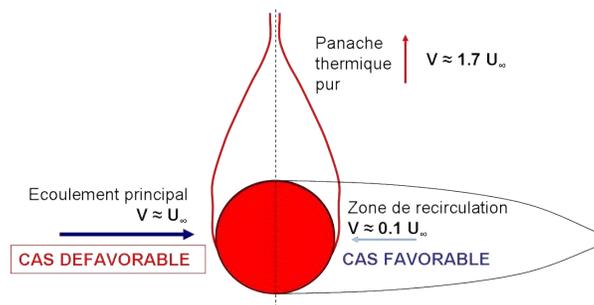


FIGURE 5.11 – Schéma des différentes vitesses mises en jeu autour du cylindre

Afin de mieux comprendre l'organisation du champ de vitesse nous avons tracé plusieurs profils de vitesse verticale V aux positions : $x = -4; -2; -1; 0.6; 1; 2; 3; 4; 5; 7; 10; 15$ sur la figure 5.12.

Comme nous l'avons vu pour les profils de vitesse longitudinale, la présence du cylindre chauffé a un fort impact sur la forme des profils de vitesse verticale. En effet, les profils présentés figure 5.12 montrent une déformation du profil dès $x = -4$. Pour $x = -2$ un minimum de vitesse de 0.2 est atteint en $y = -0.5$. Pour $x = -1$ cette tendance s'accroît avec un minimum de -0.5 . Cette forte diminution correspond au phénomène de survitesse observé dans la partie inférieure du sillage sur la composante longitudinale. Comme le fluide est obligé de contourner le cylindre et qu'il est accéléré du fait de la dépression créée, la composante verticale voit sa valeur absolue augmenter mais dans le sens négatif pour $x < 0$. En terme de niveaux, on passe donc d'un niveau maximal de 0.5 pour $Ri = 2.77$ à 0.2 en régime isotherme pour $x = -1$ dans la moitié inférieure du sillage.

Pour les positions correspondant à $x > 0$, le contraire se produit, le fluide chauffé par le cylindre lorsqu'il l'a contourné entre $-0.5 < x < 0$, est maintenant libre de remonter sous l'effet de la poussée d'Archimède. Cette *ascension* du fluide chaud se décompose en deux parties : d'une part l'écoulement secondaire créé au culot du cylindre, dans la zone de recirculation, est visible sur le profil tracé en $x = 0.6$ avec un maximum alors atteint de 0.3. D'autre part, l'écoulement qui contourne la zone de recirculation dans la moitié inférieure du sillage commence à remonter à partir de $x = 1$ comme le montre la figure 5.9 et atteint un maximum de vitesse verticale en $x = 2$ qui est de 0.45 sur le profil alors qu'il n'est que de 0.2 en régime isotherme pour $y = +/ - 0.5$.

La zone de fort *potentiel* ascendant est localisée dans une région assez restreinte puisqu'à partir de la position $x = 3$, on constate une nette diminution de la composante verticale qui passe par un maximum de 0.3 en $y = -0.55$. Remarquons qu'en régime isotherme, le niveau maximal est alors de 0.1 ce qui montre que les effets de flottabilité sont encore bien présents. Pour les positions $x = 4$ et 5, une uniformisation des niveaux entre la partie inférieure et la partie supérieure de l'écoulement est constatée. En effet, le maximum redescend autour de 0.2 (pour $x = 4$ par exemple) dans la partie inférieure du sillage alors qu'il est proche de 0.1 dans la partie supérieure. Pour cette position, les maxima observés en régime isotherme sont de 0.05 ce qui montre le rapprochement des valeurs entre les deux régimes.

Pour les positions $x = 7; x = 10; x = 15$, en régime isotherme, la composante verticale de vitesse est quasi nulle. Pour $Ri = 2.77$, on observe, pour $-3 < y < 3$, une uniformisation globale de la composante V avec une diminution dans la partie inférieure de l'écoulement associée à une augmentation dans la partie supérieure. Finalement, les profils sont quasiment linéaires, passant par exemple de 0.1 en $y = -3$ à 0.2 en $y = 3$ pour la position $x = 15$. On notera la forte similarité de ces profils avec les profils de vitesse longitudinale (figure 5.8) aux mêmes positions.

Bien que l'on décrive dans cette étude l'impact des forces de flottabilité dans le plan médian ($z = 0$), intéressons nous à présent à la composante transversale de vitesse W . Est-elle nulle en moyenne ? En quoi la gravité modifie t-elle l'écoulement transversal moyen ? La figure 5.13 présente la composante W pour l'écoulement isotherme et pour $Ri = 2.77$.

5.6. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

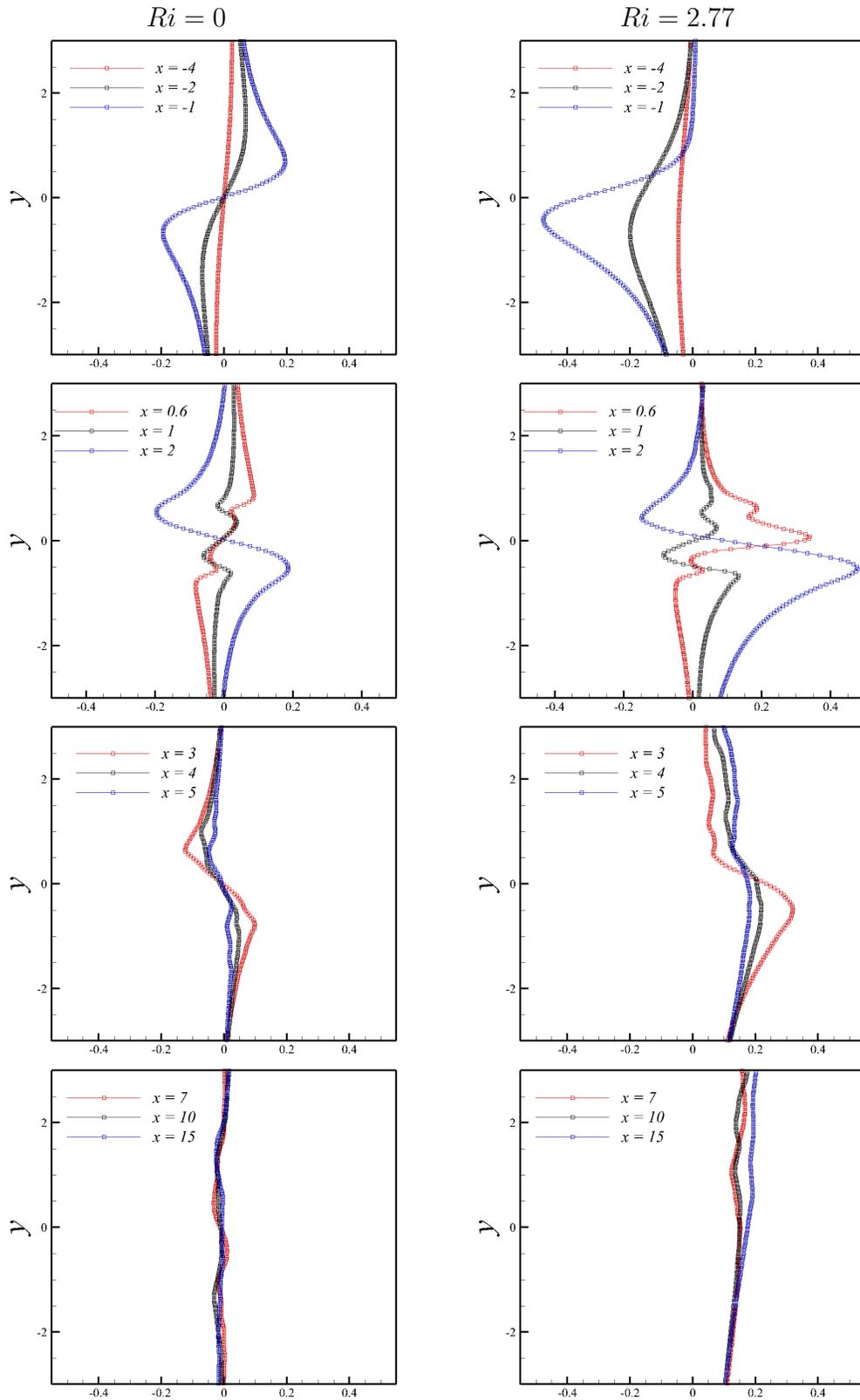


FIGURE 5.12 – Evolution de la vitesse moyenne verticale V en $z = 0$ à $Re_\infty = 1090$

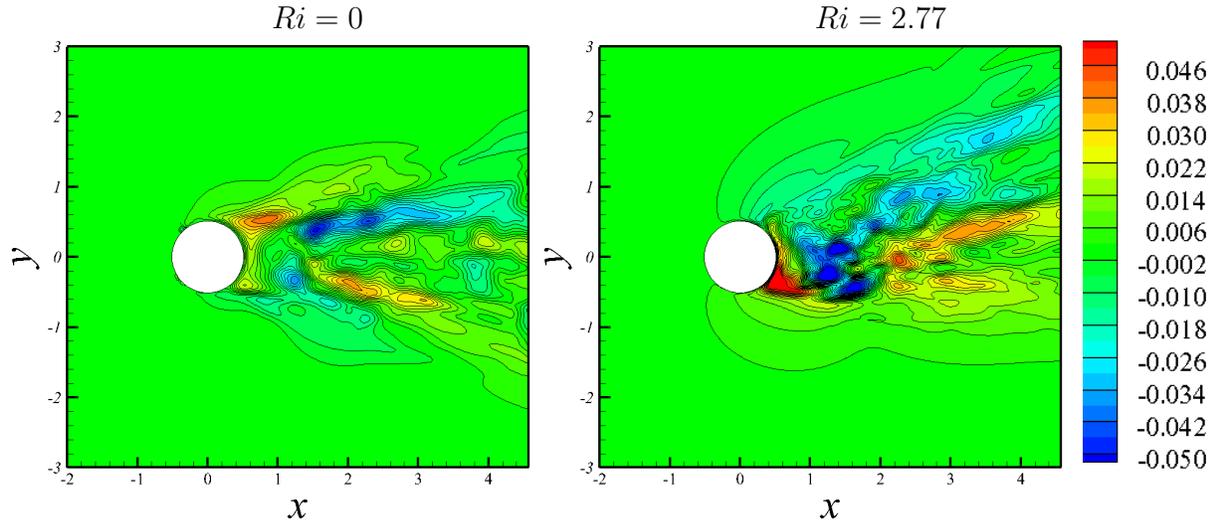


FIGURE 5.13 – Composante W de vitesse transversale moyenne dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

La figure 5.13 permet de répondre à ces questions. En régime isotherme, la composante transversale moyenne ne représente, au maximum, pas plus de 5% de la vitesse débitante. Pour $Ri = 2.77$, on observe une augmentation du mouvement transversal moyen. Cette augmentation est surtout localisée dans la partie inférieure du sillage. Plus particulièrement, on détecte une importante augmentation de la composante W au culot du cylindre, dans la partie basse, dans la région $x = 0.5 - y = 0.5$ comme on le voit plus précisément sur la figure 5.14. Sur la même figure, on distingue au dessus de l'écoulement secondaire une structure isolée dans la région $x = 0.3 - y = 0.5$. Cette structure est à rapprocher de la structure précédemment identifiée sur le champ de vitesse longitudinal U .

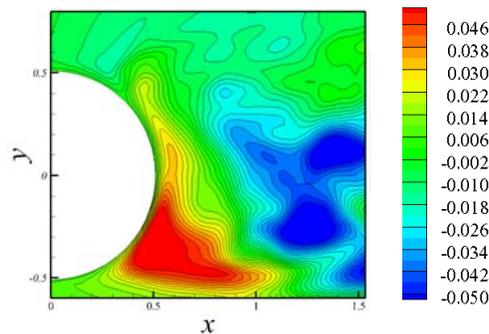


FIGURE 5.14 – Composante W de vitesse transversale moyenne dans le plan médian à $Ri = 2.77$ et $Re_\infty = 1090$

Afin de mieux quantifier les vitesses en jeu nous présentons figure 5.15 l'évolution des profils de vitesse transversales.

5.6. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

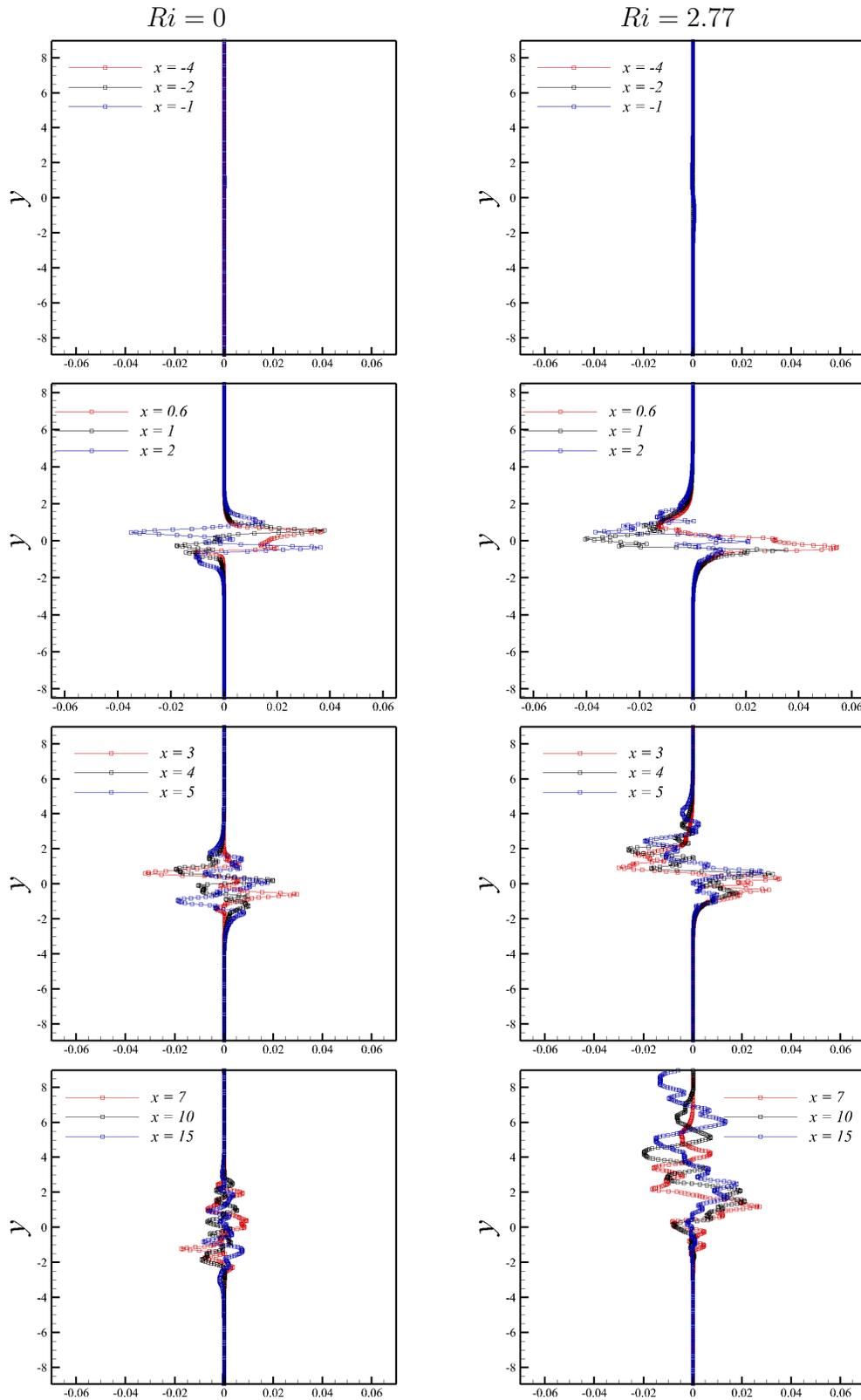


FIGURE 5.15 – Evolution de la vitesse moyenne transversale W en $z = 0$ à $Re_\infty = 1090$

Comme le montre la figure 5.15, en amont du cylindre et jusqu'à $x = -1$, on ne distingue pas de mouvement $3D$ significatifs aussi bien pour le régime isotherme que pour $Ri = 2.77$. Contrairement aux comportements détectés en comparant les composantes U et V pour $Ri = 0$ et 2.77 , aucune différence notable n'est observée sur la composante W . En aval du cylindre, la symétrie des profils pour le régime isotherme n'est pas parfaite, ceci étant peut-être dû à un temps de simulation un peu trop faible pour assurer la convergence de la composante transversale moyenne. Cependant, on remarque que l'amplitude maximale du mouvement transverse est de 0.04 pour $Ri = 0$ alors qu'il atteint 0.055 pour $Ri = 2.77$ à $y = -0.5$.

En s'éloignant du cylindre, la zone au sein de laquelle le mouvement transverse intervient, s'élargit suivant y de manière beaucoup plus prononcée pour $Ri = 2.77$. En effet, entre $x = 3$ et $x = 5$, cette zone est comprise entre $y = -2$ et $y = 2$ en régime isotherme alors qu'elle est comprise entre $y = -1.5$ et $y = 4$ en régime de convection mixte.

Pour les positions $x = 7; 10; 15$, on assiste à une forte diminution de l'amplitude des niveaux maximum pour les régimes étudiés. On passe ainsi d'un niveau maximal de 0.02 en valeur absolue à la position $x = 7$ pour $Ri = 0$ à un niveau maximal de 0.03 à la position $x = 7$ pour $Ri = 2.77$. En régime de convection mixte, on assiste à une alternance des maxima positif et négatif lorsque l'on se déplace suivant y . Ceci est particulièrement visible pour le profil en $x = 15$. Le sillage continue de s'élargir de manière significative pour $Ri = 2.77$ compris entre $-1 < y < 7$ pour la position $x = 7$ alors qu'en régime isotherme, il est compris entre $-3 < y < 3$. Finalement, même si les maxima diminuent pour les deux écoulements étudiés, les niveaux restent plus importants pour l'écoulement de convection mixte.

D'après ces résultats, nous pouvons donc affirmer que la gravité induit un élargissement du sillage et des mouvements $3D$ moyens plus importants par rapport au cas isotherme. Cependant ces mouvements n'excédant pas 5% de la vitesse débitante, **nous nous limiterons dans ce mémoire aux phénomènes se développant dans le plan médian principalement.**

Ainsi, nous avons pu caractériser l'écoulement dynamique moyen à travers l'analyse des composantes de vitesse U, V et W . Qu'en est-il du champ de température moyen ? Est-il corrélé avec les champs de vitesse ? En quoi permet-il de mieux comprendre les mécanismes physiques régissant la convection mixte ?

5.6.2 Caractérisation thermique

La figure 5.16 représente le champ moyen de température adimensionnée Θ dans le plan médian pour $Ri = 2.77$. Afin de mieux identifier le sillage thermique, les niveaux de température Θ inférieurs à 1% ne sont pas affichés. De plus, afin de mieux faire ressortir les zones chaudes de l'écoulement, les contours ne sont affichés que jusqu'à $\Theta = 0.5$.

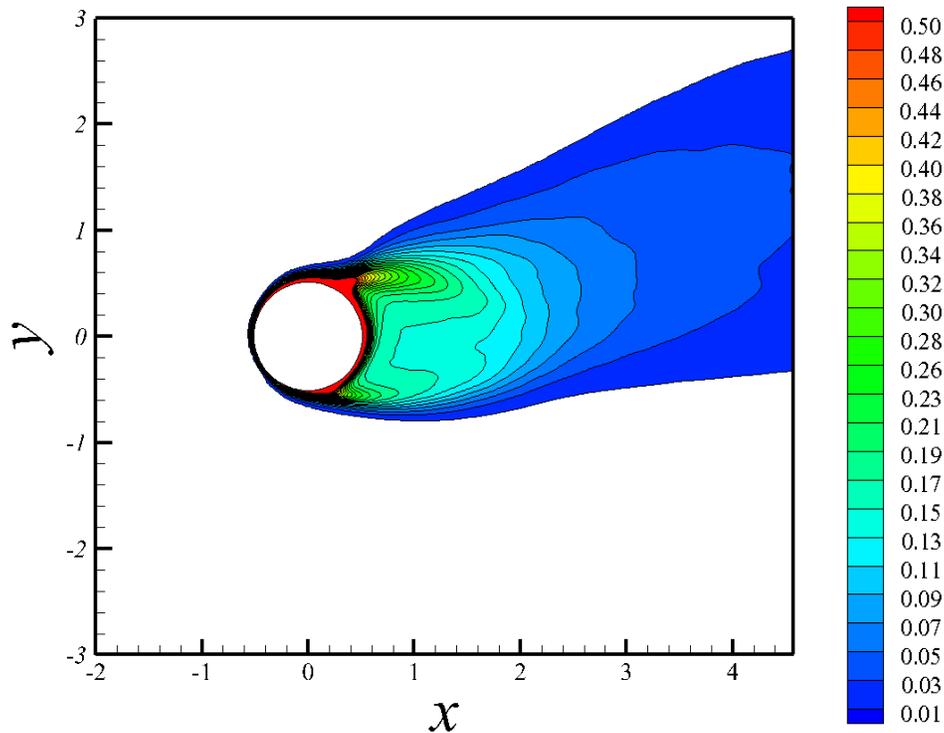


FIGURE 5.16 – Champ de température Θ dans le plan médian à $Ri = 2.77$ et $Re_\infty = 1090$

A partir du champ proposé figure 5.16, on remarque tout d'abord que le sillage est dévié dans le sens des y croissants. Afin de mieux déterminer la pente du sillage ainsi dévié, nous avons tracé l'évolution de la position des maximums de température dans le sillage du cylindre (figure 5.17).

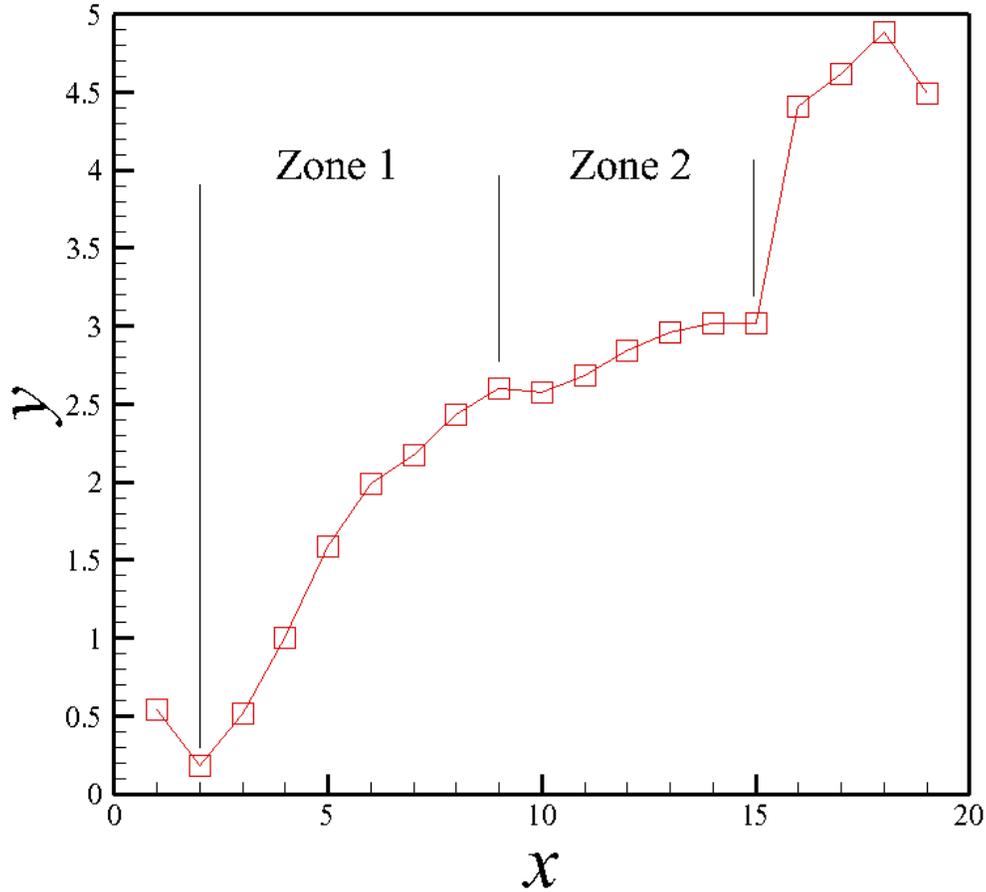


FIGURE 5.17 – Evolution de la position des grandeurs Θ_{max} dans le sillage du cylindre - $Ri = 2.77 - Re_{\infty} = 1090$

On distingue différentes régions en fonction de la position longitudinale. Pour $x < 2$, la courbe est décroissante car à la position $x = 1$, le maximum de température est situé au niveau de la CCS. On peut considérer que le sillage thermique se développe uniquement à la fin de la zone de recirculation, soit à partir de $x \approx 2$. Une première zone apparaît ensuite, identifiée comme la "zone 1" sur la figure 5.17, correspondant à une pente significative, c'est à dire une région de l'écoulement où les effets de gravité sont importants. Cette zone s'étend de $x = 2$ à $x = 9$. Ensuite, les effets de pesanteur s'altèrent et on observe une diminution de la pente, identifié comme la "zone 2" sur la même figure. Enfin une dernière région, pour $x > 15$, est caractérisée par une brusque augmentation du niveau de température avec un maximum en $x = 18$ puis une légère chute avant la fin du domaine. Cette dernière région nous paraît influencée par la présence de la paroi car il n'y a pas de raison physique à ce brusque changement de comportement. Sur la zone 1, la pente moyenne est de 19.9° par rapport à l'horizontal alors qu'elle passe à 6.6° pour la zone 2.

5.6. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

Toujours d'après la figure 5.17, la température dans le sillage du cylindre diminue rapidement puisque en $x = 2$ le niveau est de l'ordre de $0.10 - 0.15$ seulement. Afin de mieux quantifier cette rapide décroissance, la figure 5.18 représente le niveau de température maximal en fonction de la position longitudinale. La courbe montre une très forte décroissance jusqu'à $x = 3$ puis semble atteindre 0 de manière asymptotique. La figure 5.18-B compare la courbe en température de la figure 5.18-A avec la fonction inverse $1/x$ et une fonction inverse "calibrée" de la forme $A/x + B$. On obtient par regression linéaire des coefficients A et B de 0.2438 et -0.0091 respectivement, ce qui correspond à un coefficient de détermination de 0.9814 .

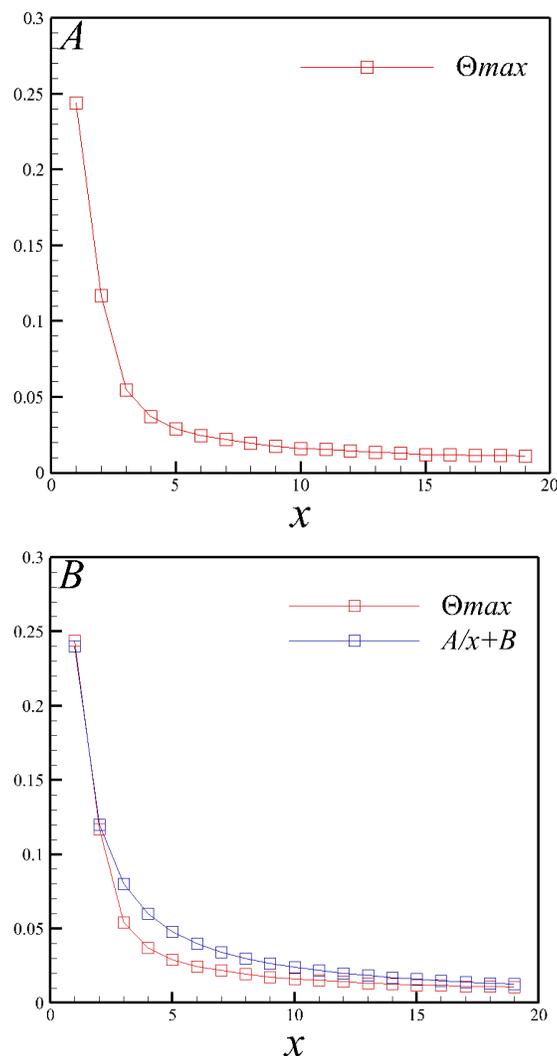


FIGURE 5.18 – Evolution longitudinale de Θ_{max} dans le sillage du cylindre - $Ri = 2.77$ - $Re_{\infty} = 1090$

Ensuite, on remarque que la grande dissymétrie de température moyenne entre les deux couches de cisaillement : la CCS est en moyenne plus chaude que la CCI avec, par exemple, une température de 0.41 en $x = y = 0.5$ (CCS) alors qu'elle chute à 0.21 en $x = 0.5 - y = -0.5$ (CCI). De plus, la zone de cisaillement supérieure est plus longue que la région de cisaillement inférieure avec le contour de température de 0.2 qui se termine en $x = 1.28$ pour la région supérieure alors qu'il se situe à 0.66 pour la région inférieure. Une vue zoomée figure 5.19 permet de mieux voir le phénomène. On relève également la présence de deux "points chauds" le long du cylindre dans la partie supérieure et inférieure du sillage, repérés par les indices 1 et 2 respectivement, figure 5.19. On distingue une première région d'accumulation de la chaleur autour de la position $x = 0.4$ et $y = 0.5$ puis une deuxième zone en $x = 0.2$ et $y = -0.5$. En rapprochant ces zones avec les champs de vitesse, on constate qu'elles correspondent à des zones de faibles vitesses : pour la première région chaude, elle se situe en fait à la fin de l'écoulement secondaire identifié sur la composante verticale de vitesse alors que la deuxième région chaude, se situe avant le développement de cet écoulement secondaire. Comme les vitesses en jeu dans ces deux zones sont faibles, il y a peu d'échange avec le fluide froid ce qui explique pourquoi la température est plus élevée comme le souligne la figure 5.19.

Enfin, on remarque un changement brusque de la forme du contour de température $\Theta = 0.1$ en $x = 0.4$, ce qui semble indiquer que les effets de gravité deviennent *actifs* à partir de cette abscisse pour la partie supérieure du sillage. En revanche, en ce qui concerne la partie inférieure, le changement de pente se fait de manière moins abrupte avec un léger changement de pente à partir de $x = 2$, correspondant à la fin de la zone de recirculation.

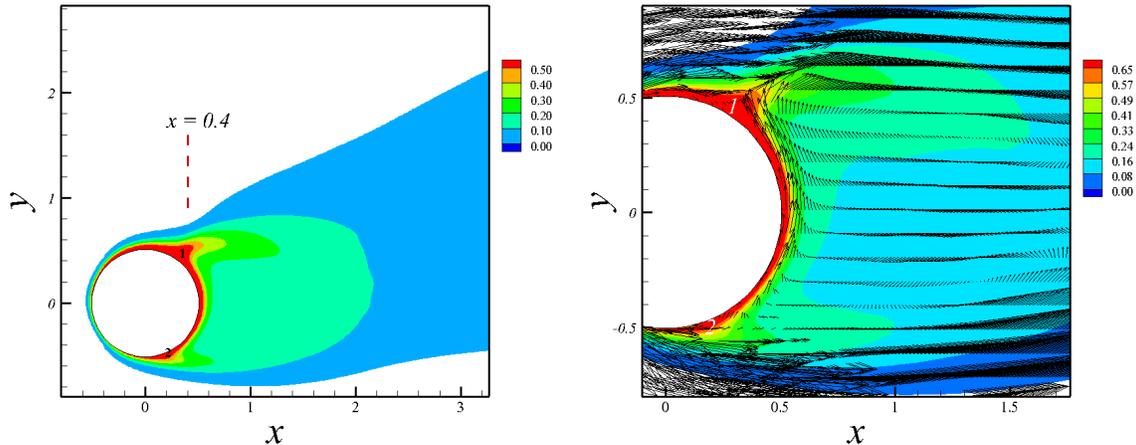


FIGURE 5.19 – Champ de température Θ moyenne dans le plan médian - $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

5.6.3 Caractérisation en vorticité ω_z

Pour terminer la description de l'écoulement moyen, la vorticité transversale $\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y}$, représentée sur la figure 5.20 a été estimée.

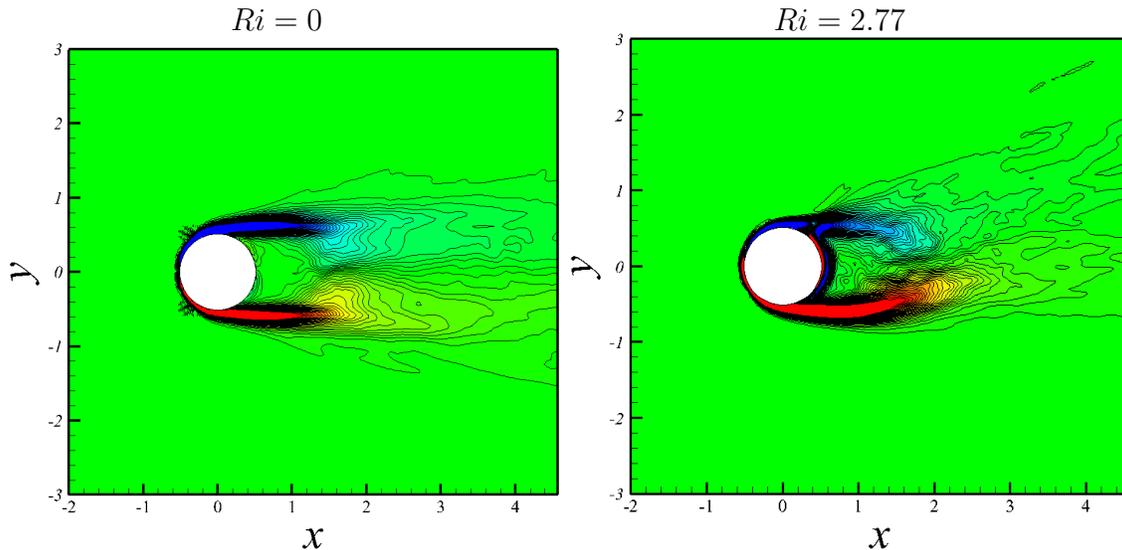


FIGURE 5.20 – Contours de vorticité ω_z transversale, niveaux entre -5 et 5 dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

En régime isotherme, les deux couches de cisaillement sont très bien captées par le critère de vorticité transversale. Pour les contours affichés, on peut dire qu'elles se développent de manière symétrique avec des longueurs identiques, que ce soit pour la zone de cisaillement négative (supérieure) ou positive (inférieure). En régime de convection mixte, la topologie de la vorticité dans le sillage du cylindre est complètement modifiée : la CCS est raccourcie alors que la CCI est étirée dans le sens de l'écoulement principal avec une légère remontée à la fin.

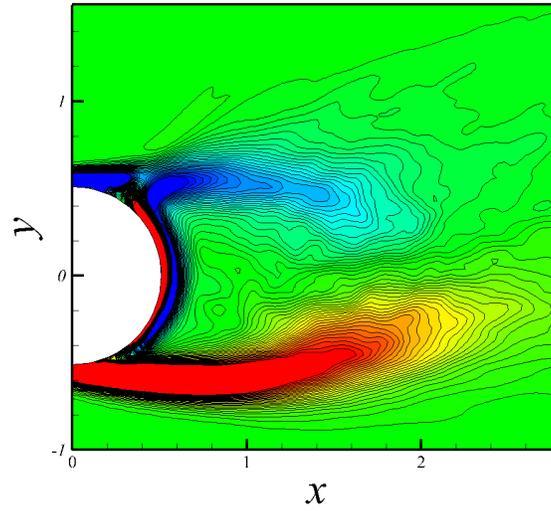


FIGURE 5.21 – Zoom des contours de vorticité ω_z transversale, niveaux entre -5 et 5 dans le plan médian à $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

La figure 5.21 représente uniquement la vorticité transversale en proche sillage et, la structure isolée, identifiée sur le champ de vitesse longitudinale U est ici également mise en valeur au dessus de la CCS. On remarque également que la CCS est séparée en deux parties au niveau de la fin de la région de vorticité positive, vers $x = 0.4 - y = 0.5$. Bien qu'il semble probable qu'il existe un lien entre cette séparation de la CCS et cette structure indépendante, il semble, à ce stade de notre étude, difficile d'expliquer la physique de l'écoulement à ce niveau. Une analyse plus poussée de l'organisation de la turbulence semble indispensable pour mieux cerner les phénomènes en jeu.

5.7 Zones caractéristiques de l'écoulement fluctuant

5.7.1 Caractérisation dynamique

La figure 5.22 indique clairement qu'en régime de convection mixte les fluctuations de vitesses longitudinales sont globalement atténuées dans le sillage du cylindre. En effet, en $x = 2 - y = 0$, les fluctuations longitudinales sont de 1.19 pour $Ri = 0$ alors qu'elles sont de 0.86 pour $Ri = 2.77$. Autre exemple : en $x = 4 - y = 0$, les fluctuations longitudinales sont de 1.35 pour $Ri = 0$ alors qu'elles chutent à 0.57 pour $Ri = 2.77$. Le maximum de fluctuation observé au niveau des couches de cisaillement vaut 1.6 pour $Ri = 0$ et passe à 1.56 pour $Ri = 2.77$. Il est situé en $x = 1.7$ en régime isotherme et se déplace en amont de l'écoulement à $x = 0.87$, au niveau de la CCI, en régime de convection mixte.

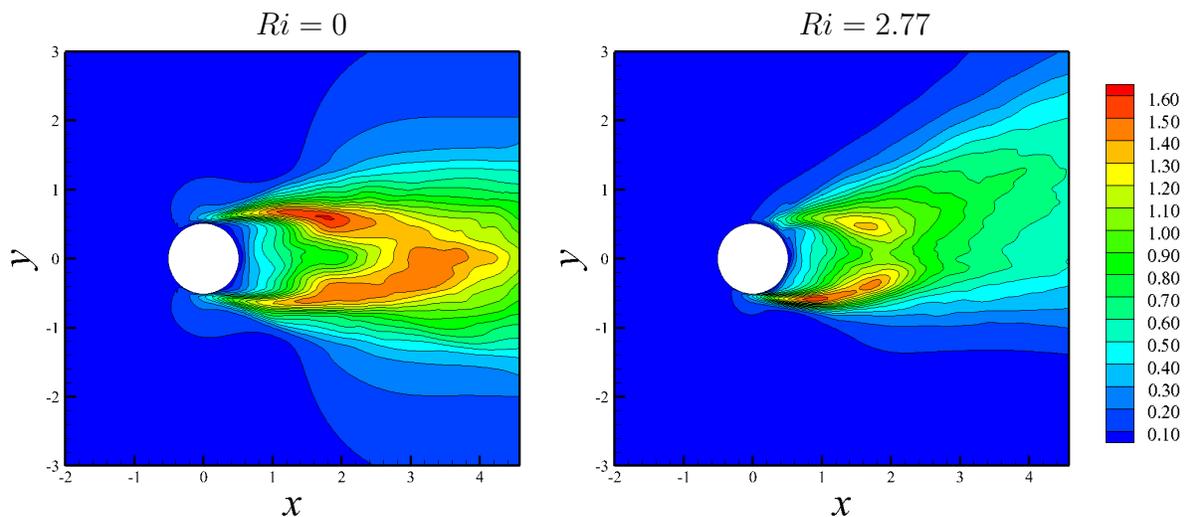


FIGURE 5.22 – Contours de vitesse fluctuante U_{rms} dans le plan médian - $Re_\infty = 1090$

Un déséquilibre existe à chaud entre les deux couches de cisaillement. Alors que le maximum de fluctuations est observé dans la CCI (et vaut 1.56), il ne dépasse pas 1.32 au niveau de la CCS.

La figure 5.22 met particulièrement en relief le fait que le sillage n'est pas directement déformé par les effets de la gravité mais seulement à la fin de la zone de recirculation. En effet, pour $Ri = 2.77$, les deux zones de cisaillement se rejoignent en $y = 0$ et sont peu écartées par rapport à l'axe horizontal, avec cependant une légère déformation de la CCI entre $1 < x < 2$. A partir de cette abscisse, le sillage subit de manière prononcée les effets de la pesanteur.

Afin de mieux quantifier l'évolution des fluctuations longitudinales, la figure 5.23 présente les profils de U_{rms} aux positions : -4 ; -2 ; -1 ; 0.6 ; 1 ; 2 ; 3 ; 4 ; 5 ; 7 ; 10 ; 15 .

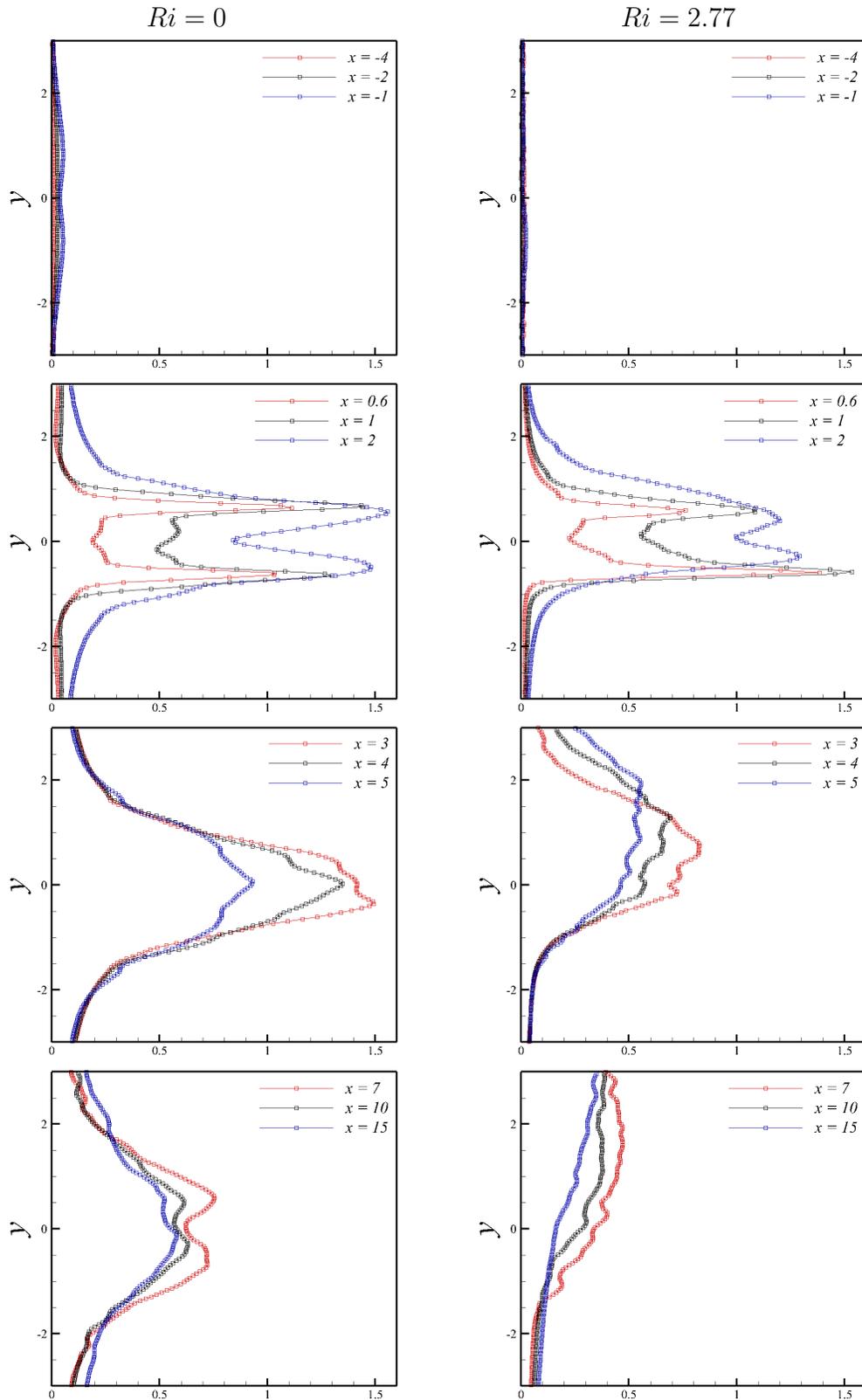


FIGURE 5.23 – Evolution des fluctuations longitudinales U_{rms} en $z = 0$ à $Re_\infty = 1090$

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

En amont du cylindre, on remarque que le chauffage du cylindre induit déjà une diminution des fluctuations de vitesse longitudinale puisqu'en $x = -1$ le niveau maximal observé en régime isotherme est de 0.05 alors qu'il est de 0.02 en régime de convection mixte. De plus, la dissymétrie de l'écoulement est déjà visible à cette position puisque ce maximum se situe dans la partie inférieure de l'écoulement ($y < 0$). On retiendra cependant que les niveaux de fluctuations restent très faibles.

Dans la zone de recirculation, pour $x < 2$, on observe deux phénomènes : d'une part, l'augmentation du niveau maximal des fluctuations pour $Ri = 2.77$ par rapport au cas isotherme et d'autre part, le déséquilibre entre CCI et CCS en terme de niveaux de fluctuation. En effet, en régime isotherme, en $x = 0.6$, les niveaux maximums sont de 1.03 et 1.11 pour la CCI et CCS respectivement alors qu'ils sont de 1.39 et de 0.76 pour $Ri = 2.77$. La même tendance est observée pour en $x = 1$ puisqu'en régime isotherme les niveaux maximums sont de 1.29 et 1.44 pour la CCI et CCS respectivement alors qu'ils sont de 1.54 et de 1.08 pour $Ri = 2.77$.

A partir de $x = 2$ une tendance opposée apparaît, avec en régime isotherme, des niveaux maximums de 1.48 et 1.55 pour la CCI et CCS respectivement alors qu'ils passent à 1.29 et 1.20 pour $Ri = 2.77$. C'est également à partir du profil de la position $x = 2$ que l'on distingue les effets de la gravité puisque pour $x = 0.6$ et $x = 1$, les deux pics sont localisés en $y = +/- 0.6$ alors que les deux pics du profil en $x = 2$ montrent un décalage : le pic de la CCI est décalé vers le haut à $y = -0.29$ alors que le pic du haut est dévié vers le bas à $y = 0.39$.

Afin de savoir plus précisément à quelle position se produit l'inversion des maximums de fluctuations longitudinales maximales entre les deux régimes d'écoulement, nous avons représenté (figure 5.24) le rapport : $\eta_{U_{rms}} = \frac{(U_{rms})_{max}|_{chaud}}{(U_{rms})_{max}|_{froid}}$ qui correspond au rapport des fluctuations longitudinales maximales à chaud et à froid.

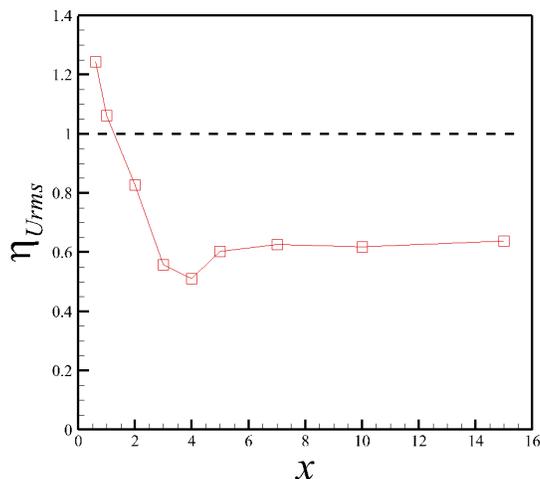


FIGURE 5.24 – Evolution du rapport $\eta_{U_{rms}}$ dans le sillage du cylindre - $Re_{\infty} = 1090$

D'après la figure 5.24, le changement de comportement se fait à la position $x = 1.26$ et à partir de $x = 6$, le rapport semble converger vers une valeur asymptotique de 0.62.

Plus loin dans le sillage, on assiste à 3 phénomènes se développant en parallèle : une importante diminution des fluctuations de vitesse, une déviation du sillage vers le haut et un élargissement de ce dernier. Le maximum de fluctuation passe, entre $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$ de 1.49 à 0.82 pour la position $x = 3$ puis de 1.35 à 0.69 pour la position $x = 4$ et enfin de 0.93 à 0.55 pour la position $x = 5$. Enfin le maximum du fluctuation intervient à $y = 0.55; 1.27$ et 1.99 pour $x = 3; 4$ et 5 respectivement.

Aux positions $x = 7; 10; 15$, on ne distingue plus les deux pics des couches de cisaillement en régime de convection mixte : le sillage est simplement délimité par une *poche* de fluctuations dont le niveau maximal est de 0.47 pour $x = 7$, 0.39 pour $x = 10$ et 0.36 pour $x = 15$ alors qu'en régime isotherme, les maxima sont respectivement de 0.75, 0.63 et 0.58 confirmant ainsi la diminution des fluctuations longitudinales de vitesse avec le chauffage du cylindre.

Intéressons-nous maintenant aux fluctuations verticales de vitesse V_{rms} , représentées sur la figure 5.25.

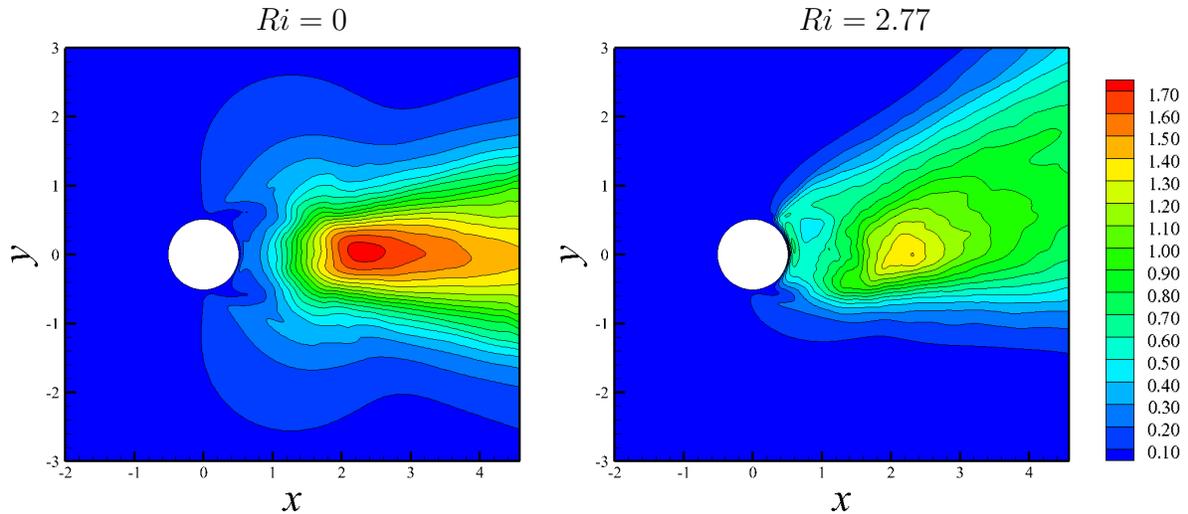


FIGURE 5.25 – Contours de vitesse fluctuante V_{rms} dans le plan médian - $Re_\infty = 1090$

La figure 5.25 met clairement en évidence la diminution nette des fluctuations verticales de vitesse V_{rms} dans le sillage en régime de convection mixte. Cette laminarisation n'a pourtant pas lieu juste à l'arrière du cylindre, de manière similaire à ce que nous avons vu pour les fluctuations longitudinales mais autour de la position $x = 1.15$. En effet, on constate que le niveau de fluctuation est d'abord plus élevé près du cylindre puis en s'éloignant, la tendance inverse se produit. On relève ainsi les valeurs suivantes : en $x = 0.6 - y = 0$, $V_{rms} = 0.45$

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

à froid alors qu'on atteint 0.61 à chaud. Par contre en $x = 2 - y = 0$, $V_{rms} = 1.63$ à froid alors qu'on chute à 1.35 à chaud. Le maximum de fluctuations verticales en régime de convection mixte est atteint au point $x = 2.3 - y = 0$ avec un niveau de 1.41 alors que le maximum de fluctuation en régime isotherme est de 1.92 pour $x = 2.3 - y = 0$. La figure 5.26 montre une vue zoomée des fluctuations verticales en région de proche sillage.

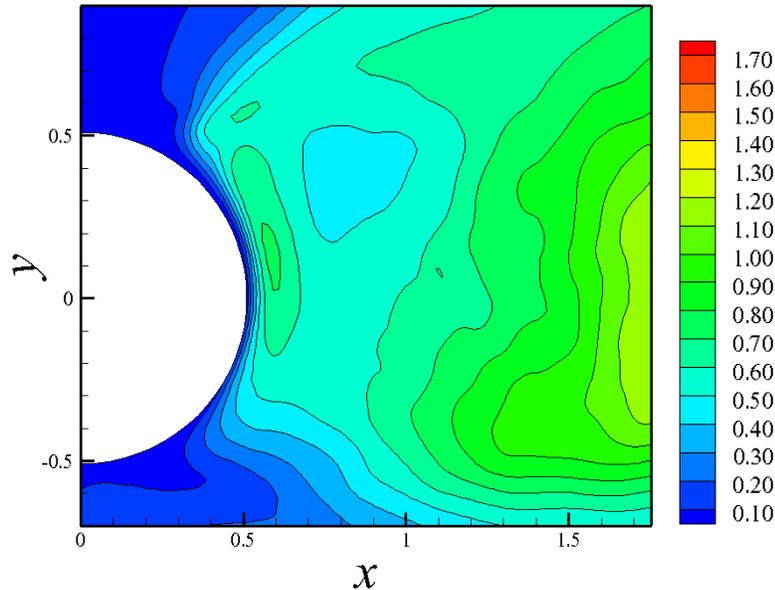


FIGURE 5.26 – Fluctuations verticales V_{rms} au culot du cylindre - $Ri = 2.77 - Re_{\infty} = 1090$

Finalement, on retrouve sur cette figure la zone correspondant à l'écoulement secondaire au culot du cylindre. Le maximum de fluctuation est alors de 0.72 atteint à la position $x = 0.6 - y = 0.1$.

Après avoir décrit les champs de vitesse fluctuante verticale, voyons avec plus de détails les profils qui ont pu en être extraits à différentes positions longitudinales comme illustré figure 5.27.

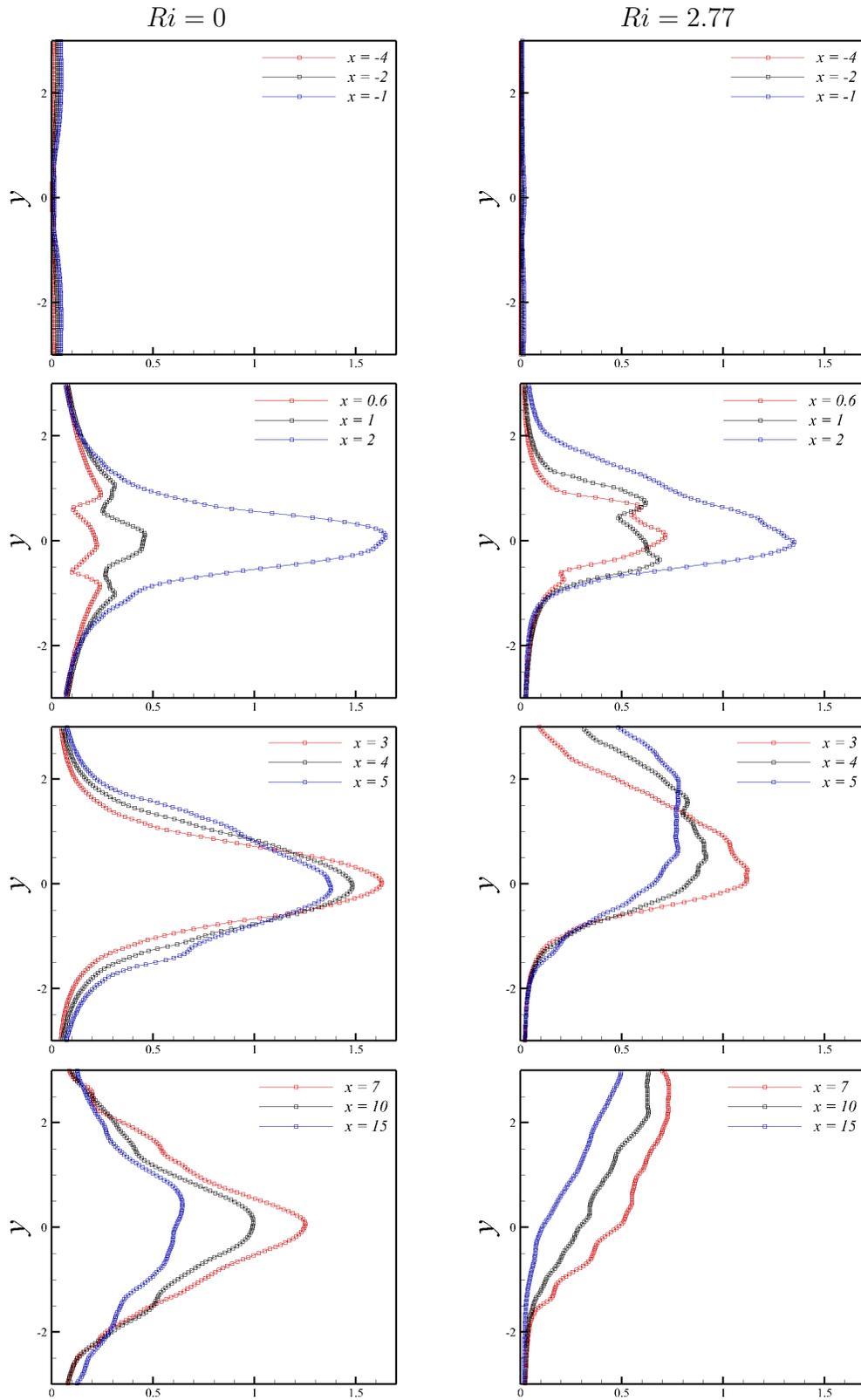


FIGURE 5.27 – Evolution des fluctuations verticales V_{rms} en $z = 0$ à $Re_{\infty} = 1090$

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

L'analyse de la figure 5.27 montre, qu'en amont du cylindre, le niveau de fluctuation est très légèrement plus faible en régime de convection mixte avec des valeurs maximales à $x = -1$ proches de 0.05 pour $Ri = 0$ et 0.02 pour 2.77.

Au culot du cylindre, les fluctuations verticales sont plus grandes pour $Ri = 2.77$ qu'en régime isotherme comme le montrent les profils tracés à $x = 0.6$ et $x = 1$ puisque l'on a pour $x = 0.6$ un maximum de 0.24 pour $Ri = 0$ alors qu'il atteint 0.72 pour $Ri = 2.77$. De même, pour $x = 1$, le maximum est de 0.46 pour $Ri = 0$ alors qu'il atteint 0.68 pour $Ri = 2.77$. Cela montre également qu'il y a plus de fluctuations verticales près du cylindre qu'au centre de la zone de recirculation en régime de convection mixte.

Par contre, en $x = 2$, le niveau chute pour $Ri = 2.77$ avec un pic de V_{rms} de 1.65 à froid contre 1.35 à chaud. Ainsi, les fluctuations sont plus faibles, mais on remarque qu'elles sont concentrées dans une zone plus large puisque à $x = 2$ et $y = 1.5$ le niveau de fluctuation est de 0.25 pour $Ri = 0$ alors qu'il est de 0.41 pour $Ri = 2.77$. Ainsi, l'élargissement du sillage se fait surtout au niveau de la partie supérieure.

Alors que le maximum de fluctuation est situé au centre de l'écoulement ($y = 0$) pour les positions $x = 0.6$ et $x = 1$, on distingue la présence de deux pics en régime de convection mixte. Ces pics sont plus importants au niveau de la CCI avec un niveau de 0.68 et 0.61 en $x = 1$ pour la CCI et la CCS respectivement. De même, on a une valeur de 0.72 et de 0.59 en $x = 0.6$ pour la CCI et CCS respectivement. A $x = 0.6$, au niveau de l'écoulement secondaire donc, le profil est décentré vers le haut sous l'effet de la gravité alors qu'à $x = 1$ seul le pic de la CCS continue à être dévié vers le haut. Le pic inférieur est situé plus bas à $y = -0.36$ alors qu'il était à $y = 0.12$ pour $x = 0.6$.

En s'éloignant du cylindre, on assiste à la diminution des valeurs maximales de fluctuations V_{rms} avec le chauffage du cylindre et à un élargissement du sillage. En effet, les maxima de fluctuations à froid sont ainsi de 1.37, 1.48 et 1.62 contre 0.78, 0.91 et 1.12 à chaud pour les positions 3, 4 et 5 respectivement. Avec la distance x , le maximum de fluctuation continue de se déplacer dans le sens des y positifs.

Pour les positions $x = 7; 10; 15$, le sillage continue de s'élargir, de "remonter" mais aussi de diminuer en terme de fluctuations maximales. Ainsi avec le fenêtrage choisi figure 5.27, on ne perçoit même plus le maximum de V_{rms} pour les positions 10 et 15. A $x = 7$, le pic de fluctuation est situé à $y = 2.58$ et passe à $y = 3.3$ pour $x = 10$ et à $y = 6$ pour $x = 15$. En ce qui concerne les niveaux, on passe d'un niveau maximal de 1.25 à 0.73 pour $x = 7$, de 0.99 à 0.65 pour $x = 10$ et enfin de 0.65 à 0.64 pour $x = 15$. Ce dernier résultat montre que suffisamment loin du cylindre, les niveaux maximums des fluctuations verticales sont similaires.

De même que pour les fluctuations longitudinales, nous avons tracé, figure 5.28, le rapport $\eta_{V_{rms}} = \frac{(V_{rms})_{max|chaud}}{(V_{rms})_{max|froid}}$ pour savoir précisément à quelle abscisse, l'inversion des fluctuations verticales maximales se produisait.

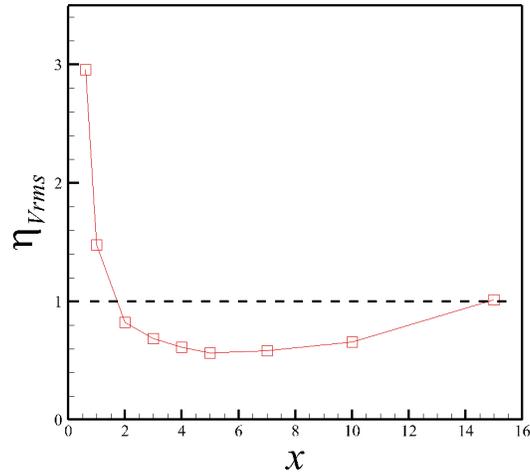
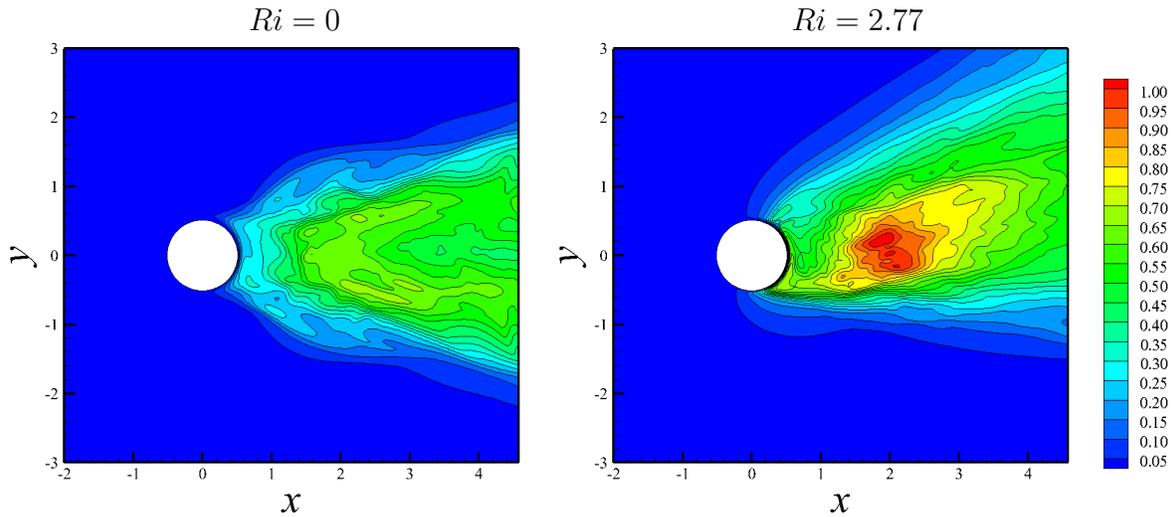


FIGURE 5.28 – Evolution du rapport $\eta_{V_{rms}}$ dans le sillage du cylindre - $Re_\infty = 1090$

D'après la figure 5.28, l'inversion de comportement se produit à la position $x = 1.73$ contre 1.26 pour les fluctuations longitudinales. Enfin, en sillage lointain ($x > 10$), le rapport semble converger vers une valeur proche de l'unité signifiant ainsi la similitude des deux types d'écoulement en ce qui concerne le comportement fluctuant de cette composante.

Ainsi, à l'arrière du cylindre, les fluctuations longitudinales et verticales de vitesse sont amplifiées en régime de convection mixte par rapport au cas isotherme, alors qu'en dehors de la zone de recirculation, le phénomène opposé se produit : on assiste alors à une diminution de U_{rms} et V_{rms} . Qu'en est-il des fluctuations transversales ? Si la composante moyenne W est négligeable devant U et V , est-ce le cas des fluctuations W_{rms} devant U_{rms} et V_{rms} ? La figure 5.29 présente les champs de composante fluctuante W_{rms} pour $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$.


 FIGURE 5.29 – Contours de vitesse fluctuante W_{rms} dans le plan médian - $Re_\infty = 1090$

La figure 5.29 montre qu'avec le chauffage du cylindre, le niveau de fluctuation transversale est intensifié aussi bien au culot du cylindre qu'en dehors de la zone de recirculation ce qui est un comportement différent de ce que l'on a observé pour l'évolution des fluctuations longitudinales et verticales. Le maximum de fluctuations transversales est atteint à $x = 1.86; y = 0.2$ avec un niveau de 1.05 alors qu'il n'est que de 0.69 en régime isotherme. Par exemple, pour le point $y = 0; x = 0.6$, le niveau de fluctuation transversale est de 0.24 pour $Ri = 0$ alors qu'il est de 0.59 en régime de convection mixte. En dehors de la zone de recirculation, par exemple pour le point $y = 0; x = 4$, W_{rms} est égale 0.46 pour $Ri = 0$ alors que W_{rms} excède 0.50 pour $Ri = 2.77$.

De plus, la zone correspondant à l'écoulement secondaire au culot du cylindre est caractérisée par une activité fluctuante transversale importante comme le montre la figure 5.30. Alors que le maximum de fluctuation dans cette zone est localisé dans la partie inférieure de l'écoulement, là où le mouvement moyen est également de plus grande amplitude, on observe une valeur maximale de 0.69 pour $x = 0.55; y = -0.22$.

Finalement, la structure isolée précédemment identifiée au dessus de la CCS, est également présente sur cette même figure avec des fluctuations transversales maximales W_{rms} de 0.40 en $x = 0.4; y = 0.59$.

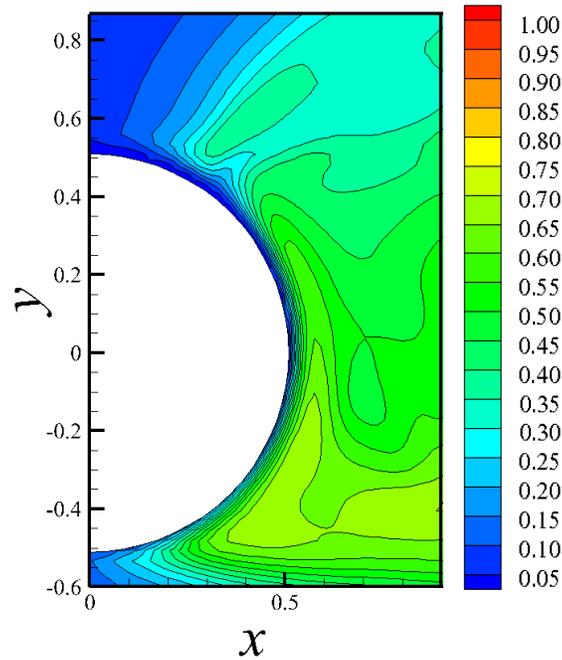


FIGURE 5.30 – Fluctuations transversales W_{rms} - $Ri = 2.77 - Re_{\infty} = 1090$

Etudions à présent de manière plus fine l'évolution de la composante W_{rms} à travers l'analyse des profils de vitesse donnés sur la figure 5.31.

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

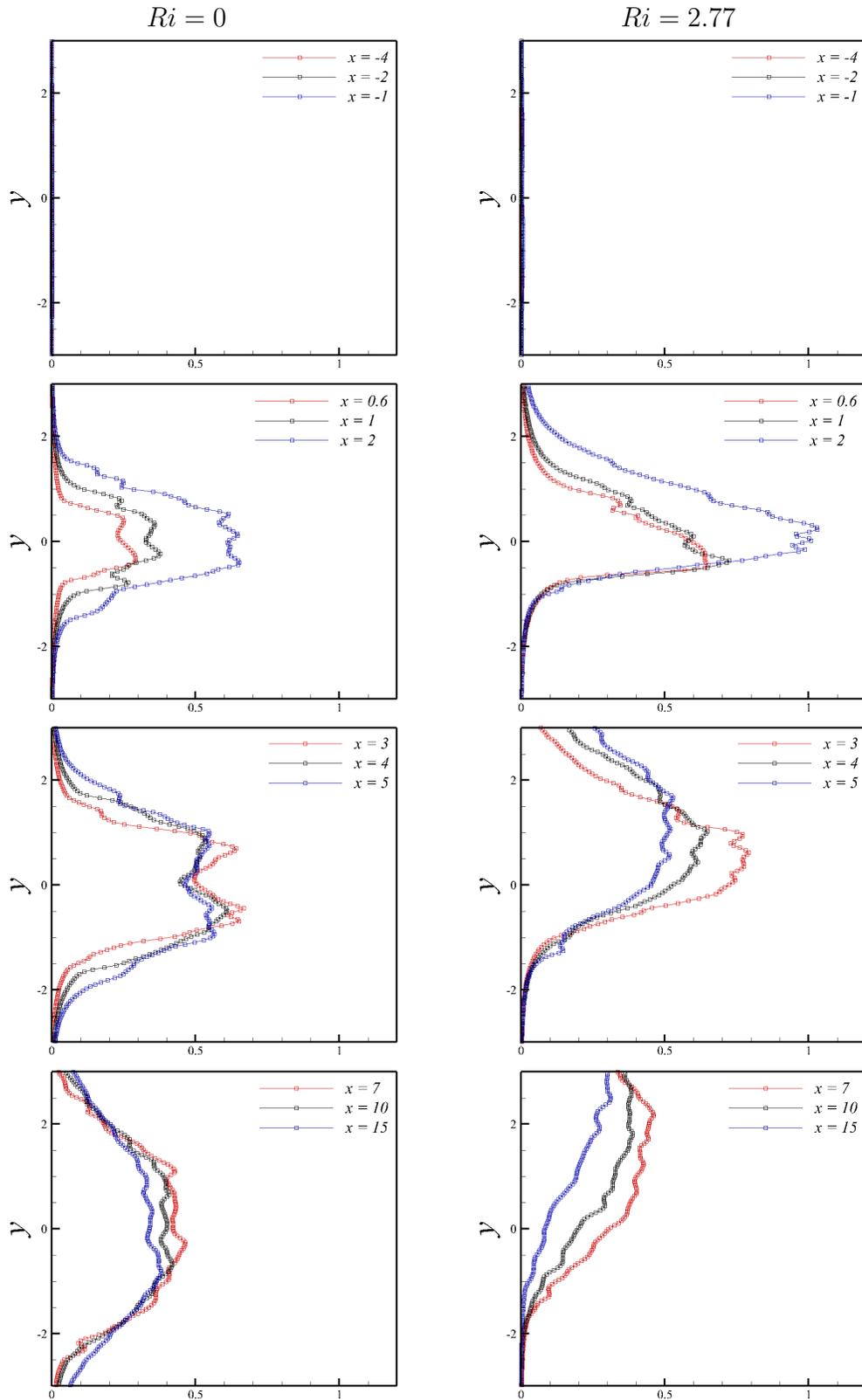


FIGURE 5.31 – Evolution des fluctuations transversales W_{rms} en $z = 0$ à $Re_\infty = 1090$

La figure 5.31 représente l'évolution des fluctuations transversales de vitesse à différentes positions longitudinales. Pour les positions en amont du cylindre, les niveaux de fluctuations sont similaires et quasi nuls.

En $x = 0.6$ le maximum de fluctuation observé est de 0.29 pour le régime isotherme alors qu'il est de 0.65 pour $Ri = 2.77$, soit un ratio de 2.24. En $x = 1$, W_{rms} atteint le niveau maximal de 0.37 en régime isotherme alors qu'il monte à 0.72 lorsque le cylindre est chauffé, soit un facteur 1.94. Enfin, en $x = 2$ la fluctuation transversale maximale est de 0.65 pour $Ri = 0$ alors qu'elle atteint 1.03 en régime de convection mixte, soit un facteur 1.58.

Une particularité de l'évolution des fluctuations transversales de vitesse concerne le fait qu'il y ait peu de changement du profil au niveau de la CCI pour les positions $x = 0.6; 1; 2$ alors qu'au niveau de la CCS la zone de grande fluctuations ne cesse de se décaler dans le sens des y croissants. Comme on l'a observé sur les fluctuations longitudinales et verticales, on constate aussi ici un élargissement du sillage associé à un étirement des profils.

Aux positions $x = 3; 4; 5$ les tendances précédemment identifiées sont encore présentes avec des niveaux plus importants en régime de convection mixte qu'en régime isotherme. D'autre part, on visualise bien l'ascendance des zones de fluctuations dynamiques sous l'effet des forces de gravité. Alors que le maximum est situé en 0.60 pour la position $x = 3$, il passe à 1 pour la position $x = 4$ et à 1.62 pour position $x = 5$. Pour les derniers profils correspondant aux positions $x = 7; 10; 15$, le sillage continue de se déplacer vers le haut, et de s'élargir sous l'action de la diffusion. On relève les rapports de fluctuations maximales : 0.995, 0.927 et 0.905 pour $x = 7$, $x = 10$ et $x = 15$ respectivement.

Finalement l'évolution du rapport $\eta_{W_{rms}} = \frac{(W_{rms})_{max}|chaud}{(W_{rms})_{max}|froid}$ en fonction de la distance au cylindre est donnée sur la figure 5.32.

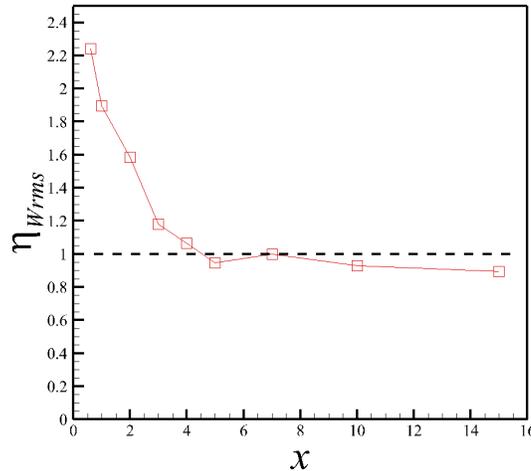


FIGURE 5.32 – Evolution du rapport $\eta_{W_{rms}}$ dans le sillage du cylindre - $Re_{\infty} = 1090$

La figure met particulièrement bien en valeur le changement de comportement du champ fluctuant transversal à partir de la position $x = 5$.

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

Ainsi, nous avons vu que l'activité fluctuante, aussi bien pour U_{rms} , V_{rms} et W_{rms} , était amplifiée au culot du cylindre, au niveau de l'écoulement secondaire. En dehors de la zone de recirculation, on assiste d'un côté à une diminution des composantes fluctuantes longitudinale et verticale et de l'autre côté à une augmentation de la composante transversale. Ce comportement se stabilise à partir de $5D$ en aval du cylindre pour se rapprocher des valeurs obtenues en condition isotherme.

Qu'en est-il de l'intensité de turbulence IT_{dyn} ? Le champ de IT_{dyn} est tracé pour les deux valeurs de nombre de Richardson étudiés (figure 5.33).

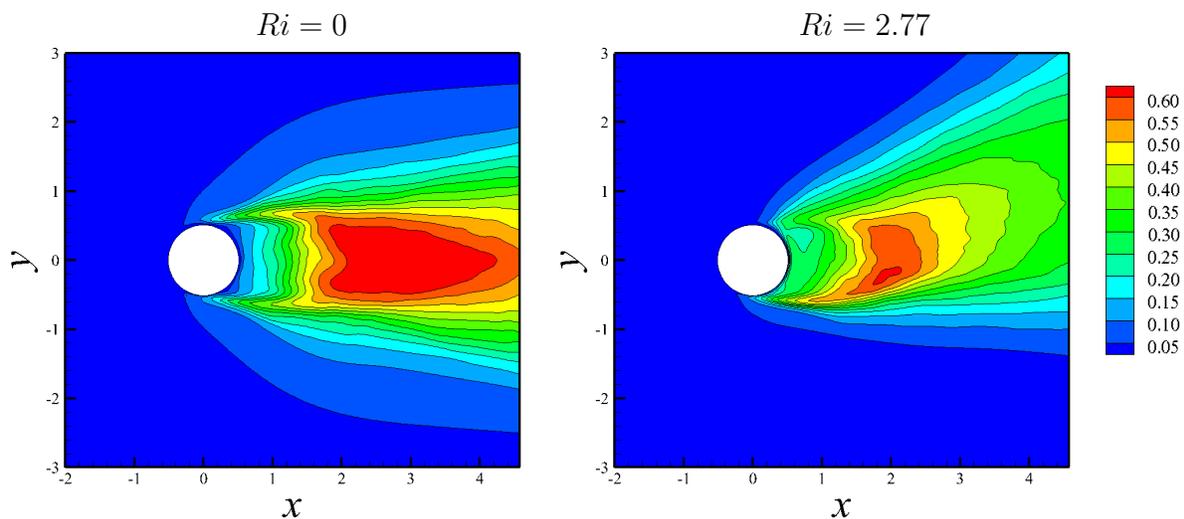


FIGURE 5.33 – Contours d'intensité de turbulence IT_{dyn} dans le plan médian - $Re_\infty = 1090$

De manière globale, la figure 5.33 montre qu'au niveau de la région de l'écoulement secondaire, l'intensité de turbulence est **plus élevée en régime de convection mixte** avec par exemple $IT_{dyn} = 28.2\%$ pour $x = 0.6 - y = 0$ alors qu'elle vaut 11.3% en régime isotherme. D'un autre côté, l'intensité de turbulence est globalement moins élevée en régime de convection mixte en dehors de la zone de recirculation avec un maximum de 61% contre 67% pour $Ri = 0$.

De plus, pour $Ri = 2.77$, la zone de forte intensité de turbulence est concentrée sur une plus petite zone, autour de $x = 1.9; y = -0.2$ avec une envergure de 0.44 alors qu'en régime isotherme le sillage symétrique a une intensité de turbulence supérieure à 0.6 entre $x = 2$ et $x = 4.2$, soit une envergure de 2.2 . Les profils de IT_{dyn} , figure 5.34, nous permettent de quantifier plus précisément les niveaux en jeu.

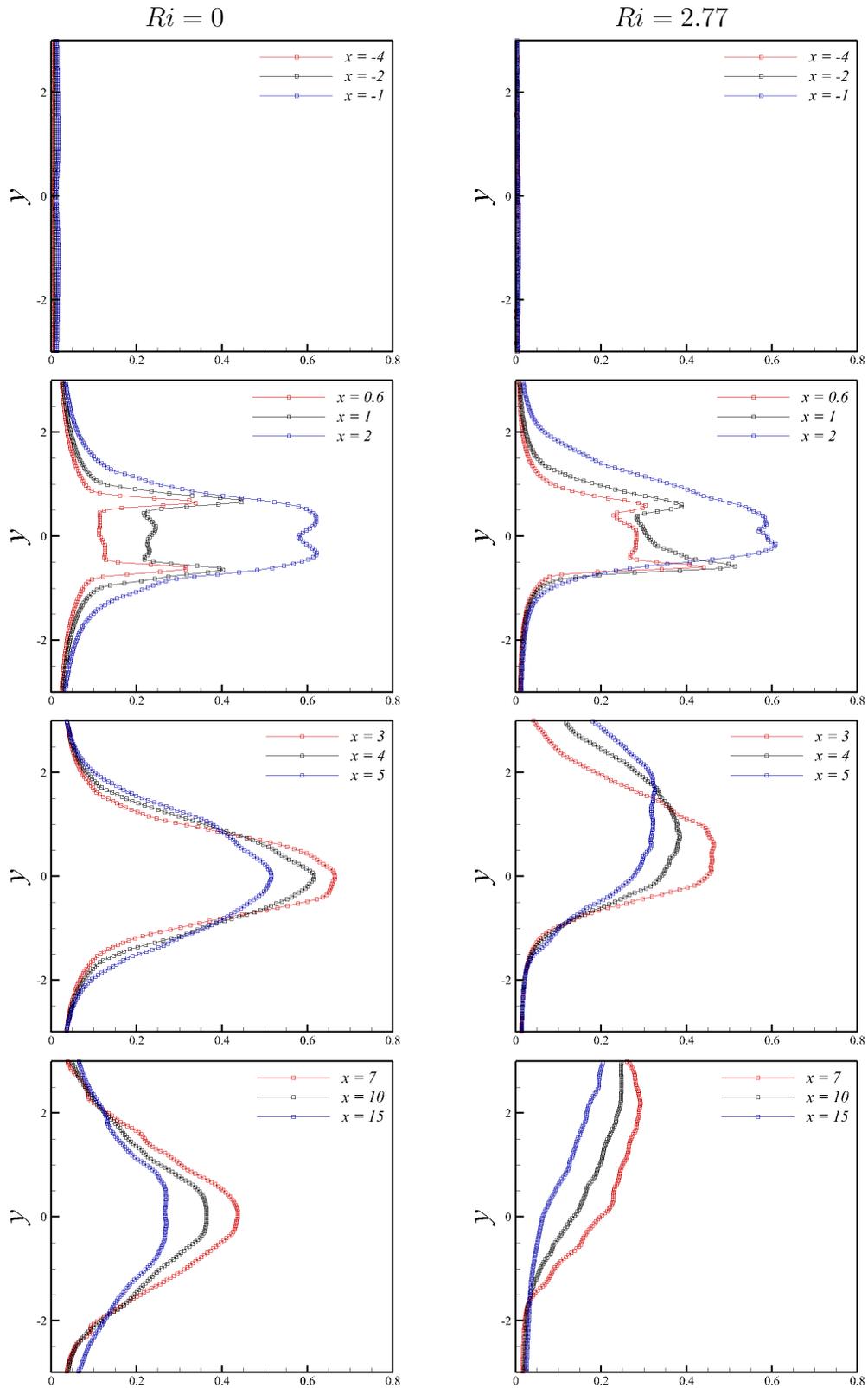


FIGURE 5.34 – Evolution de l'intensité de turbulence IT_{dyn} en $z = 0$ à $Re_{\infty} = 1090$

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

La figure 5.34 montre un niveau significatif d'intensité de turbulence en amont du cylindre avec un maximum pour $x = -1$ de 1.7% pour $Ri = 0$, à hauteur des deux couches de cisaillement alors qu'il est de 0.75% en régime de convection mixte, atteint à $y = -0.79$. Ainsi, on constate donc la diminution du niveau de turbulence en amont du cylindre avec le chauffage de ce dernier. Cependant, les niveaux en jeu restent faibles.

A l'arrière du cylindre, on observe deux pics d'intensité de turbulence maximum au niveau des deux couches de cisaillement. A $x = 0.6$, ces pics atteignent 31% et 34% en régime isotherme. Pour $Ri = 2.77$, pour la même position spatiale, on observe un maximum au niveau de la CCI de 44% et de 30% pour la CCS. A $x = 1$, la même tendance est observée avec un maximum de 40% pour la CCI et de 44.5% pour la CCS à froid alors que l'intensité de turbulence passe à 51% pour la CCI et à 38.8% pour la CCS. A $x = 2$, la différence entre les niveaux des deux pics est moins importante à froid puisque l'on observe un pic de 62.2% au niveau de la CCI et de 62.1%. A chaud, l'intensité de turbulence passe à 60.8% pour la CCI et à 58.7% pour la CCS. Ainsi en régime de convection mixte, un déséquilibre est créé entre les deux couches de cisaillement avec un maximum localisé au niveau de la CCI. Cette différence entre les deux couches de cisaillement décroît cependant rapidement avec la distance x . On remarque également que la différence entre le maximum d'intensité de turbulence, situé au niveau des couches de cisaillement, et le centre du sillage, où l'intensité de turbulence est minimale, reste relativement grande en régime isotherme par rapport au cas chauffé où une uniformisation des niveaux est atteinte plus rapidement. Enfin on observe un élargissement de la zone supérieure du sillage turbulent dès $x = 0.6$ alors que le pic au niveau de la CCI n'est impacté par les effets de gravité (dévoisement vers le haut) que sur le profil $x = 2$.

Plus loin dans le sillage, on ne distingue plus qu'un seul pic en régime isotherme pour les positions $x = 3; 4; 5$ notamment. Alors que le maximum reste centré sur la position $y = 0$ pour $Ri = 0$, le sillage turbulent continue de remonter dans le sens des y croissants sous les effets de la poussée d'Archimède. En parallèle de ce décalage, on assiste à un élargissement du sillage sous l'action de la diffusion ainsi qu'à une diminution des maxima (répartition de l'intensité de turbulence sur une plus grande zone). Ainsi en régime isotherme, on passe d'un maximum de 66.5% en $x = 3$ à 46.4% en régime de convection mixte. En $x = 4$, on passe d'un maximum de 61.5% à 38% pour $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$ respectivement. Pour $x = 5$, on passe d'un maximum de 51.5% à 32.6% pour $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$ respectivement. Les mêmes tendances sont observées pour les trois derniers profils en $x = 7; 10; 15$. Les valeurs d'intensité de turbulence ont donc tendance à se rapprocher et à converger vers une valeur commune en lointain sillage pour les deux régimes d'écoulement.

Après avoir caractérisé et quantifié l'impact de la gravité sur les composantes turbulentes longitudinale, verticale et transversale ainsi que sur l'intensité de turbulence IT_{dyn} , intéressons-nous au tenseur de Reynolds $U'V'$, $U'W'$ et $V'W'$, représentées par la figure 5.35. La connaissance de ces 3 termes du tenseur des contraintes visqueuses nous permettra de savoir où se situent les zones de production de la turbulence pour $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$.

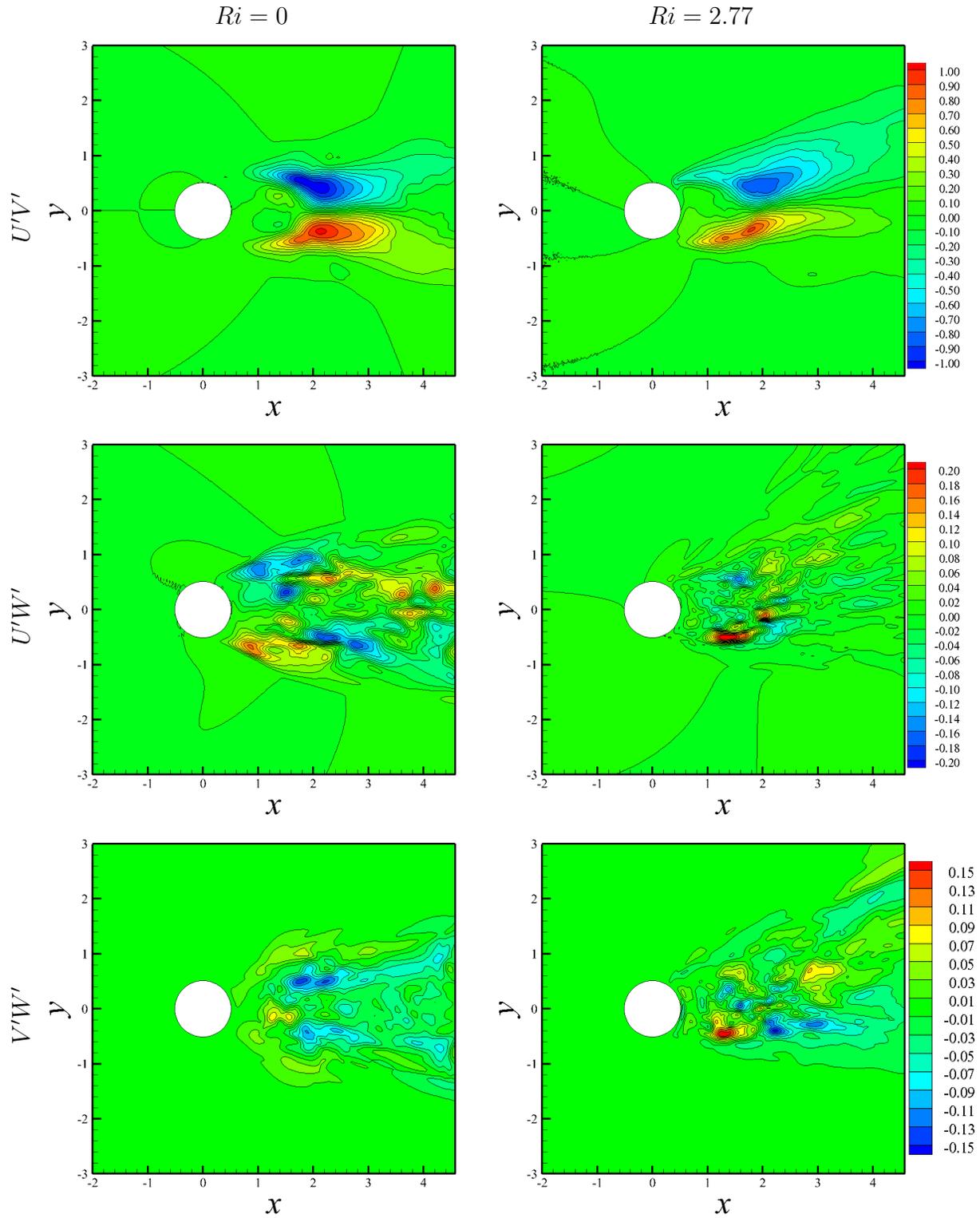


FIGURE 5.35 – Contrainte de Reynolds dans le plan médian - $Re_\infty = 1090$

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

La figure 5.35 permet de dresser clairement plusieurs résultats intéressants. D'abord, que ce soit en régime isotherme ou de convection mixte, la contrainte $U'V'$ est toujours beaucoup plus grande que les contraintes $U'W'$ et $V'W'$, dans un rapport d'environ 5 au vue des maxima impliqués.

Si l'on regarde plus précisément les niveaux des contraintes $U'V'$, on remarque que le maximum et le minimum sont symétriques par rapport à l'axe horizontal pour $Ri = 0$ et se situent à $x = 2.13$ et $y = +/- 0.37$. Les extremums sont de $+/- 1.1$. En régime de convection mixte, la dissymétrie du sillage se traduit par une déformation des zones de production pour $x = 2.10$ et $y = 0.43$ pour le minimum et $x = 1.79$ et $y = -0.32$ pour le maximum avec des niveaux de -0.90 et 0.92 respectivement.

La figure 5.36 représente le terme de production turbulente $P_{turb} = -U'V'\frac{\partial U}{\partial y}$ dans le plan $z = 0$. Par comparaison avec les contraintes $U'V'$, on constate que les zones de production sont localisées aux mêmes endroits que dans la figure 5.35, avec des valeurs plus importantes au niveau des couches de cisaillement (terme $\frac{\partial U}{\partial y}$). En régime de convection mixte, le maximum de production de turbulence est ainsi localisé au niveau de la CCI.

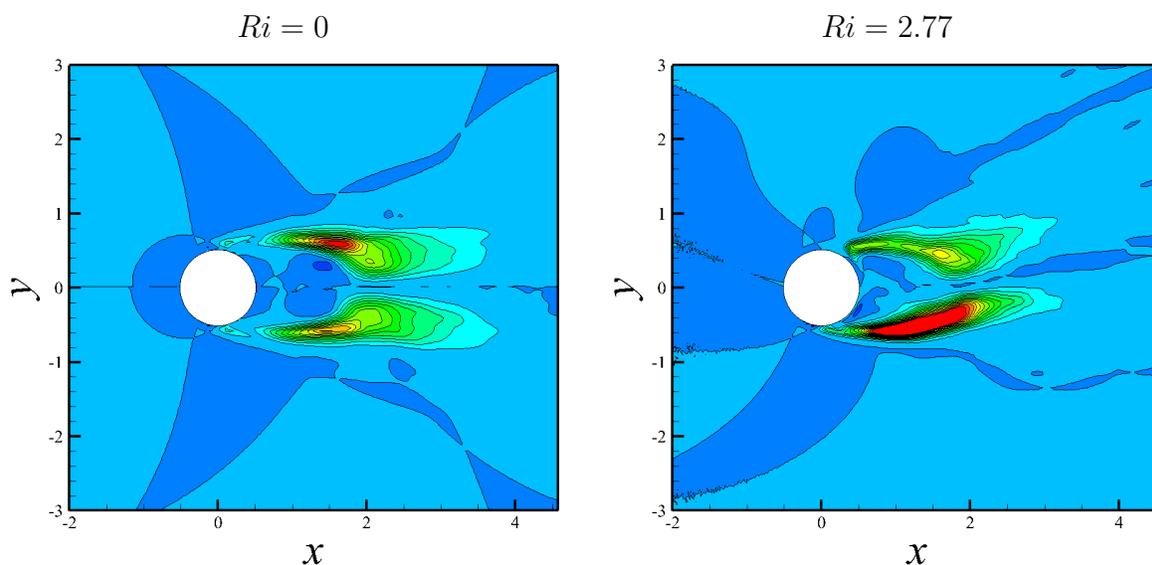


FIGURE 5.36 – Production turbulente P_{turb} dans le plan $z = 0$ pour $Re_{\infty} = 1090$

L'uniformité des contraintes de Reynolds $U'W'$ et $V'W'$ dans le plan $z = 0$ est meilleure en régime isotherme. Les gradients de ces mêmes contraintes sont donc plus importants en régime de convection mixte. On observe des "pics" localisés sur de plus petites zones de l'écoulement. De plus, c'est dans la partie inférieure du sillage, à $x = 1.42 - y = -0.51$ pour $U'W'$ (avec un niveau de 0.23) et à $x = 1.29 - y = -0.46$ (avec un niveau de 0.19)

pour $V'W'$ que les maxima de corrélation sont observés en régime de convection mixte. Cette zone, où les corrélations sont maximales, semblent correspondre à la zone où une inversion de comportement de U_{rms} et V_{rms} soit 1.26 et 1.79 respectivement (voir figures 5.24 et 5.28) a préalablement été observée.

Finalement l'effet de la gravité sur les comportements fluctuants de l'écoulement a été analysé d'un point de vue dynamique. Intéressons-nous maintenant à la température fluctuante dans le sillage du cylindre. Les fluctuations de température sont-elles corrélées aux fluctuations de vitesse? La figure 5.37 représente la température fluctuante adimensionnelle dans le plan $z = 0$ pour la configuration $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$. Bien sur ici, cela n'a pas de sens de comparer avec le cas isotherme.

5.7.2 Caractérisation thermique

La figure 5.37 représente le champ de température fluctuante Θ_{rms} pour des niveaux compris entre 0.10 et 1.60

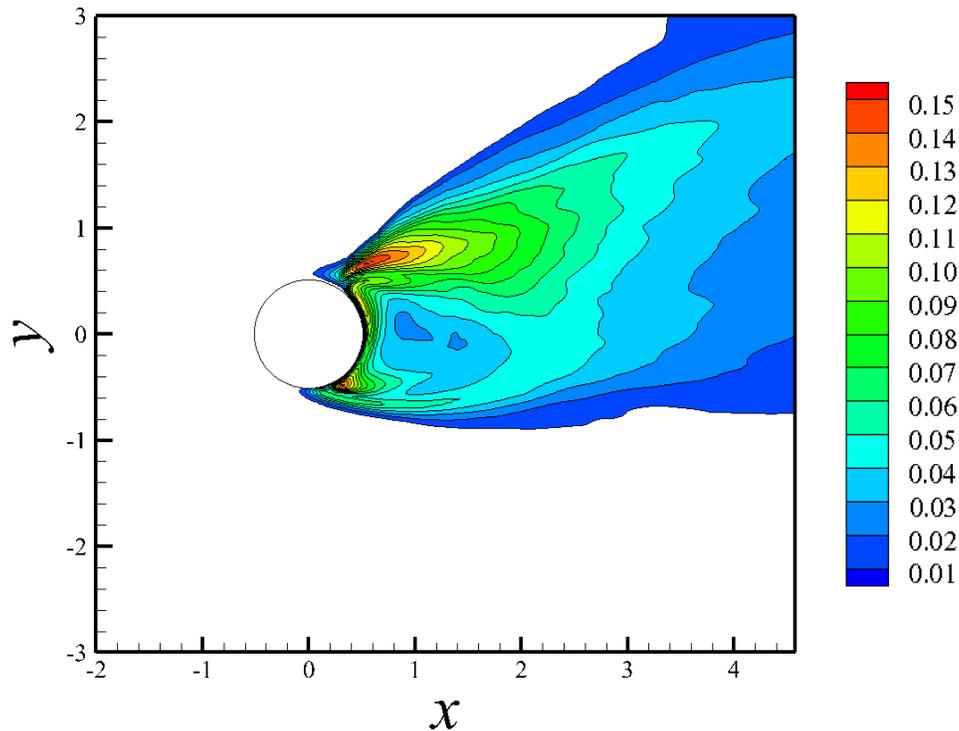


FIGURE 5.37 – Température fluctuante Θ_{rms} dans le plan médian - $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

La figure 5.37 met en évidence des zones de fortes fluctuations en température au niveau de la CCS avec un niveau maximum de 0.15 atteint à $x = 0.54 - y = 0.66$ ainsi qu'à la base du cylindre à $x = 0.31 - y = -0.48$ avec un niveau de 0.14. Le champ de température fluctuant

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

offre une topologie très proche du champ moyen (cf. figure 5.16) où une CCS également plus chaude et plus développée en moyenne a été observée. Cependant, la zone de grandes fluctuations en température au niveau de la CCS est davantage déviée vers le haut alors que dans le cas du champ moyen Θ , la zone de plus grande température était quasi-horizontale. De plus, la rupture brusque de la forme du sillage, dans la partie supérieure, a également lieu ici à $x = 0.4$ comme nous l'avons observé sur le champ de température moyenne. On

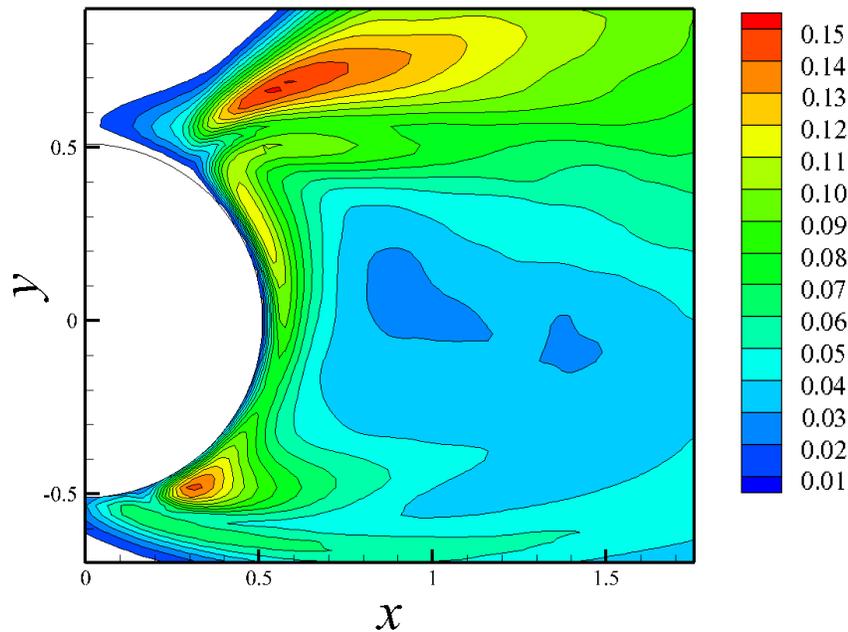


FIGURE 5.38 – Zoom de la température fluctuante Θ_{rms} dans le plan médian - $Ri = 2.77 - Re_{\infty} = 1090$

distingue aussi clairement, figure 5.38, la présence de l'écoulement secondaire au culot du cylindre dans la région $x = 0.5$. Alors que l'écoulement se développe le long du cylindre, les fluctuations augmentent avec, par exemple, un niveau de 0.08 à $x = 0.5 - y = -0.25$ et qui atteint 0.11 à $x = 0.5 - y = 0.25$.

Afin de mieux préciser l'évolution de la température fluctuante dans le sillage du cylindre, les profils de Θ_{rms} sont représentés à la figure 5.39.

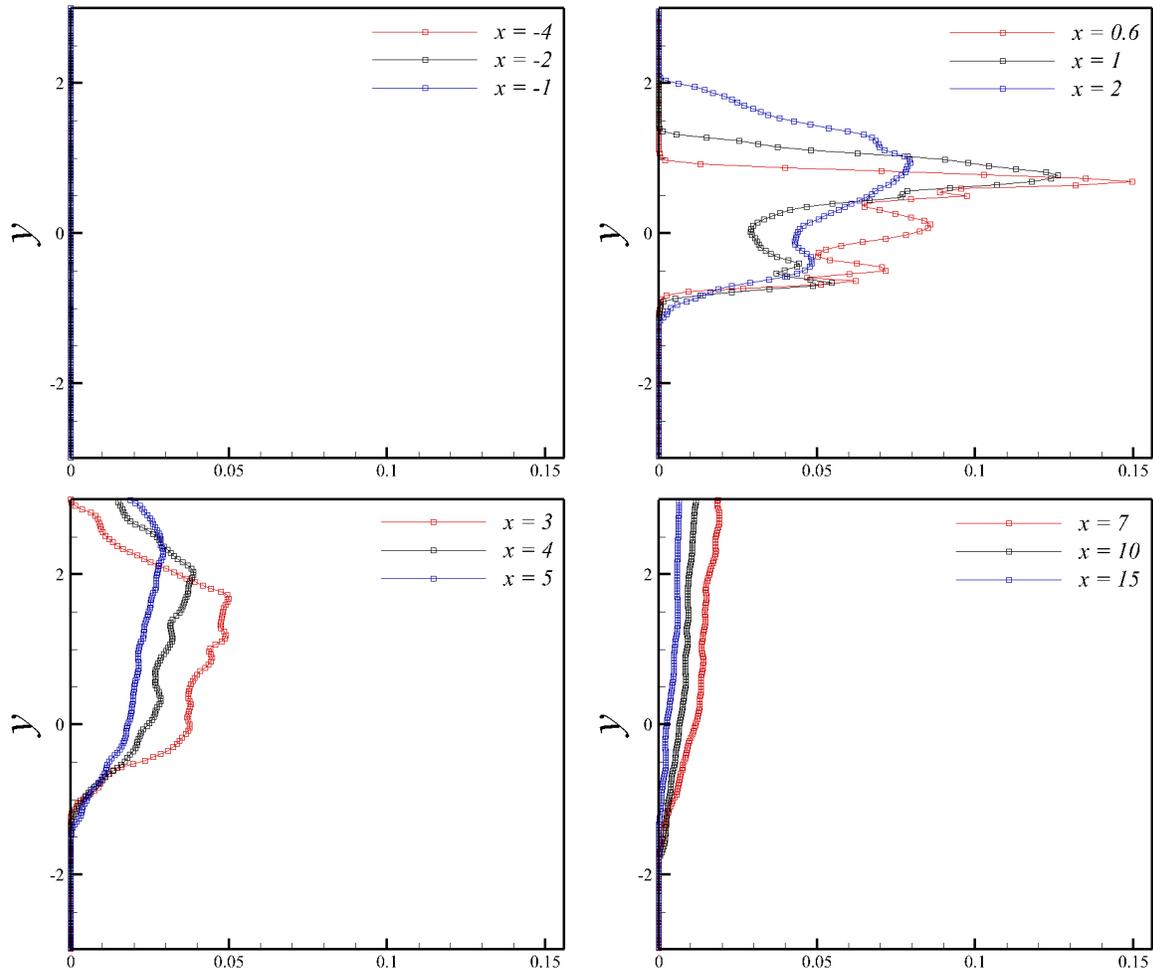


FIGURE 5.39 – Evolution des fluctuations de température Θ_{rms} en $z = 0$ à $Ri = 2.77 - Re_{\infty} = 1090$

Alors que sur les composantes fluctuantes de vitesse nous avons détecté de légers, mais néanmoins présents, effets de la gravité sur les niveaux mis en jeu, ici, d'après la figure 5.39, on montre qu'en amont du cylindre, jusqu'à $x = -1$, les fluctuations de température sont nulles. A l'arrière du cylindre, à $x = 0.6$, on observe la présence de 3 pics de fluctuations situés respectivement à $y = -0.5$ ($\Theta_{rms} = 0.07$), à $y = 0.1$ ($\Theta_{rms} = 0.09$), et à $y = 0.7$ ($\Theta_{rms} = 0.15$). Alors que le premier pic correspond au point chaud situé au niveau de la CCI, le pic intermédiaire se développe le long du cylindre et le dernier, au point chaud, situé au niveau de la CCS. A $x = 1$, on ne retrouve plus que deux maximums au niveau de la CCI et CCS avec des niveaux de 0.054 et 0.13 respectivement. Au contraire, le second maximum observé à $x = 0.6$ est devenu un minimum avec un niveau de 0.03. A $x = 2$, on assiste à une forte diminution du pic supérieur passant de 0.13 à 0.08 alors qu'au niveau de la CCI, la diminution est beaucoup moins prononcée, avec un niveau passant donc de 0.054 à 0.047.

5.7. ZONES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT FLUCTUANT

En parallèle de cette diminution des niveaux maximums, on constate un élargissement du sillage comme nous l'avons observé sur les champs dynamiques (moyen et fluctuant). Ceci est particulièrement visible à partir de la position $x = 2$ et se poursuit bien évidemment jusqu'à la fin du domaine si bien qu'en $x = 7$, le maximum de fluctuation atteint à $y = 2.7$ n'est plus que de 0.019.

Quels liens existent entre les champs fluctuants dynamiques et thermique ? Pour répondre à cette question, la figure 5.40 représente les champs fluctuants dynamiques et thermique en région de proche sillage.

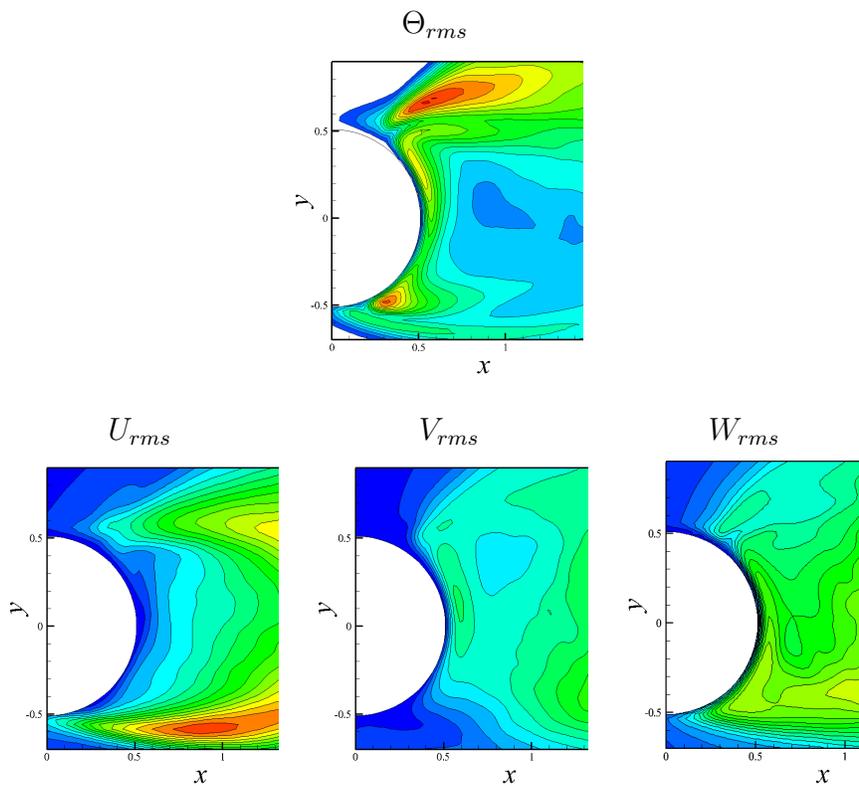


FIGURE 5.40 – Comparaison des différents champs fluctuants en région de proche sillage - $Ri = 2.77$ - $Re_\infty = 1090$.

De cette figure, on observe une bonne similitude entre le champ fluctuant en température et le champ fluctuant de la composante transversale W_{rms} de vitesse. Il semble qu'il existe un lien entre les fluctuations transversales et celles de température dans la partie inférieure du sillage dans la région $y < 0$ et $0 < x < 0.5$ ainsi qu'au niveau de la CCS avec la présence de cette structure indépendante à $x = 0.4$ et $y = 0.5$.

Plus haut, le long du cylindre, dans la région $0 < y < 0.5$ et $x \approx 0.5$, on observe également une relativement bonne similitude entre l'écoulement fluctuant vertical V_{rms} et le champ fluctuant de température.

Finalement, on constate une augmentation du niveau de fluctuation de vitesse transversale et verticale au niveau de l'écoulement secondaire alors que le niveau de fluctuations longitudinales U_{rms} est affaibli.

Ce qui retiendra le plus notre attention ici est la région de proche cylindre où les niveaux maximums de fluctuation en température sont situés au niveau de la CCS alors qu'au contraire, les niveaux maximums de fluctuations de vitesse sont localisés au niveau de la CCI. **Ce comportement "opposé" montre le découplage entre fluctuations dynamique et thermique en régime de convection mixte**, ce qui est un résultat très intéressant.

L'identification des zones caractéristiques des champs moyens et fluctuants ayant été réalisée, nous allons nous intéresser à l'évolution dans le temps de l'écoulement en aval du cylindre. Cette dernière étude est très importante pour identifier et comprendre les mécanismes de l'écoulement de convection mixte.

5.8 Aspects instationnaires

Dans cette partie, nous nous intéressons donc à l'évolution temporelle du sillage afin de mieux comprendre les mécanismes régissant l'écoulement, dont les conséquences ont été quantifiées en termes dynamique et thermique dans les paragraphes précédents.

5.8.1 Identification des structures cohérentes de convection mixte

L'analyse des champs instantanés étant très difficile à réaliser en régime turbulent, nous avons décidé de sélectionner différents instants caractéristiques des phénomènes physiques précisément identifiés.

Dans la partie suivante, nous suivrons de manière plus fine l'évolution des structures préalablement identifiées. Tout d'abord, comme nous l'avons fait pour les champs de température moyen et fluctuant, le champ de température est ici représenté pour des valeurs de $\Theta(t)$ supérieures à 1%. Ce critère d'affichage des contours permet de mieux faire ressortir le sillage thermique comme l'illustre la figure 5.41.

Deux zones caractéristiques peuvent d'ores et déjà être identifiées : une zone proche du cylindre correspondant à la zone de recirculation (couleur verte) où le niveau de température est relativement important et une zone correspondante au développement du sillage à partir de $x \approx 2$ (couleur bleue).

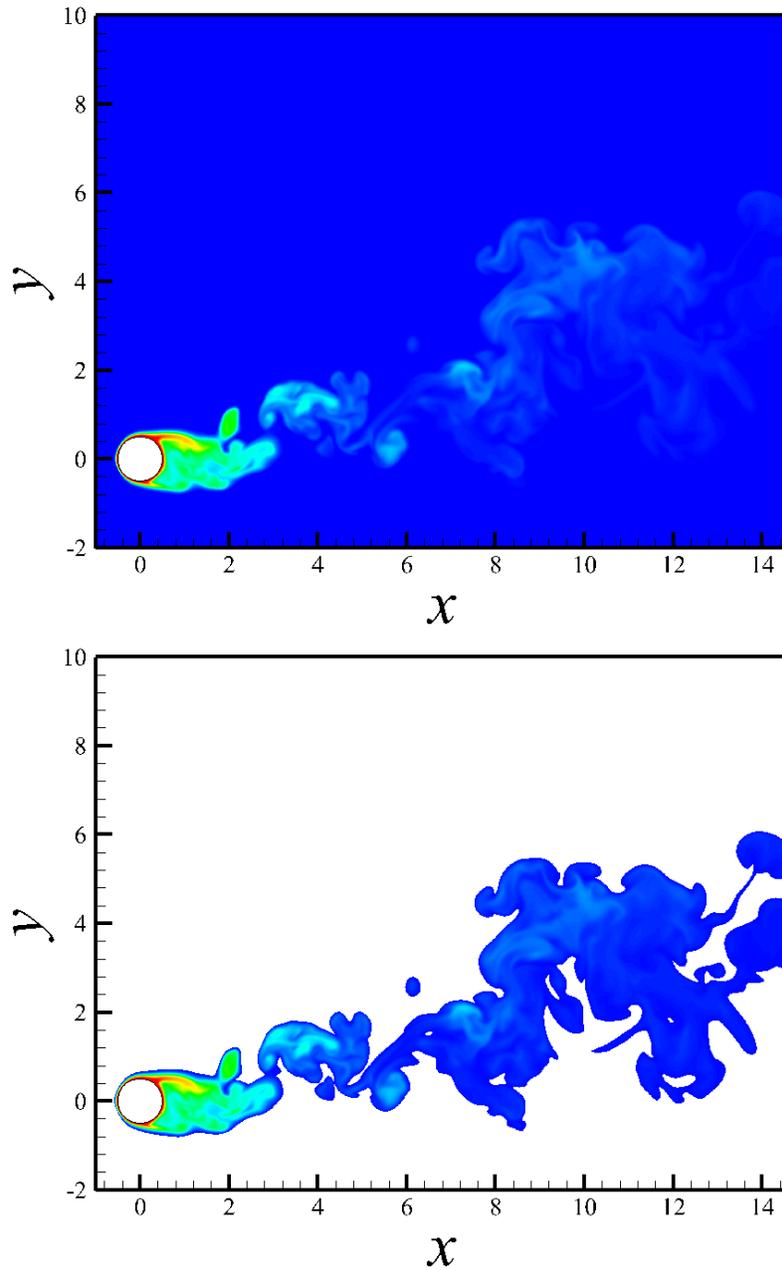


FIGURE 5.41 – Champs instantanés de température pour $Ri = 2.77$ et $Re_\infty = 1090$ - gauche : tous les contours - droite : contours supérieurs à 1%

Les figures 5.42 et 5.43 présentent l'évolution temporelle en température de l'écoulement à $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 2.77$, chaque image étant séparée d'un pas de temps Δt de 1.2 - ce qui correspond à un temps physique de 0.2s.

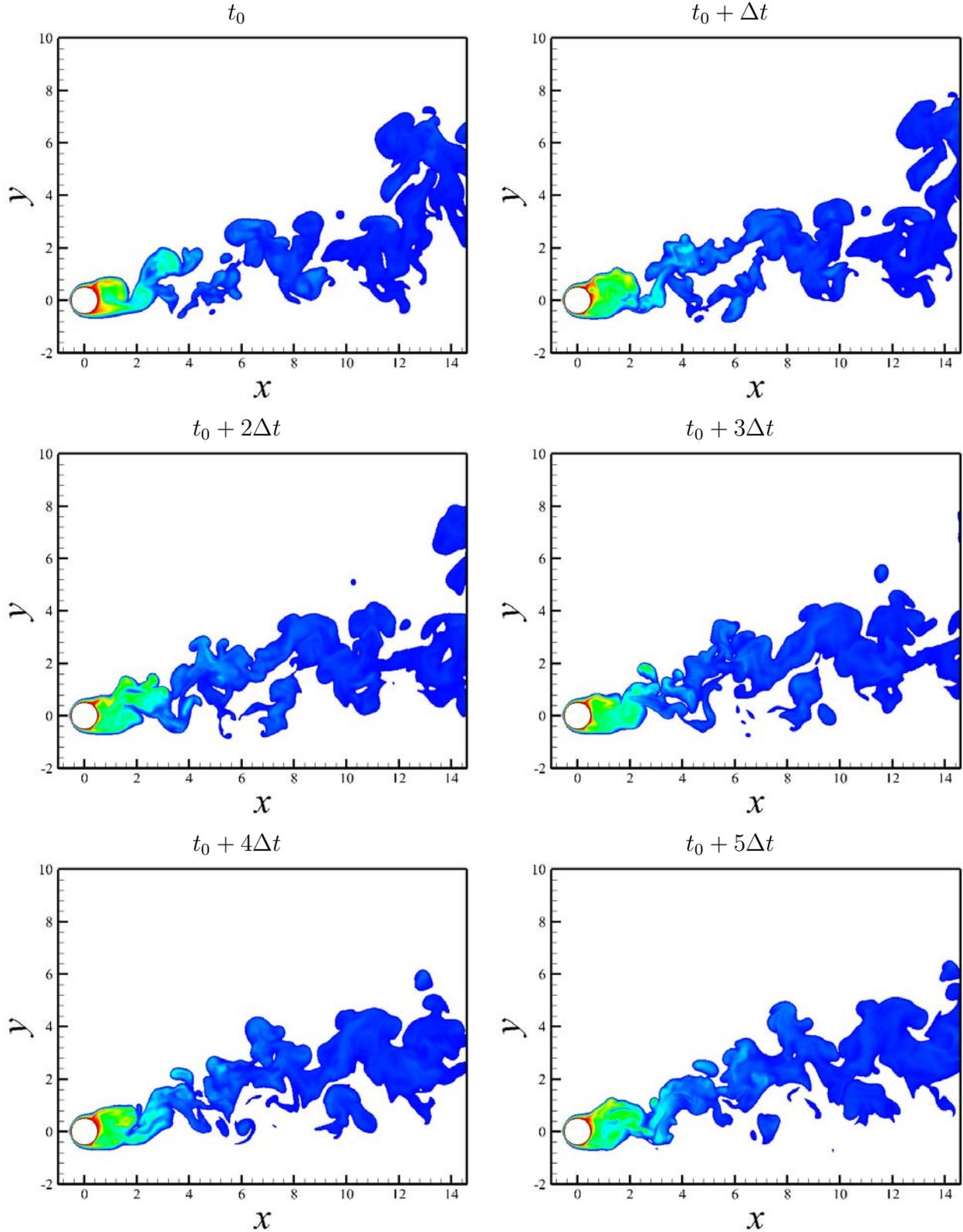


FIGURE 5.42 – Champs instantanés de température pour $Ri = 2.77$ et $Re_\infty = 1090 - 200$ contours de température entre 0.01 et 0.61

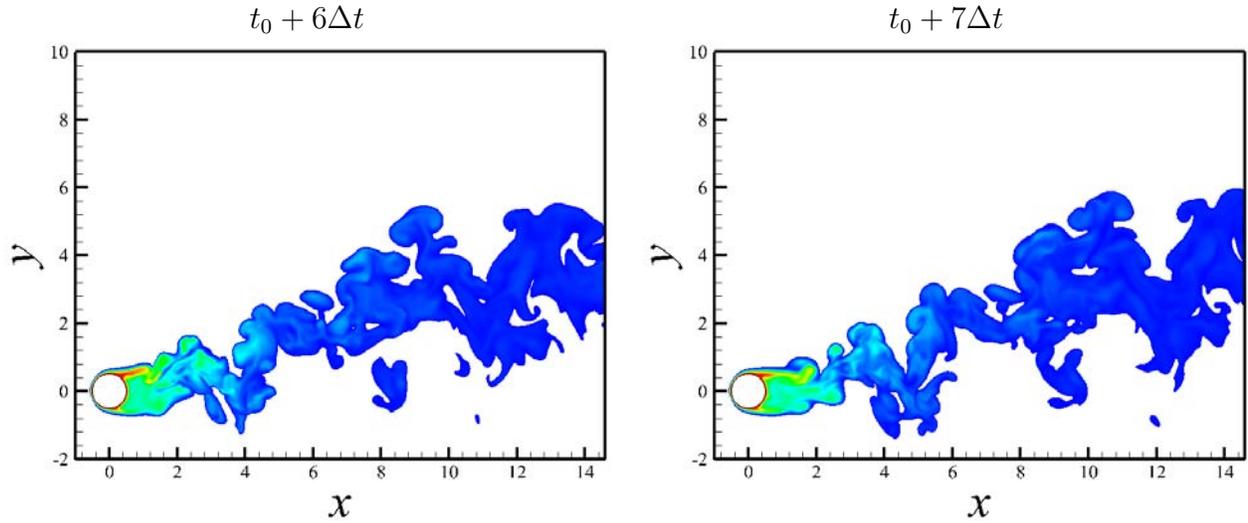


FIGURE 5.43 – Champs instantanés de température pour $Ri = 2.77$ et $Re_\infty = 1090 - 200$ contours de température entre 0.01 et 0.61

Visualiser le caractère turbulent du sillage, caractéristique du nombre de Reynolds choisi, est très net. Alors que les travaux de REN [52] étudient de manière instationnaire les effets de la gravité sur l'organisation d'un écoulement 3D laminaire, il est ici beaucoup plus difficile de souligner des relations de cause à effets entre chaque phénomène physique identifié, étant donné l'extrême complexité de l'écoulement. La multitude des échelles spatiales mises en jeu permet justement de dire (entre autres) que le sillage est de nature turbulente. En effet, on détecte par exemple à l'instant t_0 , trois structures de petite taille à $x = 5 - y = -0.5$, $x = 5 - y = 1.5$ et $x = 10 - y = 3$, alors que des structures de plus grande taille sont détectées à $x = 6 - y = 2.5$ et $x = 12 - y = 6$ pour n'en citer que deux. Enfin, le caractère non déterministe de l'écoulement permet d'affirmer que le sillage est turbulent : si l'on peut suivre les structures dans le temps, il est cependant impossible d'anticiper la position des structures d'un instant à l'autre. Le pas de temps choisi ici ($\Delta t = 1.2$) permet de suivre les grosses structures mais n'est pas assez petit pour suivre les petites structures. Toujours à travers la même figure, on se rend également compte de la grandeur du domaine par rapport au sillage qui, finalement, est restreint dans une zone relativement petite puisque la zone des températures inférieures à 1% est importante (zone en blanc sur la figure).

La figure 5.43 permet aussi de confirmer plusieurs éléments identifiés au cours de l'étude des champs moyens et fluctuants, à savoir : une zone de recirculation assez horizontale et un sillage fortement dévié vers le haut à partir de $x \approx 2$. Le sillage est également caractérisé par son élargissement avec x et par la diffusion des zones chaudes qui tendent à s'uniformiser.

Au niveau de la zone de recirculation, à l'instant t_0 , on remarque une déformation de la CCS qui est déviée de sa position horizontale vers le haut comme soulevée par une zone chaude se situant à l'arrière du cylindre. A l'instant suivant, cette perturbation s'est propagée suivant x et suivant y créant ainsi une zone de recirculation plus grande et plus chaude. La CCS est étirée vers le haut sous l'effet des forces de gravité. A l'instant d'après (soit $t_0 + 3\Delta t$), la CCS est de nouveau déformée par la poche de fluide chaud située à l'arrière du cylindre alors qu'on observe l'apparition de deux structures chaudes formées à $x = 1.5$ et $x = 2.5$ correspondant sans doute aux deux points chauds compris entre $x = 1$ et $x = 2$ à l'instant précédent. En parallèle de ce phénomène on assiste à de légères ondulations de la CCI. Entre les instants $t_0 + 2\Delta t$ et $t_0 + 5\Delta t$, la CCS reste déformée et orientée d'un certain angle par rapport à l'horizontal ; angle qui atteint une valeur maximale à l'instant $t_0 + 5\Delta t$ où, une éjection de fluide chaud a lieu de manière très prononcée à quasiment 45° . A l'instant d'après l'angle diminue et deux structures chaudes se forment à la fin de la CCS entre $x = 1.5$ et $x = 2.5$. Au dernier instant présenté, la CCS est revenue à une position horizontale et la CCI est toujours soumise à de faibles ondulations. En dehors de la zone de recirculation, on distingue, d'une manière générale, la présence de structures chaudes en forme de champignons plus ou moins déformés comme par exemple à $x = 4.5 - y = 2.5$ à l'instant $t_0 + 2\Delta t$ ou à $x = 13.5 - y = 4.5$ à l'instant $t_0 + 4\Delta t$.

Même si l'analyse du sillage est rendue délicate de par sa nature turbulente (ce qui a motivé notre étude), certains mécanismes facilement observables ainsi que la présence de structures caractéristiques de convection mixte ont été identifiés et font l'objet d'une attention particulière dans la suite de notre étude. Nous allons mettre en relief les effets de la gravité sur l'organisation de l'écoulement dans la région proche du cylindre, c'est à dire au niveau de la zone de recirculation. En effet, d'une part, l'origine de tous les phénomènes liés aux effets de convection naturelle sont localisés au niveau de la paroi du cylindre. D'autre part, parce qu'il est nécessaire de comprendre, dans un premier temps, la physique des phénomènes à cet endroit avant de prospecter ailleurs.

Trois mécanismes caractéristiques ont été identifiés d'un point de vue instationnaire et sont expliqués dans la suite de ce mémoire.

1. Dualité convection forcée/convection naturelle

La figure 5.44 représente le champ de température à l'arrière du cylindre, ainsi que les vecteurs vitesse $U(t), V(t)$ à deux instants consécutifs t_1 et $t_1 + \Delta t$ où $\Delta t = 1.2$.

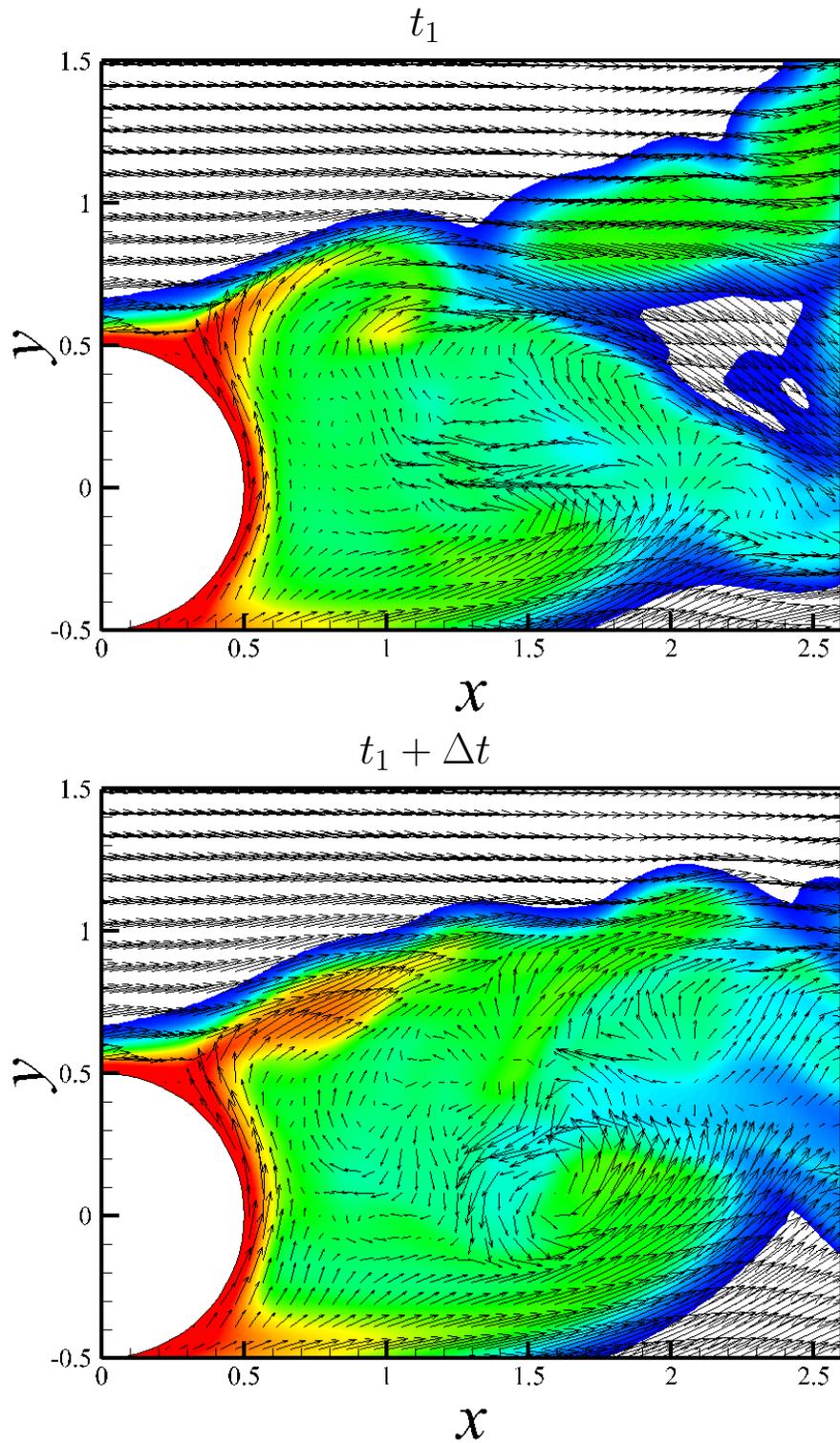


FIGURE 5.44 – Mise en évidence de la dualité convection forcée/convection naturelle à l'arrière du cylindre

La figure 5.44 met clairement en évidence la *dualité* entre la convection forcée et la convection naturelle. En effet, le fluide se trouvant dans la zone de recirculation (couleur verte) est ramené vers la surface arrière du cylindre sous l'effet des mécanismes tourbillonnaires de Von Karman. Lorsque ce fluide froid rentre en contact avec la paroi du cylindre chauffé, il vient nourrir l'écoulement secondaire qui se crée sous l'effet de la convection naturelle. Cet écoulement secondaire apparaît sur la même figure en couleur rouge avec des vecteurs vitesses significativement plus grands que ceux de la zone verte. Il est dirigé vers le haut et contourne la surface du cylindre jusqu'à l'écoulement principal dans la région $y = 0.5$. De plus, il est quasiment orthogonal à l'écoulement principal (à la courbure du cylindre près). Deux cas de figure extrêmes sont alors envisageables : soit l'écoulement principal possède plus d'inertie que l'écoulement secondaire et la CCS reste alors horizontal, soit l'inverse se produit. Dans notre cas, les deux écoulements possèdent des inerties proches - puisque l'on a $\frac{[\frac{1}{2}(\rho V^2)_{naturelle}]}{[\frac{1}{2}(\rho V^2)_{force}]} = 1.72$ - ce qui a pour effet de déformer la CCS et d'obtenir un écoulement résultant dirigé vers le haut avec un certain angle par rapport à l'axe horizontal. C'est exactement ce soulèvement de la CCS à cause de l'écoulement secondaire, que nous visualisons sur la figure 5.44.

On remarque qu'à l'instant $t_1 + \Delta t$, une zone de survitesse et de forte température apparaît de manière prononcée dans la région $x = 0.75 - y = 0.75$. Il s'agit de la propagation d'une zone chaude de l'écoulement secondaire qui vient nourrir la CCS.

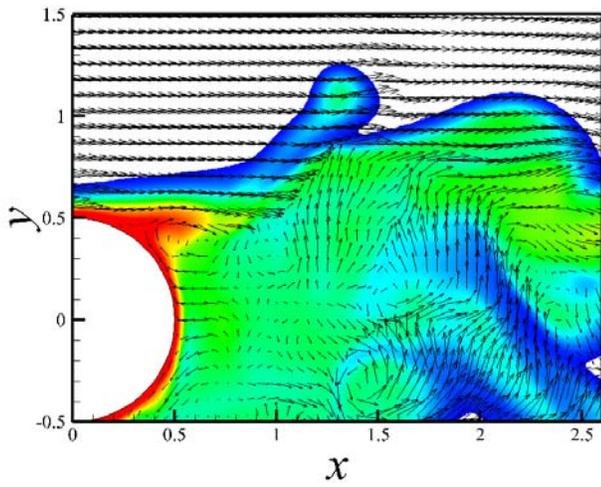
En parallèle de cette forte interaction entre les deux types d'écoulement, on observe un léger soulèvement de la CCI entre ces deux instants.

2. Structures de convection mixte (SCM)

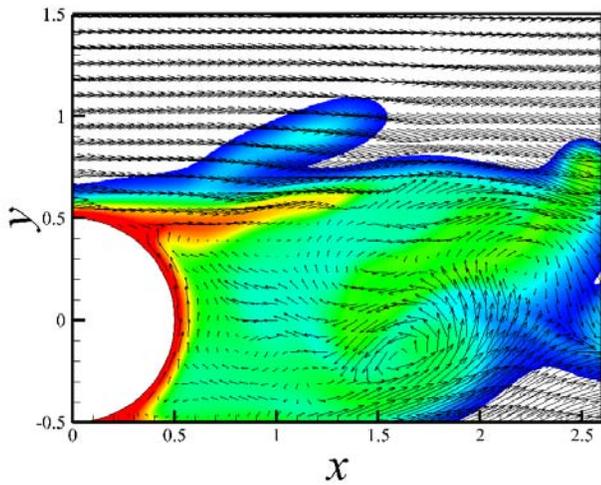
La figure 5.45 illustre la présence de structures caractéristiques de la convection mixte soit en région de proche cylindre - au niveau de la zone de recirculation - soit plus en aval du cylindre, et ceci à quatre instants distincts.

ZONE DE RECIRCULATION

A1

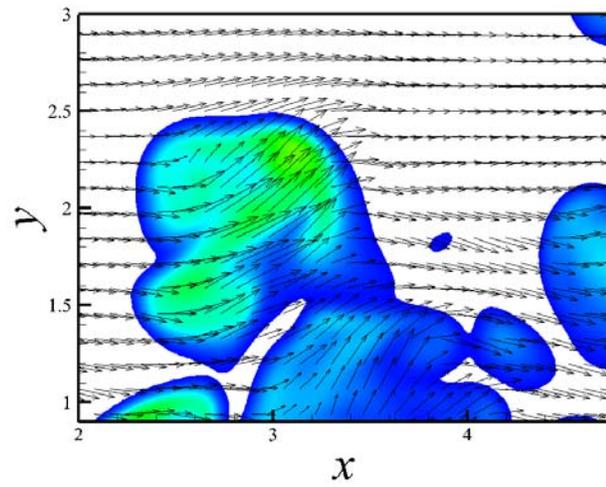


A2



SILLAGE

B1



B2

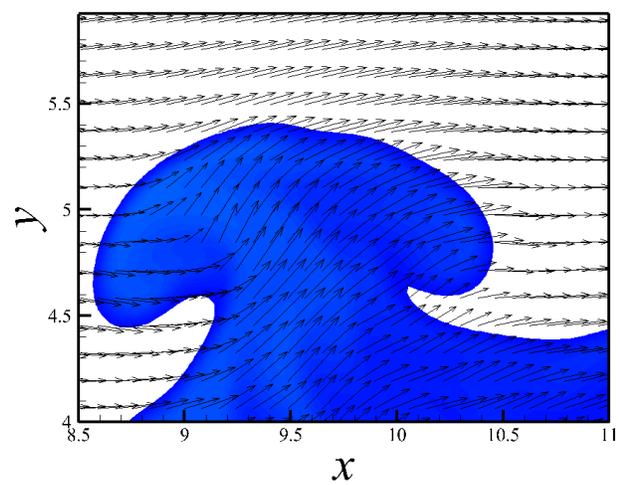


FIGURE 5.45 – Exemples de structure s'échappant du sillage sous les effets de flottabilité au niveau de la CCS

Au niveau de la zone de recirculation, figure 5.45-A1, on visualise une structure isolée chaude - entourée de fluide froid - au niveau de la CCS, plus particulièrement dans la région $x = 1.25$ et $y = 1.20$. Cette zone n'est pas sans rappeler la structure isolée identifiée sur les champs moyens et fluctuants. On remarque que cette zone est également dotée d'un mouvement ascendant avec une légère survitesse par rapport au fluide l'environnant si l'on examine attentivement la norme et le sens des vecteurs vitesse associés.

Sur la figure 5.45-A2, le même type de structure avec une forme plus allongée est localisée dans la même région. Même si cette structure semble provenir de la CCS du plan $z = 0$, cela ne peut pas être le cas puisque les vecteurs vitesse associés sont orientés dans le même sens que l'écoulement principal. Cela signifie donc que l'origine de cette structure est transversale : une structure du même type que celle représentée en A1 a dû se former dans un plan transverse et cette structure se déplace de manière transversale jusqu'à traverser le plan $z = 0$. Ce phénomène confirme le caractère hautement tridimensionnel de l'écoulement étudié.

On observe le développement de structures en forme de champignon, caractéristiques de la convection naturelle, en aval du cylindre sur les figures 5.45-B1 et 5.45-B2 juste à la fin de la zone de recirculation et en sillage plus lointain, respectivement. Ces structures peuvent évoluer indépendamment du reste du sillage ou bien se rattacher aux mouvements turbulents existants dans le sillage, créant ainsi des appariements de vortex. Nous appellerons par la suite ces structures : Structures de Convection Mixte ou SCM. Nous ne pouvons pas les dénommer véritablement structures en forme de champignons étant donné qu'elles sont déformées par la présence de l'écoulement principal.

Qu'il s'agisse de la structure centrée à $x = 3$ ou bien celle à $x = 9.5$, on remarque systématiquement un mouvement ascendant localisé sur ces deux structures- de manière plus ou moins parfaite - par le biais des vecteurs vitesses, qui confirment ainsi le caractère ascendant de ces "poches" chaudes.

Enfin, même si nous n'avons pas fait un calcul systématique de la taille de ces structures, elles augmentent de taille au fur et à mesure qu'elles sont convectées par l'écoulement principal par un mécanisme de diffusion.

3. Instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H)

Le deuxième type de structures caractéristiques identifié correspond aux instabilités de Kelvin-Helmholtz (figure 5.46) observées à deux instants différents.

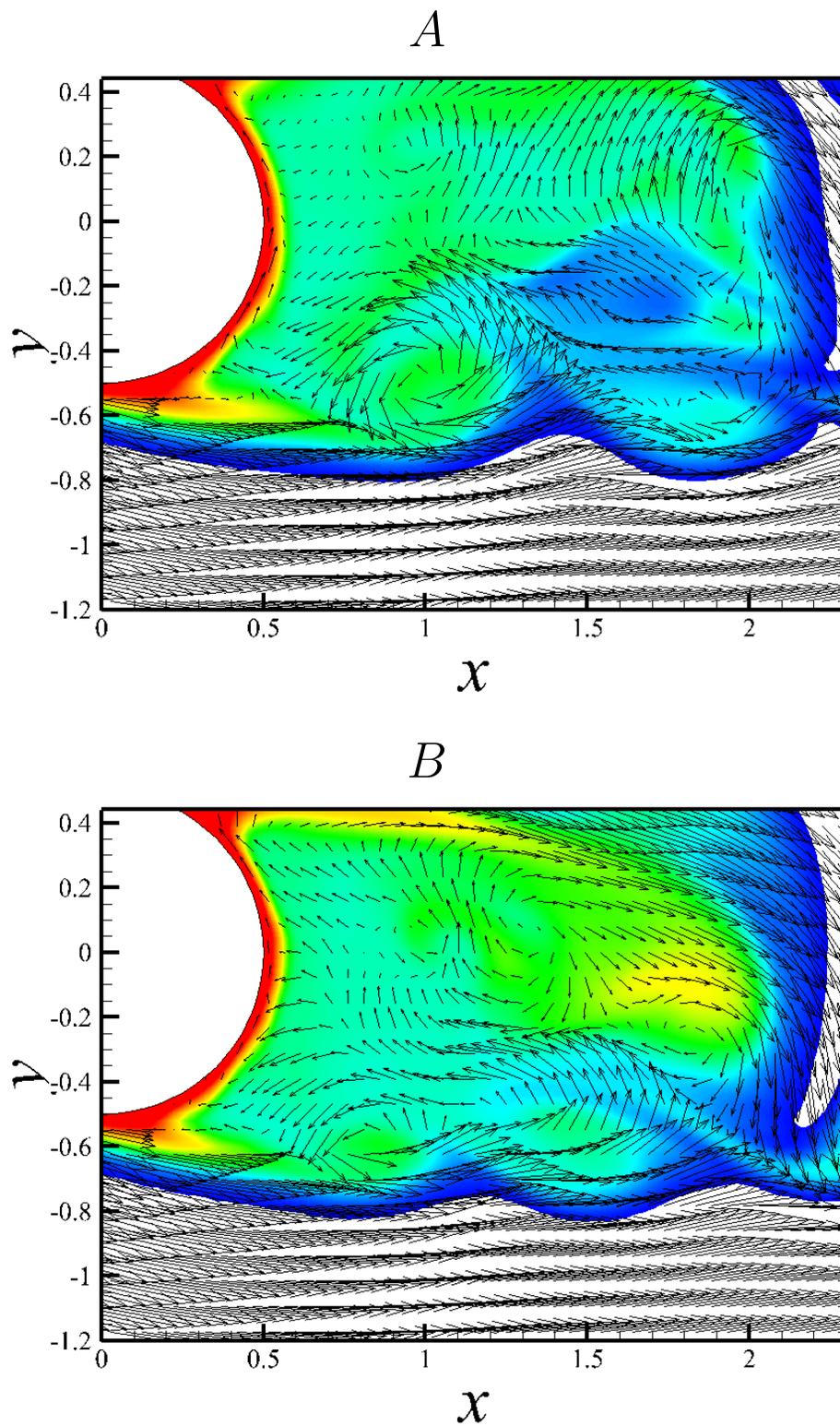


FIGURE 5.46 – Exemples d’instabilités de Kelvin-Helmholtz se développant dans la couche de cisaillement inférieure

La figure 5.46 montre le développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H) au niveau de la CCI à deux instants différents. En régime isotherme, ce type d'instabilité est caractérisé par le développement de tourbillons tridimensionnels au niveau des couches de cisaillement (cf. figure 5.47), sous l'appellation de *Secondary Eddies*, en l'occurrence.

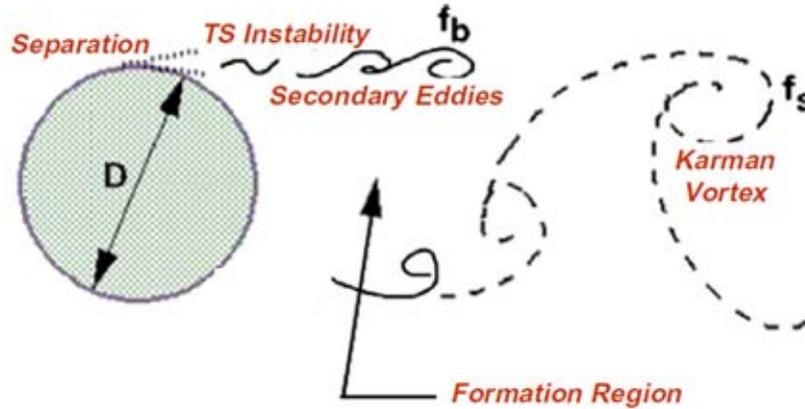


FIGURE 5.47 – Schéma de la topologie tourbillonnaire en régime sous critique, extrait de JORDAN [13]

Ces instabilités de zone de mélange se produisent habituellement en régime isotherme à des nombres de Reynolds compris entre 1200 et 2400 (BLOOR [14]). Cela signifie donc que dans le cas de convection mixte étudié ici, la transition vers la turbulence au niveau de la CCI est observée. Ceci s'explique aisément en raisonnant sur la vitesse au niveau de la CCI. Alors que le rapport de survitesse ($\frac{U_{CCI}}{U_\infty}$) au niveau des couches de cisaillement est de 1.40 en régime isotherme pour $Re = 1090$, il faudrait qu'il soit de 1.54 pour un nombre de Reynolds de 1200 - en supposant la proportion entre les deux régimes d'écoulement. Cela signifie que pour les survitesses supérieures à 1.54, des instabilités de type K-H sont susceptibles d'apparaître dans les couches de cisaillement. Or, nous avons vu que dans notre configuration de convection mixte, le rapport de survitesse était de 1.80. **Cela explique donc l'apparition de telles instabilités au niveau de la CCI.**

Le tableau 5.5 résume les différentes valeurs mises en jeu de notre raisonnement.

| Kelvin-Helmholtz | Non | Oui | Oui |
|----------------------------|------|------|------|
| Ri | 0 | 0 | 2.77 |
| Re | 1090 | 1200 | 1090 |
| $\frac{U_{CCI}}{U_\infty}$ | 1.40 | 1.54 | 1.80 |

TABLEAU 5.5 – Apparition des instabilités de K-H en fonction de la survitesse $\frac{U_{CCI}}{U_\infty}$

De plus, étant donné que le phénomène de survitesse n'est pas observé au niveau de la CCS, il est normal de ne pas identifier le développement de telles instabilités dans cette région de l'écoulement.

Remarquons enfin que ces instabilités sont intermittentes, elles ne se développent pas toujours dans la CCI et des ondulations peuvent simplement apparaître (figure 5.43). On peut constater aussi qu'aucune structure tourbillonnaire n'est relevée, c'est à dire que la CCI reste laminaire (figure 5.41). Ce dernier comportement peut s'expliquer par le fait qu'au niveau de la CCI, les fluctuations de vitesse sont très importantes - comme nous l'avons montré sur les champs fluctuants (cf. figure 5.22). Ainsi à certains instants, la vitesse dans la CCI passe en dessous de la valeur seuil de 1.68, inhibant ainsi le développement des instabilités de K-H.

5.8.2 Mécanisme de formation des SCM

Alors que nous avons identifié précédemment les différents effets de la gravité sur l'organisation de l'écoulement en aval du cylindre - dualité CN/CF, SCM, K-H - nous nous intéressons dans cette partie à l'évolution temporelle *fine* de l'écoulement à l'arrière du cylindre dans le but de comprendre comment ces structures émergent. Pour cela, le pas de temps choisi pour suivre les structures doit être suffisamment petit pour éviter tout effet "stroboscope". Des essais ont montré qu'un pas de temps de 0.06s soit une valeur de 0.36 en adimensionnant par le temps caractéristique de l'écoulement ($\frac{D^*}{U_\infty}$), permettait d'avoir un bon suivi temporel des structures.

Ce pas de temps a donc été utilisé pour représenter l'évolution de la vortacité transversale et de la température de la figure 5.48 à la figure 5.52.

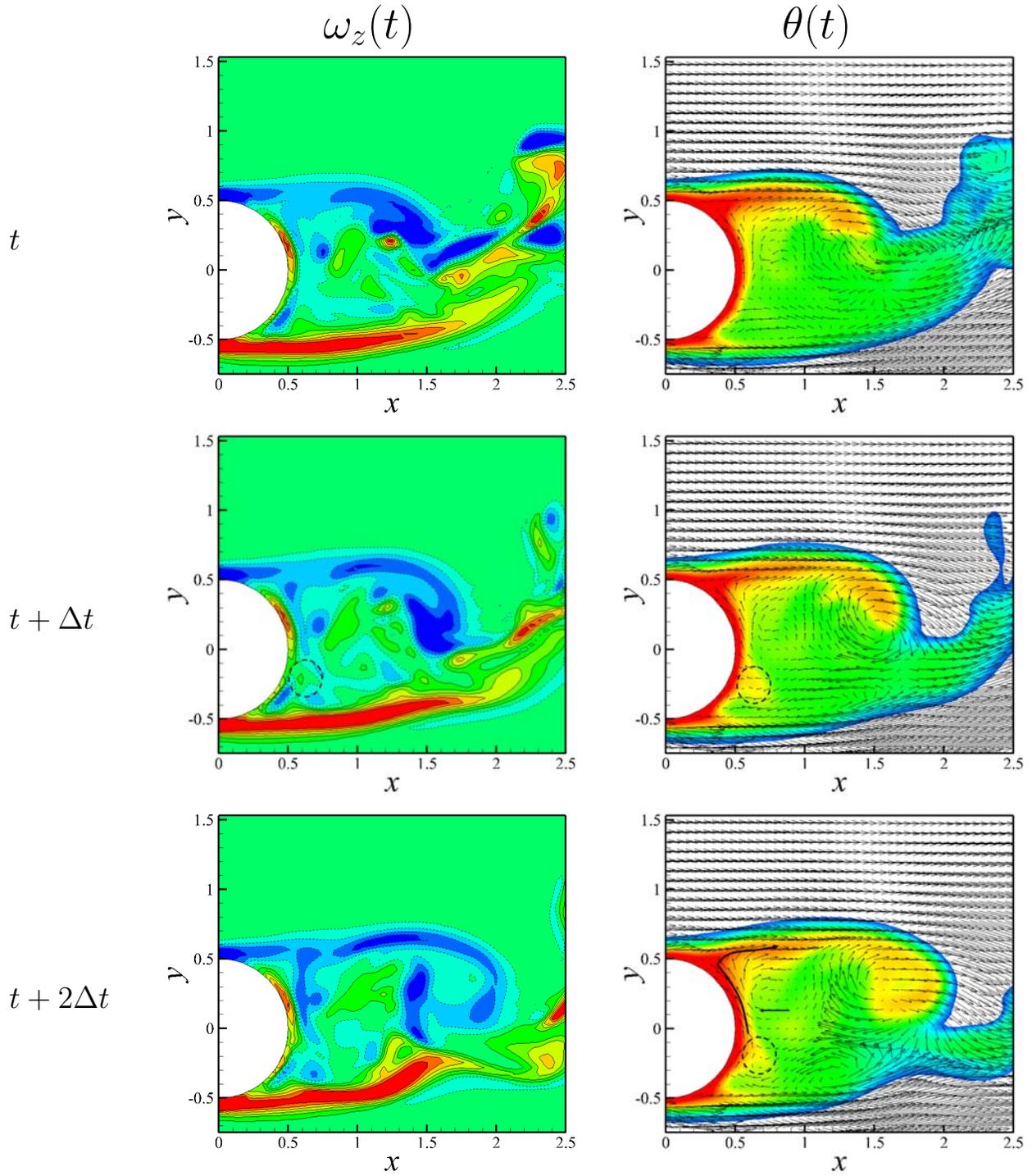


FIGURE 5.48 – Vorticité et température dans le plan $z = 0$. Vecteurs vitesse superposés au champ de température. 10 contours de vorticité entre -44 et 76 et 200 contours de température entre 0.01 et 0.61 . $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

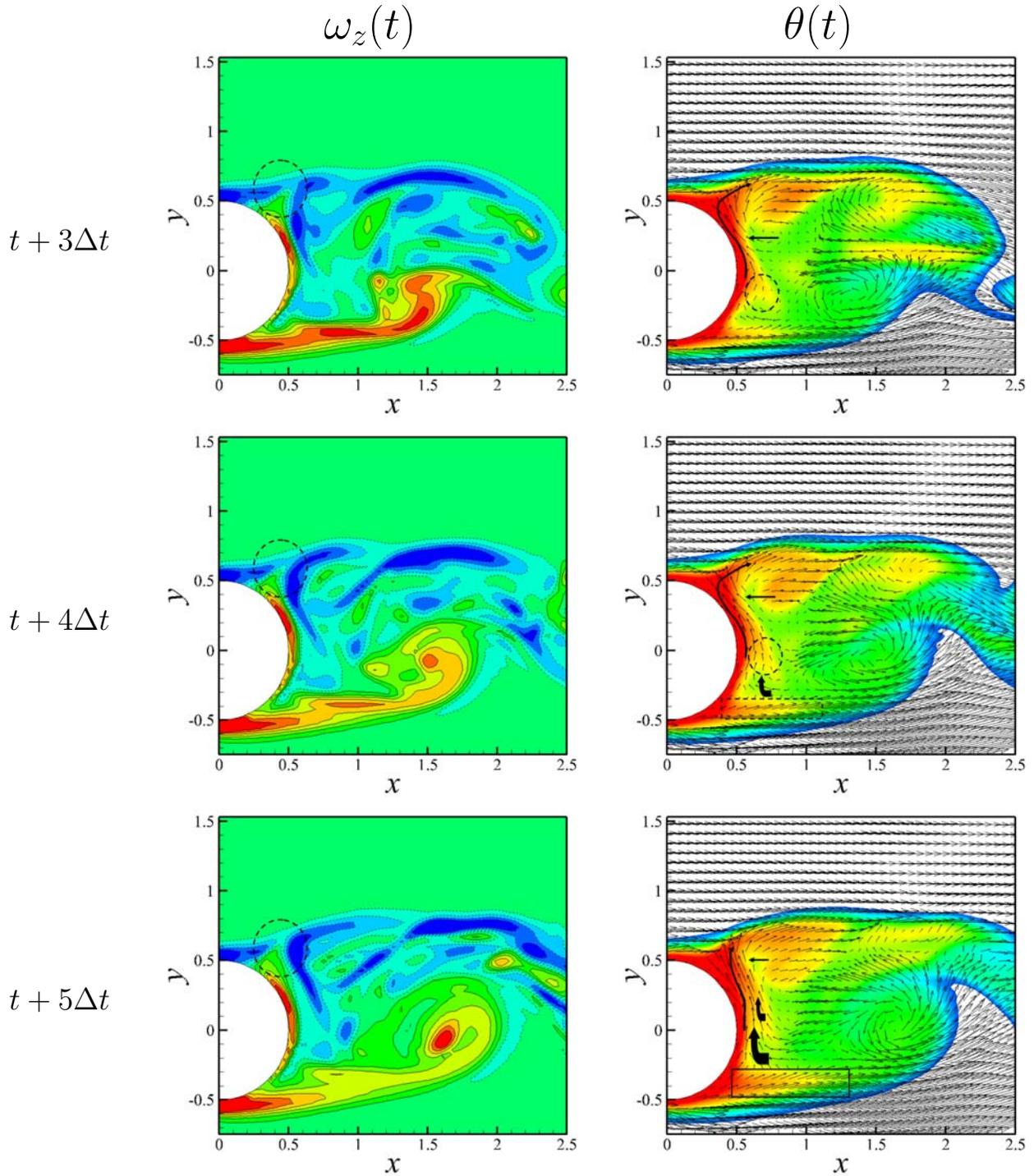


FIGURE 5.49 – Vorticité et température dans le plan $z = 0$. Vecteurs vitesse superposés au champ de température. 10 contours de vorticité entre -44 et 76 et 200 contours de température entre 0.01 et 0.61 . $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

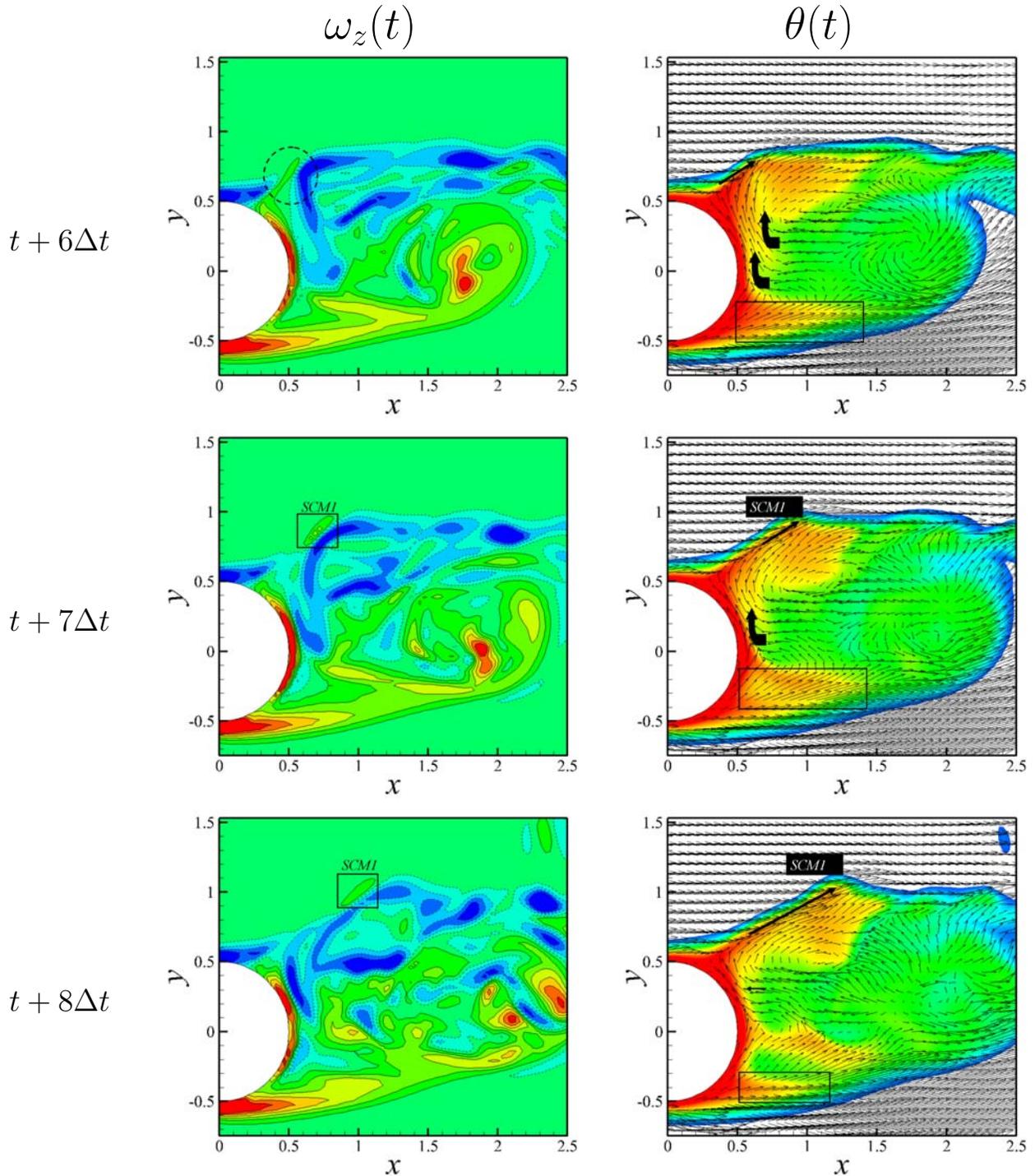


FIGURE 5.50 – Vorticité et température dans le plan $z = 0$. Vecteurs vitesse superposés au champ de température. 10 contours de vorticité entre -44 et 76 et 200 contours de température entre 0.01 et 0.61 . $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

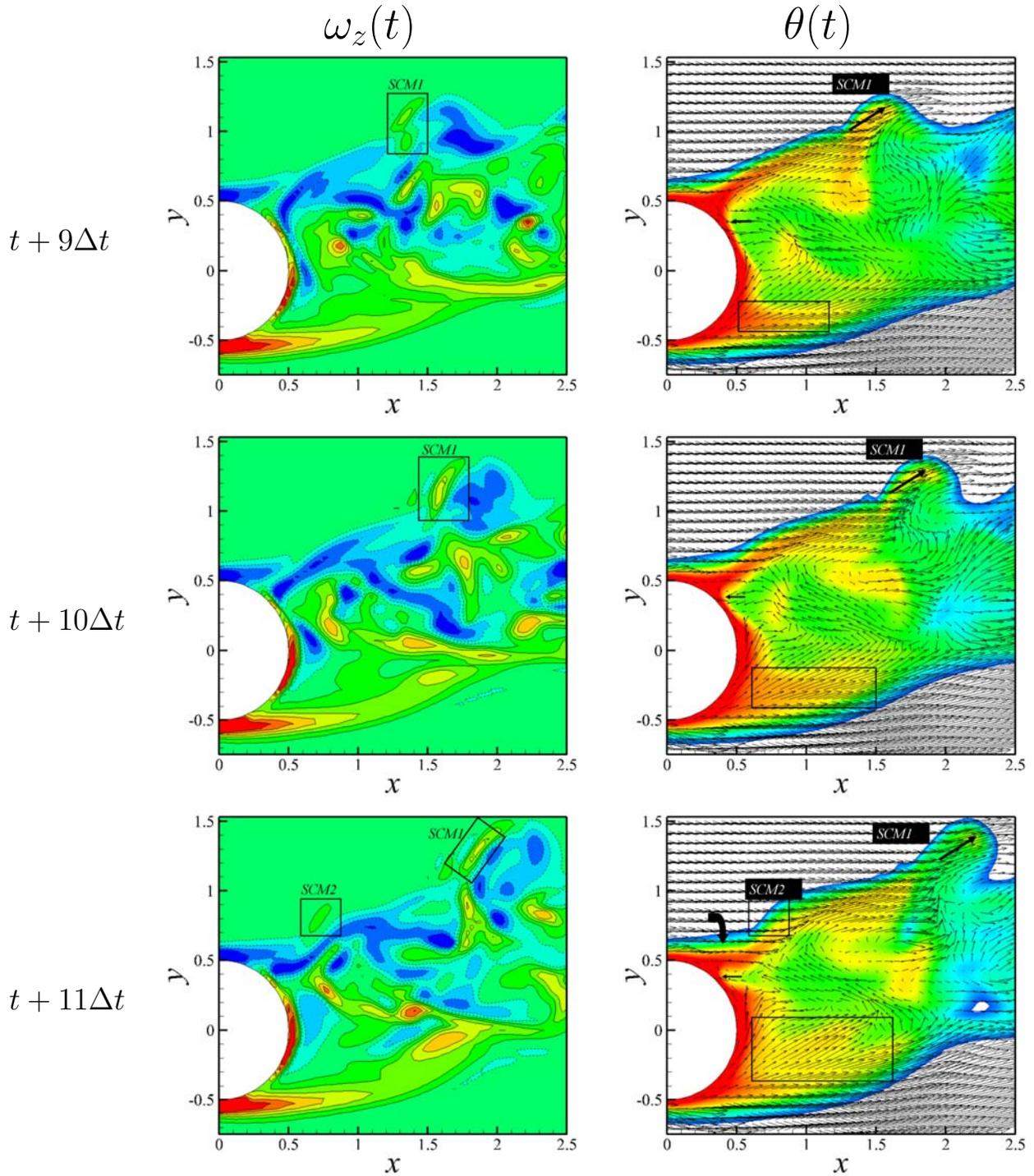


FIGURE 5.51 – Vorticité et température dans le plan $z = 0$. Vecteurs vitesse superposés au champ de température. 10 contours de vorticité entre -44 et 76 et 200 contours de température entre 0.01 et 0.61 . $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

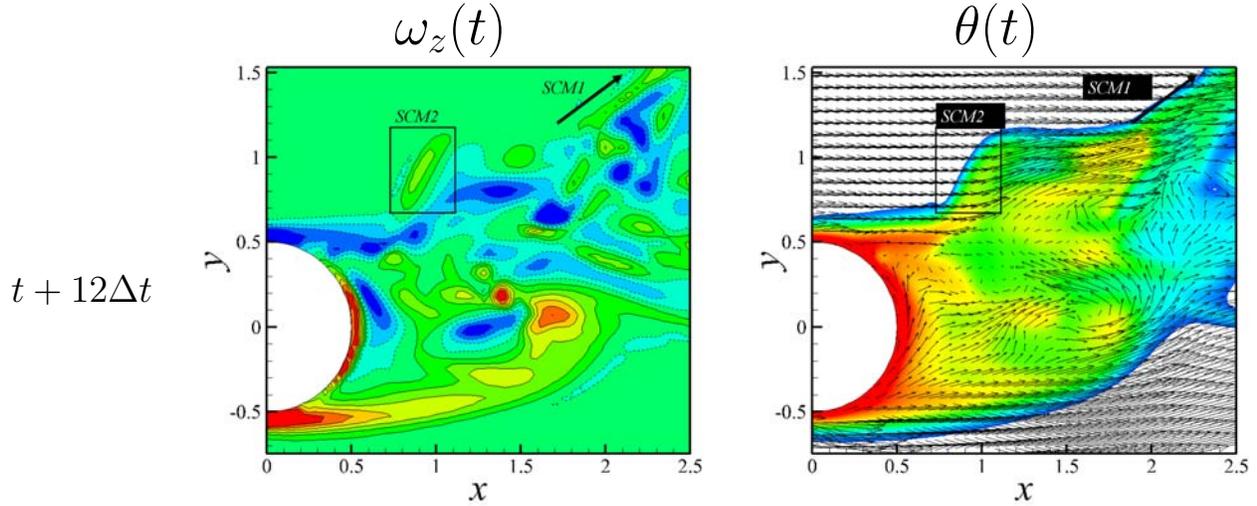


FIGURE 5.52 – Vorticité et température dans le plan $z = 0$. Vecteurs vitesse superposés au champ de température. 10 contours de vorticité entre -44 et 76 et 200 contours de température entre 0.01 et 0.61 . $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

A l'instant initial, les deux couches de cisaillement sont laminaires, sans ondulations dans une position horizontale. L'écoulement secondaire qui se développe à l'arrière du cylindre est caractérisé par une vorticité positive qui apparaît depuis la région $x = 0.25 - y = -0.4$ jusqu'à $x = 0.25 - y = 0.4$. Toujours à cet instant, on visualise une structure tourbillonnaire qui est déjà à moitié sortie du domaine entre $x = 2.25$ et $x = 2.5$. La zone de recirculation est composée d'un ensemble de structures turbulentes qui apparaît seulement sur le champ de vorticité. La CCS est caractérisée par une température beaucoup élevée que la CCI. A l'instant d'après, une poche de fluide chaud apparaît dans la partie inférieure du sillage dans la région $x = 0.5 - y = -0.25$, caractérisée par une vorticité positive. Cette soudaine apparition est probablement d'origine tridimensionnelle (mouvement transverse, suivant z) car les vecteurs vitesse suivant l'axe x et y sont orientés de la même manière qu'à l'instant initial.

A l'instant suivant, soit $t + 2\Delta t$, on remarque que cette poche chaude a intégré l'écoulement secondaire puisqu'un épaissement de cet écoulement dans la région $x = 0.5 - y = -0.1$ associé à une légère remontée, est détecté. Le fluide froid au niveau de la zone de recirculation vient impacter l'écoulement secondaire à $y = 0.1$, ce qui se traduit par une déformation du contour de température. Cela a également pour effet de bloquer la remontée du fluide chaud. A l'opposé, en bas de cette zone chaude, du fluide froid vient "nourrir" l'écoulement secondaire entre $y = -0.45$ et $y = -0.25$. De fait, l'écoulement secondaire est donc à la fois "géné" par l'écoulement froid qui vient impacter $y = 0.1$ et nourri par du fluide froid qui s'immisce dans une petite zone entre la CCI et la poche chaude elle même.

Entre les instants $t + 3\Delta t$ et $t + 4\Delta t$, cette situation perdure et on assiste à l'épaississement de la poche chaude suivant l'axe x qui continue à être nourrie par le fluide froid dans la région $y = -0.3$. On remarque que le point d'impact du fluide froid se déplace vers le haut. On constate également que la CCS qui, jusque là, était restée dans une position horizontale car "plaquée" par l'écoulement principal, commence à légèrement s'incliner d'un certain

angle (positif) par rapport à l'axe horizontal. Sur le champ de vorticité une dislocation de la CCS qui est "ouverte" par la vorticité de l'écoulement secondaire dans la région $x = y = 0.5$ est identifiée.

Cette situation tourne finalement en faveur de l'écoulement secondaire dont la poche chaude continue son ascension de par l'augmentation de température dans cette zone et par l'écoulement "froid" qui vient continuellement le nourrir. En effet, entre les instants $t + 4\Delta t$ et $t + 5\Delta t$, la séparation de la CCS initiée précedemment par l'écoulement secondaire, s'intensifie si bien qu'on observe une rupture nette de la CCS à l'instant $t + 5\Delta t$. Cette séparation se traduit par une intensification de l'écoulement secondaire comme le montre la longueur des vecteurs vitesse au même instant. Dans la partie inférieure du sillage, au niveau la CCI, une zone chaude (encadrée sur la figure) apparaît clairement et on voit que sa taille augmente entre les deux instants et se déplace vers le haut.

A l'instant $t + 6\Delta t$, l'écoulement secondaire réussit à séparer compl etement la CCS et une poche de vorticité positive se développe entre les deux parties de la CCS ainsi séparée. Cette structure naissante est caractérisée par une discontinuité sur les contours de température et une déviation de la CCS qui s'ouvre largement vers le haut. A l'instant, $t + 7\Delta t$, cette structure s'est détachée de l'écoulement secondaire pour évoluer au dessus de la CCS. Elle est dénommée SCM1 sur la figure. C'est une structure qui est donc issue de l'écoulement secondaire et qui est caractérisée par une température suffisamment élevée pour être convectée de manière oblique (suivant x et vers le haut) comme le montrent les champs de vorticité aux instants suivants. On remarque que cette structure croît en taille alors qu'elle est convectée puis qu'une partie de vorticité négative apparaît à l'instant $t + 10\Delta t$ et se combine à la partie positive. Ce type de structure est aussi appel e "dipôle de vorticité" comme l'ont montr e de manière numérique et expérimentale KIEFT *et al.* [93], [54], [94], [55], [95]. Ces dipôles de vorticité sont typiques des écoulements de convection mixte. La propagation de cette structure est particulièrement bien visible sur les champs de température.

On remarque aussi qu'une fois la SCM " chapp ee" de la CCS, celle-ci ne se reconstitue pas immédiatement mais il faut attendre l'instant $t + 11\Delta t$. Alors que cette structure se propage on assiste à la fois à une forte pénétration de l'écoulement froid, juste en dessous de la CCS et à une remontée de fluide chaud depuis la CCI.

A l'instant $t + 11\Delta t$, une SCM d'origine tridimensionnelle apparaît dans la région $x = 0.75 - y = 0.75$. Elle est repérée sur la figure par le terme SCM2. Elle se situe au même endroit que la SCM1 à l'instant $t + 7\Delta t$. On remarque que l'écoulement principal rabat la CCS en $x = 0.5$ qui était jusqu'alors inclinée vers le haut. La SCM2 se développe rapidement comme le montre la figure à l'instant $t + 12\Delta t$. Au même instant, la SCM1 est située en fin de domaine et poursuit son mouvement oblique.

Finalement, la plage temporelle représentée sur les figures ne permet pas de revenir à une topologie de sillage identique à celle de l'instant initial. Une topologie similaire intervient à partir de $t + 32\Delta t$.

5.8.3 Etude spectrale en sillage proche

L'analyse spectrale d'un signal de vitesse, de température ou de pression, dans le sillage du cylindre est un bon moyen de caractériser l'état de turbulence de l'écoulement, ce que nous nous proposons de faire dans cette dernière partie. Nous avons choisi d'étudier le spectre du signal de vitesse fluctuante de la composante verticale, à six positions différentes (figure 5.53) dans le plan médian $z = 0$. Les coordonnées des six points de mesure sont résumées tableau 5.6. Les calculs effectués ici sont des DSP - pour Densité Spectrale de Puissance - exprimés en $(m/s)^2/Hz$.

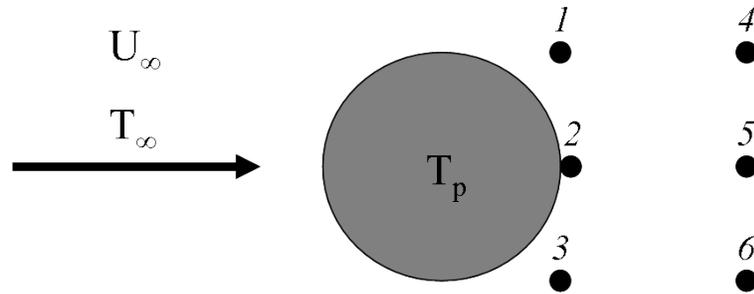


FIGURE 5.53 – Position des six points de mesure de l'étude spectrale

| Point n° | abscisse x | ordonnée y |
|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0.5 | 0.5 |
| 2 | 0.6 | 0 |
| 3 | 0.5 | -0.5 |
| 4 | 1 | 0.5 |
| 5 | 1 | 0 |
| 6 | 1 | -0.5 |

TABEAU 5.6 – Coordonnées des points de mesure dans le plan $z = 0$

Chaque signal de vitesse, d'une durée de 25 secondes, a été échantillonné à une fréquence de 100 Hz. Les spectres ici présentés ont été obtenus à partir de la moyenne de deux échantillons de 1024 points chacun, ce qui est peu. Cependant, différents tests ont montré que ce jeu de paramètres, fréquence d'échantillonnage/nombre de moyenne, était optimal dans notre configuration. Afin de mieux faire ressortir les caractéristiques de ce régime de convection mixte ($Ri = 2.77$), nous avons également tracé les spectres de vitesse de la configuration isotherme ($Ri = 0$) pour comparaison. Les résultats de cette analyse spectrale sont présentés par les figures 5.54 et 5.55.

5.8. ASPECTS INSTATIONNAIRES

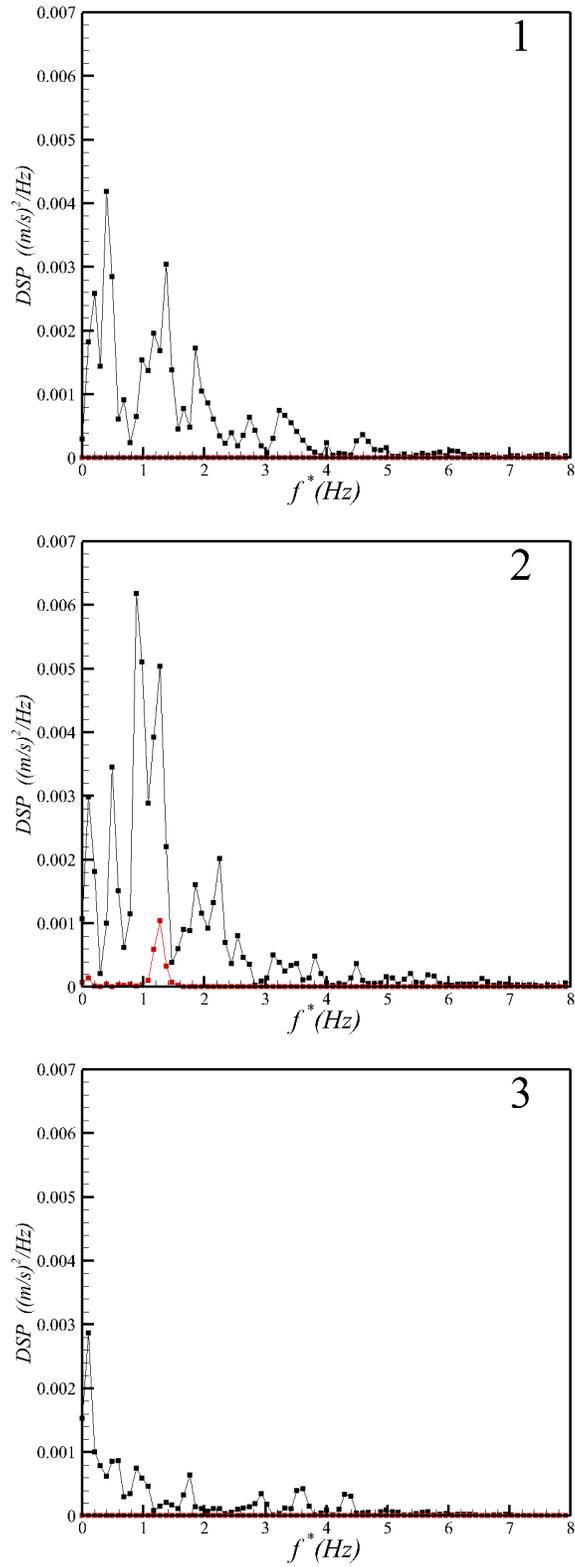


FIGURE 5.54 – Spectres de vitesse verticale fluctuante aux positions 1; 2; 3 à $Re_\infty = 1090$.
En noir : $Ri = 2.77$ - en rouge : $Ri = 0$

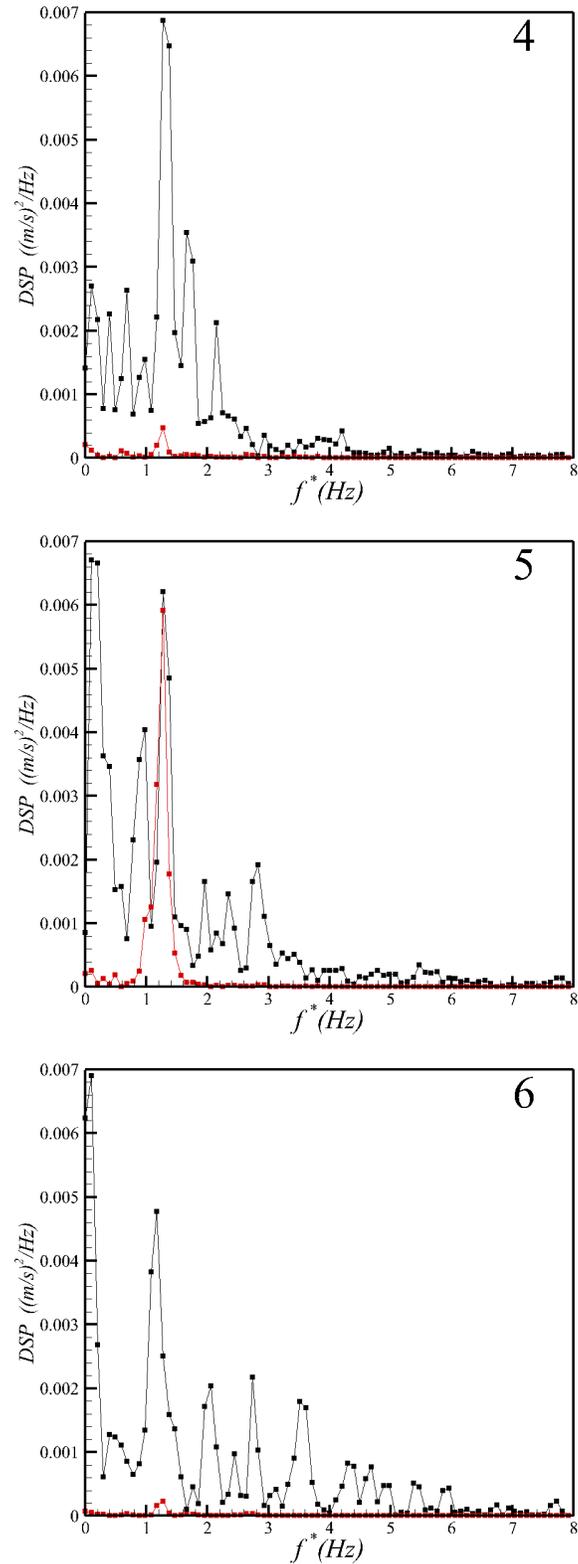


FIGURE 5.55 – Spectres de vitesse verticale fluctuante aux positions 4; 5; 6 à $Re_\infty = 1090$.
En noir : $Ri = 2.77$ - en rouge : $Ri = 0$

De manière globale, on constate que l'activité tourbillonnaire est beaucoup plus intense en régime de convection mixte par rapport au cas isotherme : cela se traduit sur les figures 5.54 et 5.55 par un plus grand nombre de pics avec des amplitudes plus grandes pour $Ri = 2.77$. Ensuite, on remarque que le lâcher tourbillonnaire est mieux capté pour les points centrés sur l'axe horizontal, en l'occurrence les points 2 et 5. Pour les points 1 et 3, le lâcher tourbillonnaire n'est pas détecté sur la figure car l'échelle sélectionnée a pour effet de compresser les pics très peu énergétiques. Une étude isolée de l'écoulement isotherme au point numéro 1 montre cependant que le pic le plus énergétique est détecté avec un niveau d'énergie de 4.10^{-6} à $f^* = 1.27Hz$ (figure 5.56). On détecte un second pic à $2.73Hz$ qui pourrait correspondre une harmonique de la fréquence fondamentale d'allée de Von Karman.

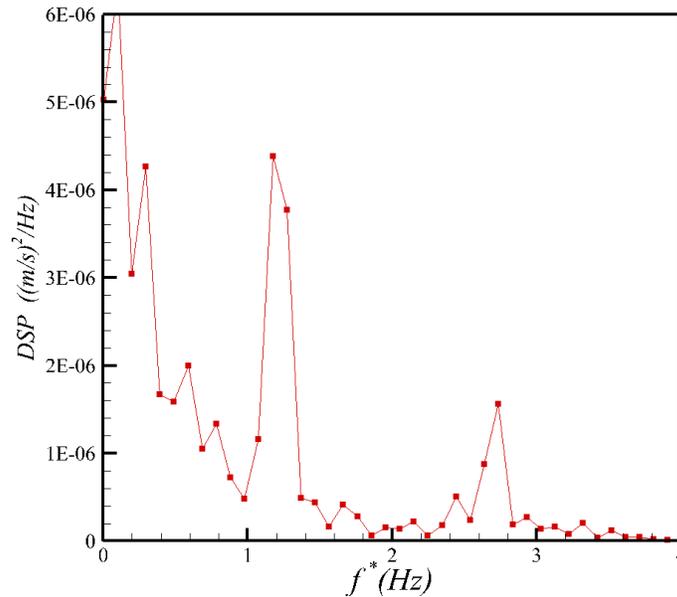


FIGURE 5.56 – Vue zoomée du spectre du point n°1 pour $Ri = 0$

On constate que pour tous les points étudiés, il y a très peu d'énergie au delà de $5Hz$. En régime de convection mixte, pour le point n°1, le pic le plus énergétique f_1^* intervient à $0.39Hz$ et le second, f_2^* à $1.37Hz$. Une fréquence très basse est également relevée à $0.20Hz$ (troisième pic, f_3^*). Le quatrième pic f_4^* vaut $1.87Hz$, ce qui pourrait être une harmonique du mode le plus énergétique ($f_4^* \approx 5 \times f_1^*$) ou résulter de l'appariement des deux modes les plus énergétiques ($f_4^* \approx f_1^* + f_2^*$). Le nombre de moyennes étant faible, la convergence de nos spectres est discutable et c'est pour cette raison que nous nous en servons plutôt pour décrire des *tendances* sur la turbulence en régime de convection mixte plutôt que pour mener une véritable analyse quantitative. Une étude ultérieure dédiée précisément à cette problématique devrait permettre de mieux quantifier les fréquences en jeu dans ce type d'écoulement.

Les pics les plus énergétiques sont répertoriés au tableau 5.7.

| Point n° | f_1^* | f_2^* | f_3^* | f_4^* | f_5^* | f_6^* | f_7^* |
|----------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 1 | 0.39 | 1.37 | 0.20 | 1.86 | 2.74 | 3.22 | 4.59 |
| 2 | 0.88 | 1.27 | 0.48 | 0.10 | 1.85 | 2.25 | |
| 3 | 0.10 | 0.52 | 0.87 | 1.75 | 2.93 | 3.56 | 4.30 |
| 4 | 1.27 | 1.66 | 0.10 | 0.39 | 0.69 | 2.15 | 4.20 |
| 5 | 0.10 | 1.27 | 0.97 | 1.96 | 2.34 | 2.83 | |
| 6 | 0.10 | 1.17 | 2.05 | 2.74 | 3.51 | 4.30 | 4.68 |

TABLEAU 5.7 – Modes dominants, exprimés en Hertz, au six points de mesure, pour $Ri = 2.77$

On remarque que la fréquence du lâcher tourbillonnaire est retrouvée au point n°2, ainsi qu’au points 4 et 5. Etant donné la position de ces trois points, on en conclut que l’allée de Von Karman perdure en régime de convection mixte, mais se décale vers le haut sous l’effet de la gravité. Nous aurions pu penser, à priori, que la fréquence de ce détachement était aussi altérée par la gravité or nous montrons ici qu’elle est bien conservée.

Le deuxième phénomène remarquable concerne l’émergence de très basses fréquences dans cette région de l’écoulement sous l’effet de la pesanteur. En effet, on constate qu’une fréquence de $0.10Hz$ apparaît aux points 2; 3; 4; 5 et 6 et une fréquence de $0.20Hz$ au point n°1. Ces fréquences sont probablement dûes aux effets de convection naturelle qui possèdent des temps caractéristiques importants devant ceux de convection forcée.

La fréquence $0.39Hz$ apparaît aux points 1 et 4 mais pas aux autres points, ce qui signifie donc qu’au niveau de la CCS une structure tourbillonnaire existe à cette fréquence. Au contraire au niveau de la CCI, les fréquences redondantes sont 0.1, 3.50 et 4.30, ce qui doit correspondre au développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz identifiées précédemment. Par contre il est difficile de savoir pour l’instant à quelle fréquence correspond précisément ce phénomène intermittent.

5.9 Conclusion du chapitre

Nous avons étudié dans ce chapitre un écoulement d'air transverse à un cylindre circulaire horizontal, en régime de convection mixte turbulente. Dans ce contexte le nombre de Reynolds amont était de 1090 et le nombre de Richardson de 2.77. Cette étude a été réalisée de manière numérique en utilisant un code de recherche développé à l'Institut Pprime.

Afin de ne pas introduire d'erreur de modélisation, en ce qui concerne le modèle de turbulence, nous avons opté pour un calcul direct des équations de Navier-Stokes, aussi appelé DNS (Direct Numerical Simulation). Ce choix est également motivé par le fait qu'on ne trouve pas d'études similaires (même nombre de Reynolds et même nombre de Richardson) dans la littérature pour comparer nos résultats.

Notre étude s'est à la fois portée sur la compréhension du mouvement moyen et fluctuant mais aussi sur les aspects instationnaires de l'écoulement dans le plan médian $z = 0$.

Sur le mouvement moyen, nous montrons que la gravité induit une perte de symétrie du sillage qui est dévié vers le haut. Le fluide qui remonte sous l'effet des forces de pesanteur, après la zone de recirculation, crée une accélération en dessous du cylindre avec une survitesse qui atteint presque le double de la vitesse principale alors que le ratio n'est que de 1.4 en régime isotherme. Au culot du cylindre, un écoulement secondaire apparaît dû au mouvement de convection naturelle et à des mouvements 3D importants dans la partie inférieure du sillage. En moyenne, la composante transversale n'est pas nulle mais négligeable devant les composantes longitudinale et verticale de l'écoulement moyen avec moins de 5% de la vitesse infinie.

Sur le mouvement fluctuant, nous montrons qu'en régime de convection mixte, les fluctuations de vitesse sont plus grandes à proximité du cylindre - au niveau de la zone de recirculation - par rapport au régime isotherme. Au contraire, en s'éloignant du cylindre, une différence de comportement apparaît entre les fluctuations longitudinale et verticale d'un côté et transversale de l'autre. Alors que les fluctuations longitudinale et verticale restent toujours inférieures ou égales à leur niveau maximal en régime isotherme, l'inverse se produit pour les fluctuations transversales. De plus, les fluctuations maximales de température se trouvent au niveau de la CCS alors que les fluctuations maximales de vitesse se situent au niveau de la CCI, ce qui démontre une certaine décorrélation entre champ dynamique et champ thermique pour le régime étudié. Enfin, la production de la turbulence se situe à la fin de la zone de recirculation avec une production beaucoup plus importante au niveau de la CCI. Les termes du tenseur des contraintes de Reynolds montrent que les fluctuations $U'V'$ sont beaucoup mieux corrélées par rapport aux termes $U'W'$ et $V'W'$.

Sur le plan instationnaire, nous montrons qu'une dualité convection forcée/convection naturelle a lieu à l'arrière du cylindre à l'intersection entre l'écoulement principal (convection forcée) et l'écoulement secondaire (convection naturelle) résultant en une déformation significative de la CCS qui devient inclinée par rapport à l'horizontal. Au niveau de cette zone de confrontation, des structures cohérentes s'échappent du sillage sous l'effet des forces

de gravité. Nous appelons ces structures SCM pour Structures de Convection Mixte. Elles sont parfois en forme de champignons, ce qui est typique des écoulements de convection naturelle. Dans la plupart des cas, il s'agit simplement de dipôles de vorticité qui évoluent soit "librement" au dessus du sillage, soit qui se recombinent avec des structures turbulentes du sillage. En s'appuyant sur l'analyse des champs de température et de vitesse nous avons montré le caractère tridimensionnel de ces structures. La formation des SCM au culot du cylindre résulte de la propagation de la zone chaude "coll e"   l'arrière du cylindre. Cette zone de haute température est soumise à la fois à un mouvement ascendant - généré par la poussée d'Archimède - et g n e dans sa progression par le fluide de la zone de recirculation qui vient impacter sur le cylindre. Cette situation ne perdure pas dans le temps car du fluide froid vient également nourrir cette poche chaude par le bas. Ainsi l'inertie de cette poche augmente dans le temps si bien qu'à un instant donné elle est capable de prendre le dessus sur l'écoulement froid impactant le cylindre. Quand cette poche chaude arrive au niveau de la CCS, celle-ci est s par e en deux parties, entre lesquelles est  ject e la structure chaude. Associé à cette éjection, on assiste à un soulèvement de la CCS qui est alors nourrie par du fluide chaud. Lorsque cette structure chaude est pass e, l'écoulement principal reprend le dessus et ramène la CCS à une position horizontale.

Un deuxième type d'instabilité a été identifié au niveau de la couche de cisaillement inférieure en régime de convection mixte. En effet, des instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent de manière intermittente. Elles apparaissent au niveau de la CCI en raison du phénomène de survitesse qui conduit à un nombre de Reynolds local plus grand. Le caractère intermittent s'explique par le fait des grandes fluctuations de vitesse dans cette région de l'écoulement.

D'un point de vue spectral, le régime de convection mixte est beaucoup plus riche en ce sens où on assiste à l'émergence de fréquences comprises entre 0 et $5Hz$. On retrouve aussi la fréquence du lâcher tourbillonnaire du régime isotherme de $1.27Hz$, dans la partie supérieure de l'écoulement. Le régime étudié est également marqué par l'apparition de très basses fréquences, associ es probablement aux mécanismes de convection naturelle, avec des fréquences de $0.10Hz$ au niveau de la CCI par exemple.

Cette première étude numérique a été r alis e dans le but de simuler un écoulement de convection mixte que l'on peut qualifier d'*idéal* dans le sens où nous avons étudié un écoulement sur un cylindre infini en milieu non confiné.

Dans la réalité, la première condition est irréalisable puisqu'un cylindre est toujours de longueur finie et souvent placé dans un milieu plus ou moins confiné. Ainsi pour mieux comprendre les écoulements de convection mixte avec des conditions limites moins "idéales" et dans le but de disposer d'une base de donn es dans le cadre du programme de recherche "Maîtrise de l'environnement thermique" proposé par la FRAE, nous avons réalisé un banc expérimental composé d'une soufflerie et d'un cylindre chauffé (cf. chapitre 2). Le chapitre suivant effectue donc une démarche analogue mais à partir des résultats expérimentaux.

5.9. CONCLUSION DU CHAPITRE

Chapitre 6

Etude de la convection mixte par approche expérimentale

Sommaire

| | | |
|------------|---------------------------------------------------|------------|
| 6.1 | Introduction | 196 |
| 6.2 | Analyse des phénomènes instationnaires | 196 |
| 6.2.1 | Principales topologies du sillage en CM | 196 |
| 6.2.2 | Mécanismes de formation des SCM en proche sillage | 200 |
| 6.3 | Caractérisation dynamique | 208 |
| 6.3.1 | Analyse des champs moyens | 208 |
| 6.3.2 | Analyse des champs fluctuants | 215 |
| 6.4 | Caractérisation thermique | 221 |
| 6.4.1 | Etude des grandeurs statistiques | 221 |
| 6.4.2 | Etude spectrale en sillage proche | 224 |
| 6.5 | Degré 3D de l'écoulement | 227 |
| 6.5.1 | Etude aérothermique dans les plans verticaux | 227 |
| 6.5.2 | Etude aérothermique dans les plans horizontaux | 233 |
| 6.6 | Conclusion du chapitre | 243 |

6.1 Introduction

Sur le plan de l'installation expérimentale, notre montage diffère par le type de conditions limites utilisées - par rapport aux simulations numériques. En effet, ces dernières sont moins bien maîtrisées ; parmi ces conditions moins bien maîtrisées citons les conditions en entrée de veine, les raccords du cylindre à la veine d'essai et l'effet des discontinuités de chauffage sur le cylindre lui-même. L'écoulement étant sensible aux conditions limites, il est hautement probable que celles-ci engendrent des effets 3D plus ou moins significatifs lors de nos mesures.

Bien que le dimensionnement de l'installation ait été fait dans le but de minimiser l'influence des conditions limites, (cf. chapitre 2), il n'en demeure pas moins que les phénomènes observés correspondent à des conditions limites différentes et c'est la raison pour laquelle les résultats expérimentaux sont présentés séparément dans ce chapitre.

De plus, ces résultats expérimentaux ont pour but de constituer une base de données qui servira à faire du contrôle en aval du cylindre. Dans ce cadre il est obligatoire d'avoir des signaux réels (en vitesse et température) pour pouvoir construire des modèles réduits plus tard.

Nous allons à présent pouvoir décrire les effets de pesanteur sur la structure du sillage d'un point de vue instationnaire puis d'un point de vue statistique.

6.2 Analyse des phénomènes instationnaires

Nous débutons notre étude expérimentale par l'analyse des phénomènes instationnaires qui se produisent en aval du cylindre. Pour cela nous utilisons les visualisations extraites des campagnes de PIV pour suivre les structures de l'écoulement dans le temps.

6.2.1 Principales topologies du sillage en CM

Toutes les structures cohérentes identifiées sur les résultats numériques sont détectées dans notre écoulement comme le montrent les figures 6.1 à 6.4.

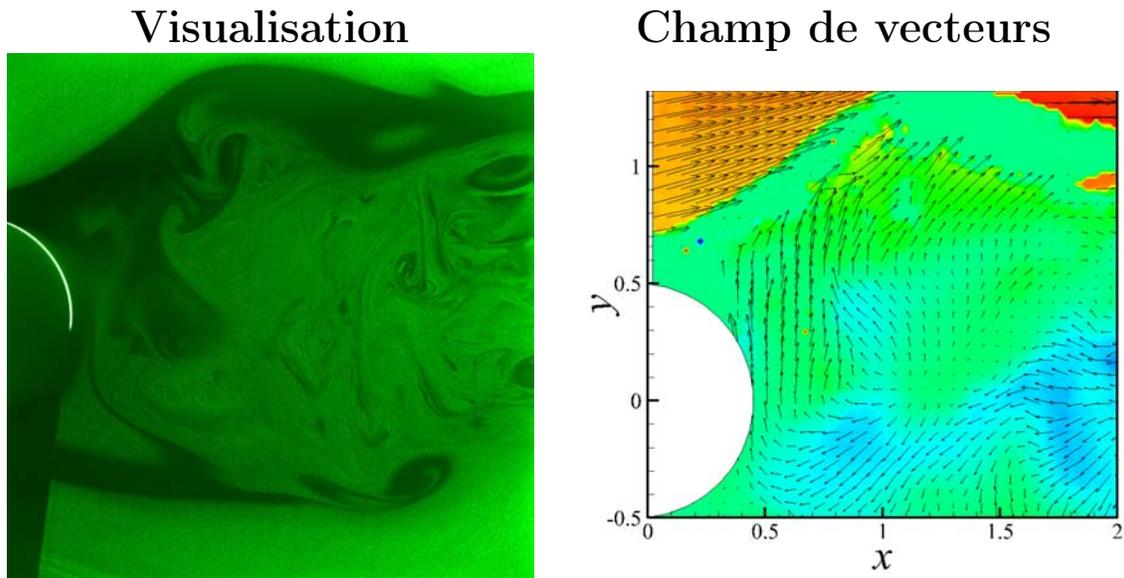


FIGURE 6.1 – Mise en évidence de la dualité CF/CN

La figure 6.1 montre de manière suffisamment claire la dualité Convection Forcée/Convection Naturelle au niveau de la CCS. En effet, cette dernière est inclinée d'environ 45° par rapport à l'axe horizontal car elle est soumise à la fois à l'écoulement secondaire orienté suivant l'axe des y croissants vers le haut (au culot du cylindre) et à l'écoulement principal orienté suivant l'axe des x croissants.

La figure 6.2 montre des structures se formant sous l'effet des forces de gravité.

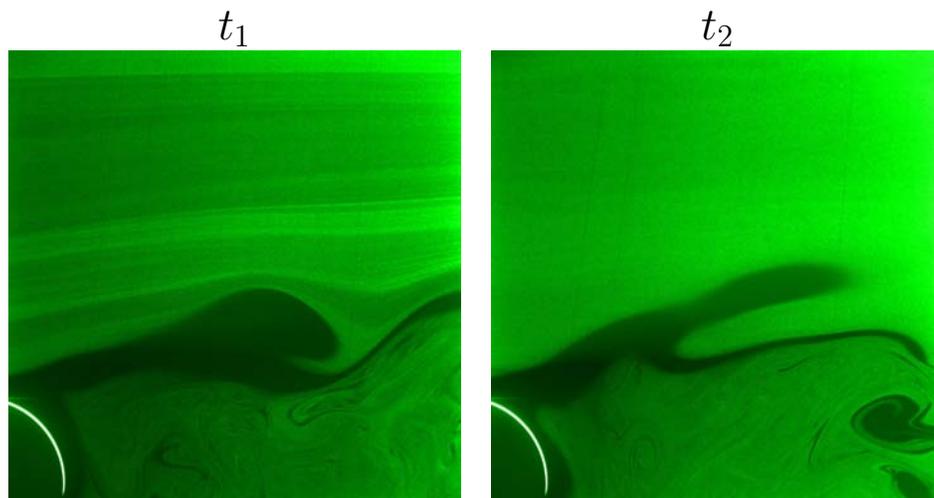


FIGURE 6.2 – SCM au niveau de la CCS

6.2. ANALYSE DES PHÉNOMÈNES INSTATIONNAIRES

En effet, dans la partie supérieure de l'écoulement, à proximité du cylindre, on assiste au développement de structures cohérentes typiques de convection mixte, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. La figure 6.2 montre, à deux instants différents, l'extraction de ces structures chaudes hors du sillage.

Ces structures, caractérisées ici par une absence de particules prennent parfois la forme de champignon comme le montre la figure 6.3 par exemple.

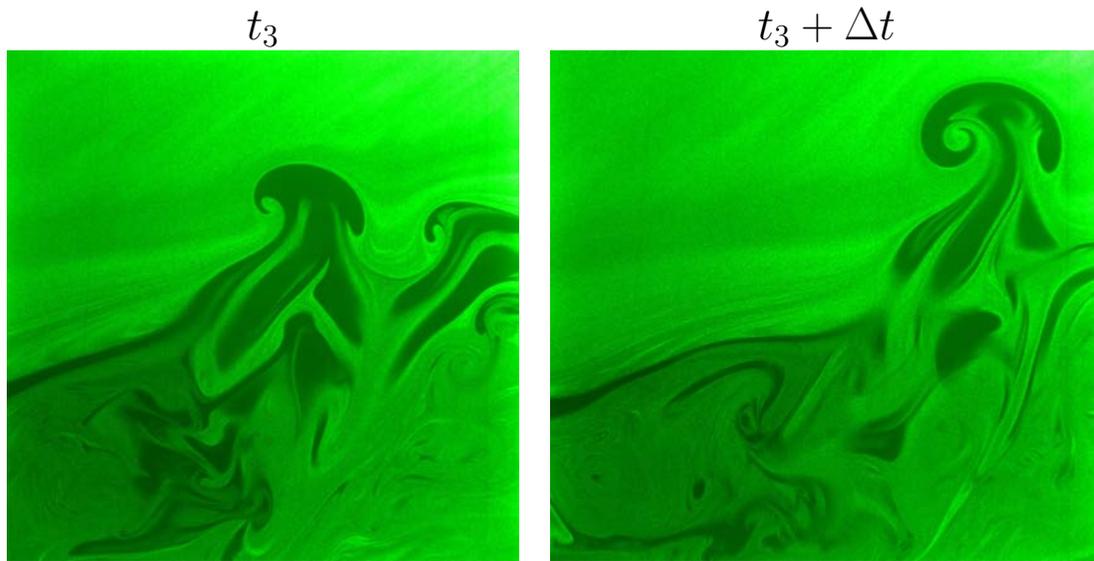


FIGURE 6.3 – SCM en dehors de la zone de recirculation

Sur cette dernière figure, deux visualisations successives, localisées en sillage plus lointain ($x > 2$), permettent de voir le développement en taille et l'ascension de la SCM qui est convectée par l'écoulement principal. Il est intéressant de voir qu'ici elle n'est pas altérée par les effets d'inertie de l'écoulement amont mais paraît au contraire évoluer librement.

Enfin, des instabilités de K-H ont également été identifiées dans le sillage turbulent du cylindre comme le montre la figure 6.4.

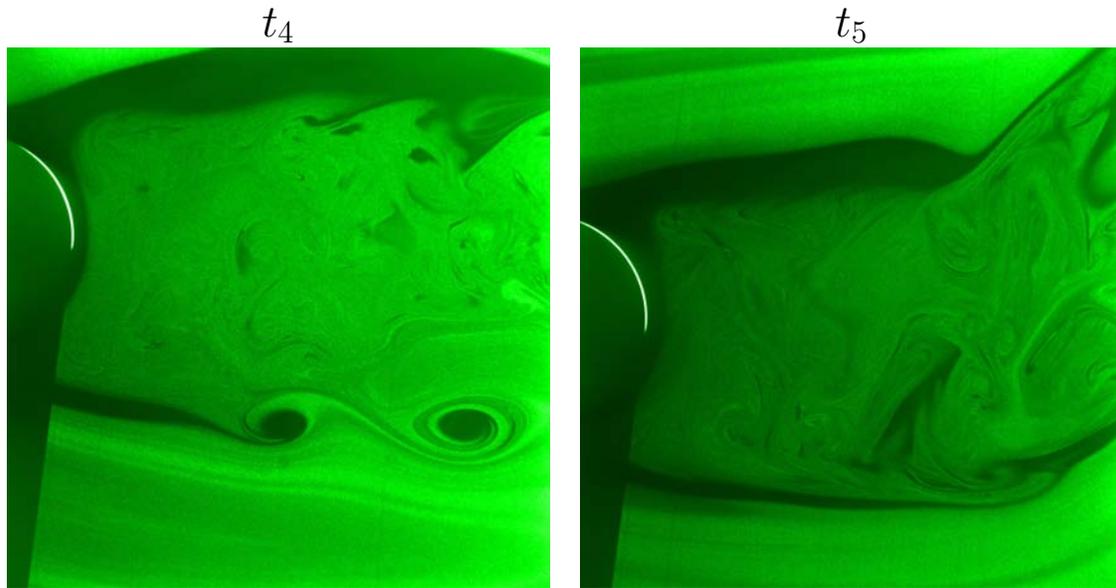


FIGURE 6.4 – Instabilités de Kelvin-Helmholtz intermittentes au niveau de la CCI

Ces instabilités n'apparaissent pas toujours au niveau de la CCI comme le confirme la figure 6.4. Nous avons cherché à comparer ces instabilités avec celles se développant dans les couches de cisaillement en régime isotherme. Dans notre cas ces instabilités apparaissent pour un nombre de Reynolds de 2400 comme le montre la figure 6.5.

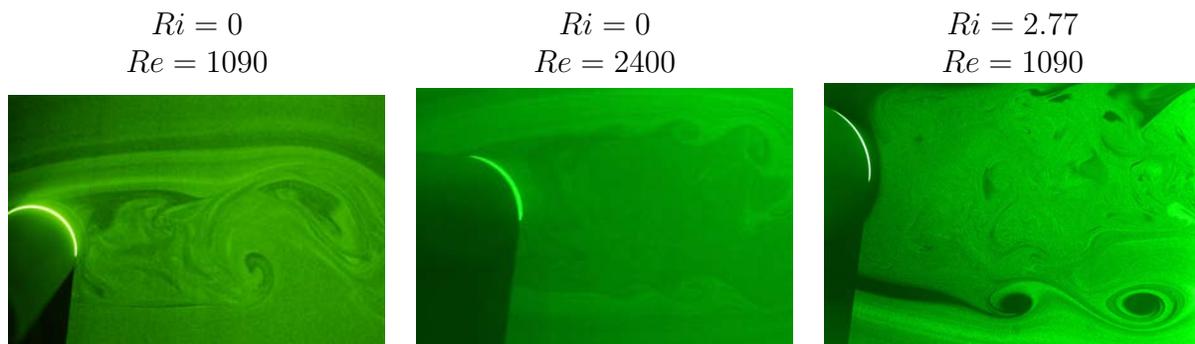


FIGURE 6.5 – Topologies du sillage turbulent et développement des instabilités de K-H

Il est intéressant de constater qu'en régime de convection mixte les instabilités de K-H sont plus grandes que celles observées en régime isotherme pour un nombre de Reynolds de 2400. Nous ne nous attarderons pas plus longtemps sur la description - ou l'origine - des phénomènes physiques observés car cela reviendrait à faire une redite du chapitre précédent. Au contraire, nous allons nous concentrer sur le mécanisme de formation des SCM en région de proche sillage et aux différences observées entre résultats numériques et expérimentaux.

6.2.2 Mécanismes de formation des SCM en proche sillage

La fréquence d'acquisition de la PIV utilisée étant de 10Hz, le pas de temps Δt entre chaque visualisation est ici de 0.1s. Les figures 6.6-6.8 montrent comment une SCM se forme depuis la zone d'écoulement secondaire jusqu'en dehors du sillage.

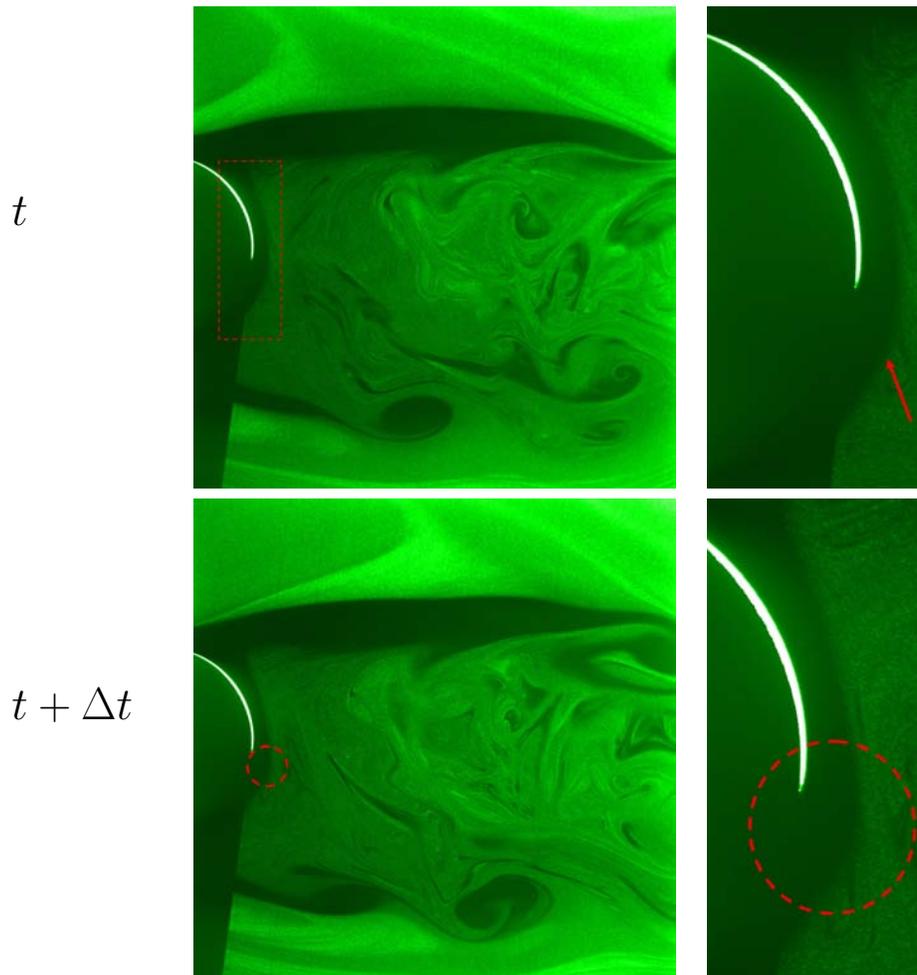


FIGURE 6.6 – Processus de formation des SCM en région de proche sillage

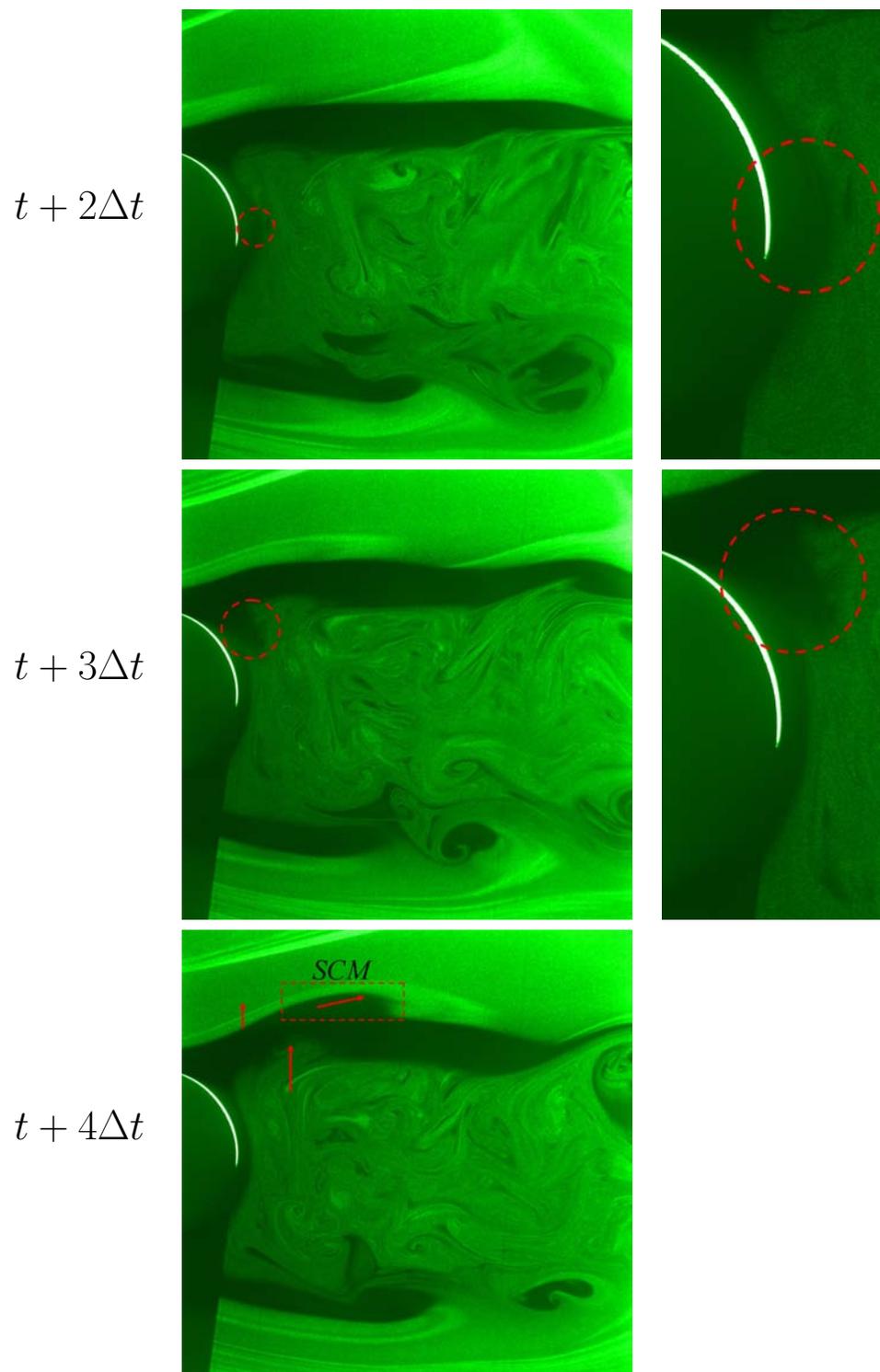


FIGURE 6.7 – Processus de formation des SCM en région de proche sillage

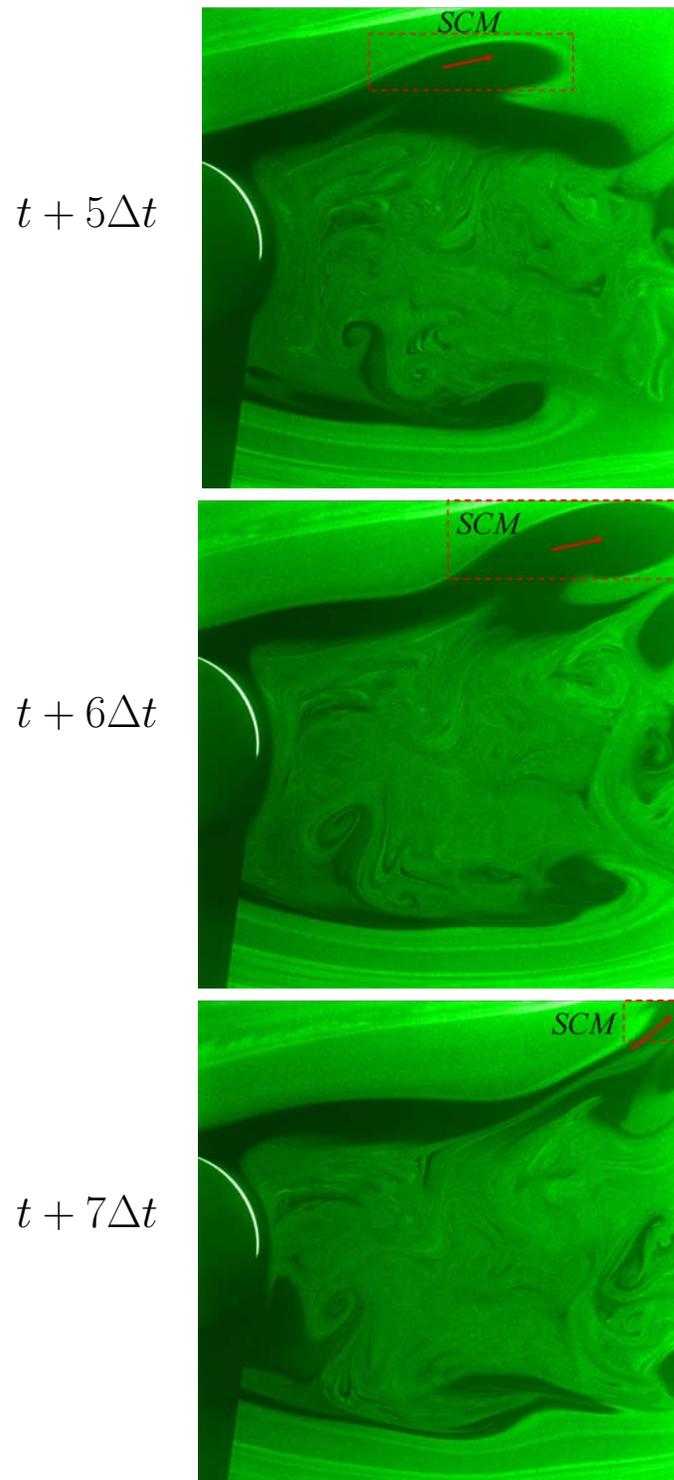


FIGURE 6.8 – Processus de formation des SCM en région de proche sillage

A l'instant initial, l'écoulement chaud au culot du cylindre est caractérisé par une zone noire qui semble uniforme le long du cylindre. Si l'on regarde plus attentivement sur la vue zoomée on aperçoit une légère déformation du front chaud dans la partie inférieure (au niveau de la flèche rouge). Il s'agit d'une augmentation de l'épaisseur de la zone chaude qui correspond soit à un mouvement de convection naturelle issue de la base du cylindre, soit à une arrivée de fluide chaud issue d'un mouvement 3D.

Entre les instants $t + \Delta t$ et $t + 3\Delta t$, la zone chaude, soumise à une forte poussée d'Archimède, se déplace le long du cylindre dans le sens des y ascendants, comme le montrent les vues zoomées de chacun de ces instants.

A l'instant $t + 3\Delta t$, on observe une pénétration de la poche chaude dans la CCS. Cette apport d'énergie dans la CCS provoque à l'instant suivant ($t + 4\Delta t$), une remontée de cette dernière et l'apparition d'une SCM qui émerge déjà au dessus du cylindre. Cette structure chaude s'extrait de la CCS aux instants suivants jusqu'à ce qu'elle sorte de la fenêtre de visualisation à l'instant $t + 7\Delta t$.

Finalement le processus de formation des SCM en région de proche sillage est très similaire au processus décrit d'après les résultats numériques.

Cependant, nous avons identifié un autre mode de formation de ces structures, comme étant un transfert de fluide chaud entre la CCI et la CCS. Ce processus est représenté par les figures 6.9 et 6.10 .

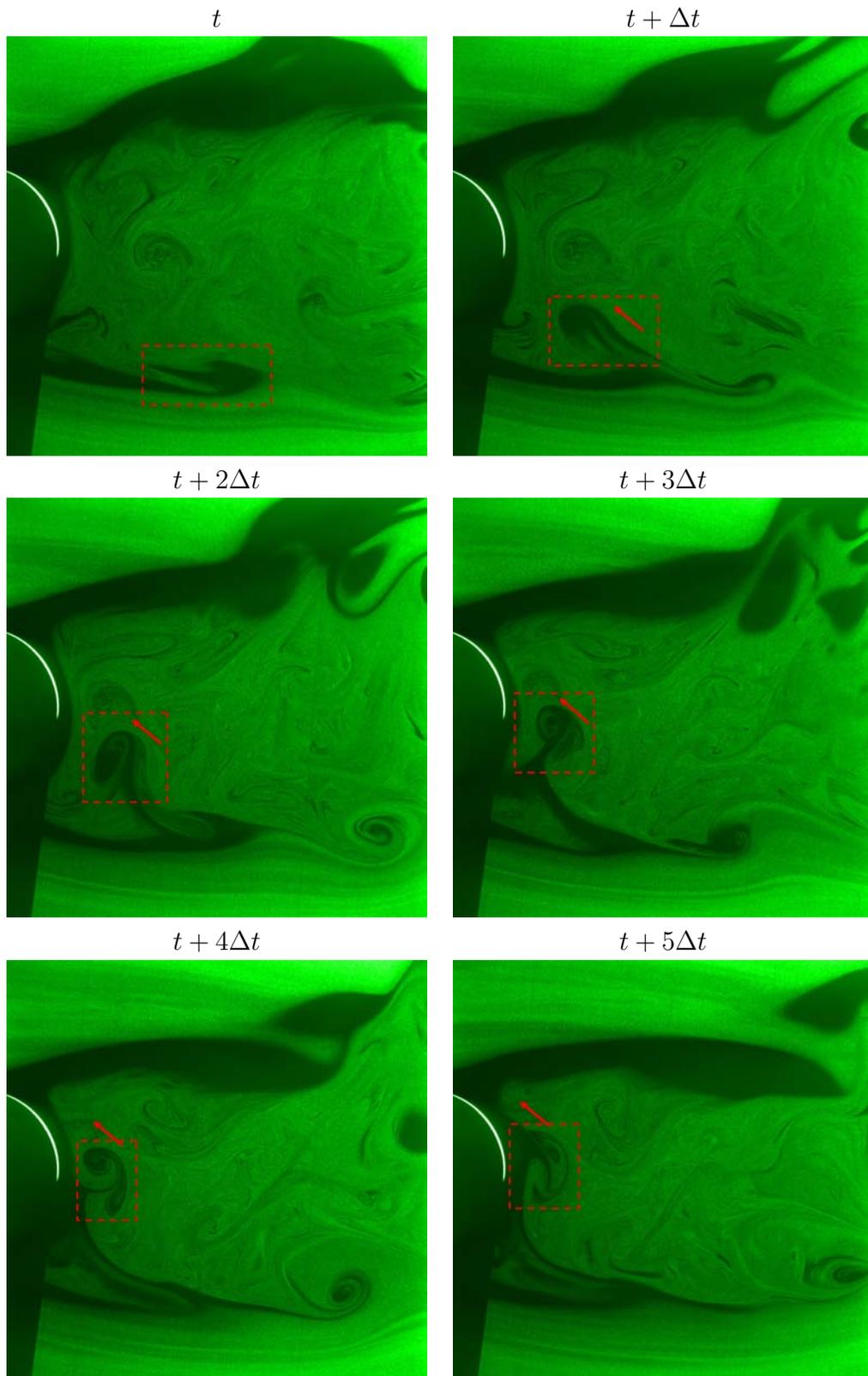


FIGURE 6.9 – Transfert de structures depuis la CCI vers la CCS

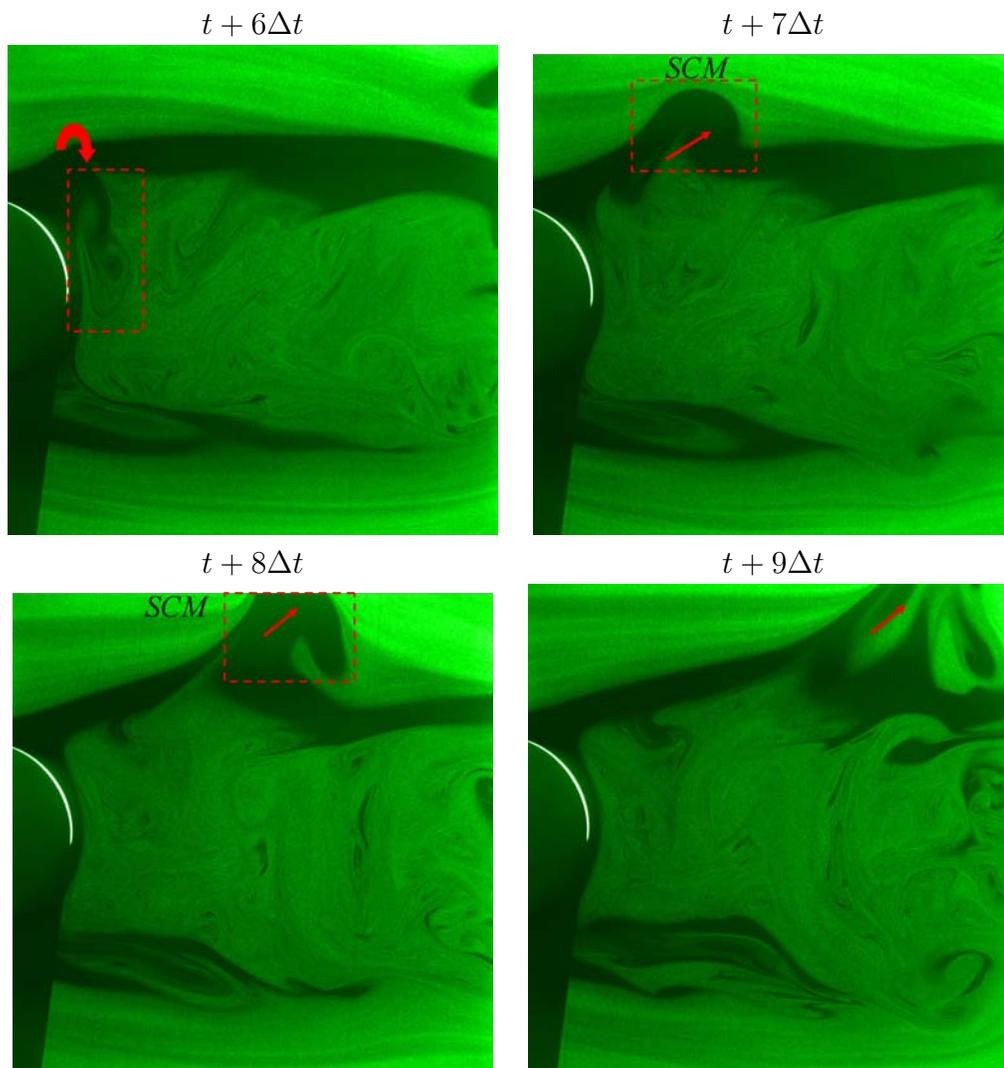


FIGURE 6.10 – Transfert de structures depuis la CCI vers la CCS

A l'instant initial, on distingue une déformation du coeur de vorticité de K-H au niveau de la CCI (zone encadr e en rouge sur la figure). A l'instant suivant ($t + \Delta t$), une structure en forme de champignon apparaît et remonte l'écoulement, en direction du cylindre en même temps qu'elle s'élève car soumise à une poussée d'Archimède favorable. A l'instant suivant ($t + 2\Delta t$), la structure identifi e continue sa progression vers le cylindre mais la tête du champignon s'est redress e et se retrouve ainsi dans une position quasi verticale. Le mouvement à contre-courant de cette structure s'explique par le fait que dans la zone de recirculation, le fluide qui s'enroule en vortex de Von Karman, est ramené vers le cylindre. A l'instant $t + 3\Delta t$, le champignon se rattache à l'écoulement secondaire. Jusqu'à l'instant $t + 5\Delta t$ le champignon continue son ascension le long de la surface du cylindre. On observe également à cet instant une rotation de la structure sur elle même qui perdure jusqu'à l'instant $t + 6\Delta t$. Cela s'explique par le fait que la base du champignon est soumise à une poussée d'Archimède plus forte que sa tête car près du cylindre les températures sont plus  lev es que dans la zone de recirculation. Ce déséquilibre de forces induit une déformation et une rotation de la structure.

Comme identifié à la figure 6.7, l'apport d'énergie provoqué dans la CCS se traduit, à l'instant $t + 7\Delta t$, par un soulèvement de la CCS et l'apparition d'une SCM qui émerge du sillage sous l'effet des forces de gravité. Cette structure chaude continue à s'extraire de la CCS aux instants suivants jusqu'à sortir de la fenêtre de visualisation à l'instant $t + 9\Delta t$.

Ainsi, phénomène tout à fait remarquable, nous assistons ici à un transfert d'une structure tourbillonnaire situ e au niveau de la CCI (K-H)   une SCM au niveau de la CCS. A l'heure actuelle, nous ne pouvons pas dire si ce type de processus est plus ou moins fréquent que le processus identifié précédemment. La figure 6.11 illustre le caractère 3D de l'écoulement.

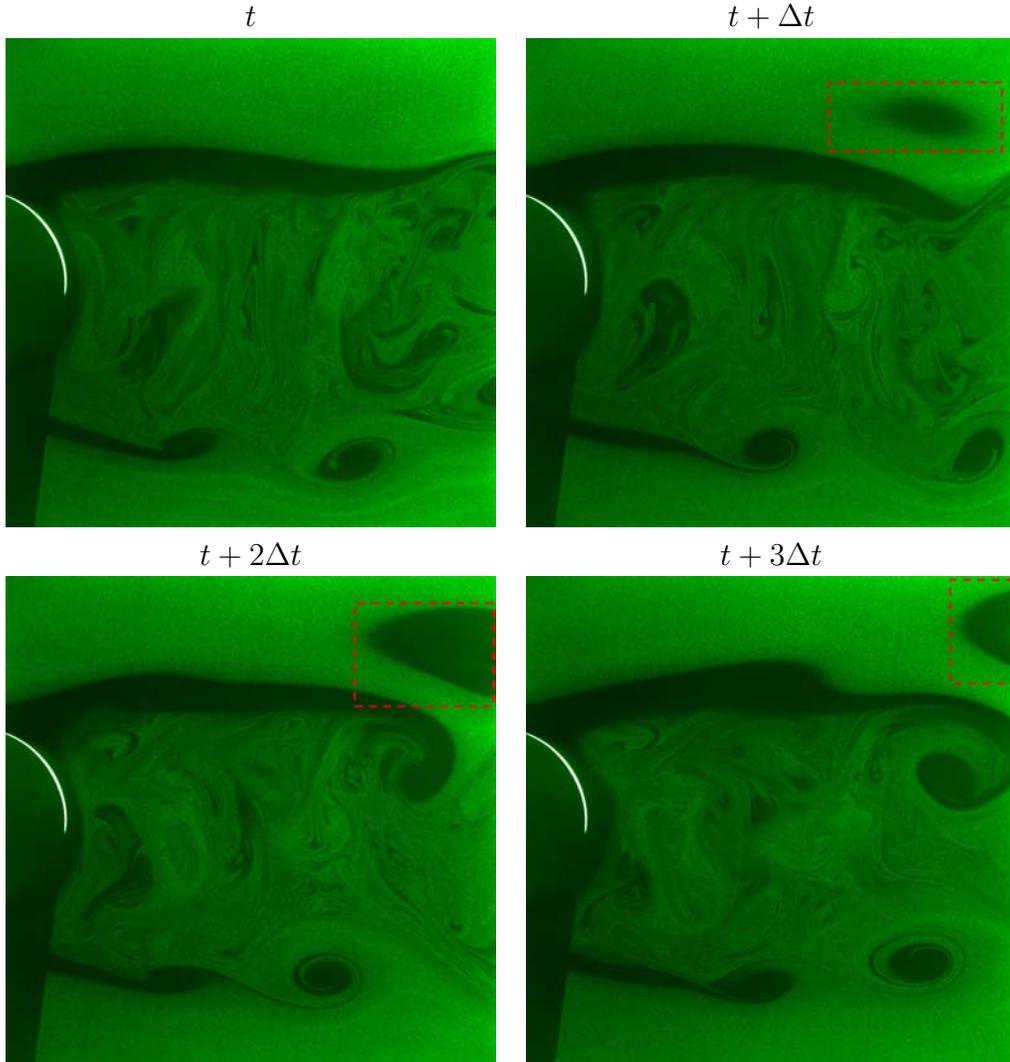


FIGURE 6.11 – Passage d’une structure transverse dans le plan $z = 0$

Nous illustrons, sur la figure 6.11, le caractère tridimensionnel de l’écoulement en montrant le passage d’une structure chaude qui se déplace de manière transverse à l’écoulement principal. En effet, cette structure (encadrée en rouge) apparaît à l’instant $t + \Delta t$ et se déplace aux instants suivants dans le sens de l’écoulement principal. Ainsi les phénomènes instationnaires observés numériquement sont confirmés expérimentalement (structures chaudes, SCM, K-H). Nous relevons cependant un mode de formation des SCM au niveau de la CCS, différent de manière expérimentale.

À présent intéressons nous aux grandeurs moyenne et fluctuante dans le plan médian $z = 0$. Par analogie avec les résultats numériques, nous comparons le cas isotherme ($Ri = 0$) avec le cas chauffé ($Ri = 2.77$).

6.3 Caractérisation dynamique

6.3.1 Analyse des champs moyens

Les valeurs moyennes et fluctuantes sont obtenues ici à partir de 5000 images PIV, comme cela a été expliqué au paragraphe 5.2.1. Les champs présentés dans cette partie sont reconstitués à partir de 4 fenêtres. Un recouvrement de $48mm$ existe entre chaque fenêtre afin d'assurer une bonne continuité des contours de vitesse. On s'intéresse d'abord aux composantes moyennes U et V , présentées à la figure 6.12.

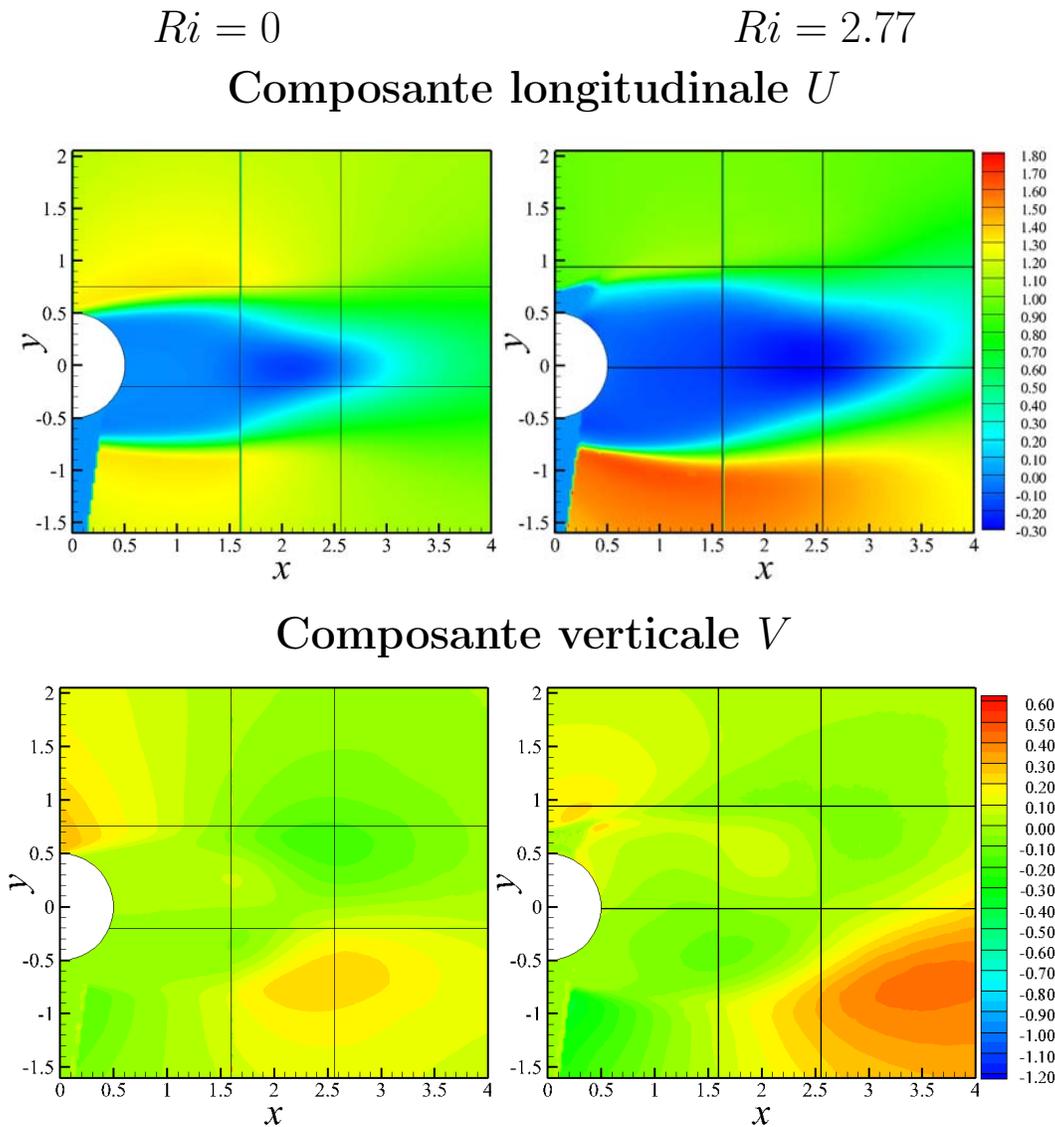


FIGURE 6.12 – Composantes de vitesse moyenne dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

La figure 6.12 montre que le recouplement de fenêtres de PIV est correct malgré de très légères discontinuités comme par exemple en $x = 1.5 - y = -0.5$ sur la composante longitudinale de vitesse pour $Ri = 0$.

L'analyse de cette figure fait ressortir plusieurs caractéristiques, précédemment identifiées sur les résultats numériques. D'abord, on observe une perte de symétrie du sillage en régime de convection mixte avec un sillage, qui est en moyenne dévié vers le haut sous l'effet des forces de pesanteur. En effet, alors que les deux composantes de vitesse sont symétriques par rapport à l'axe $y = 0$ pour $Ri = 0$, on observe une remontée de la fin de la zone de recirculation en $y > 0$ pour $Ri = 2.77$ sur la composante longitudinale.

En régime de convection mixte, la survitesse en dessous du cylindre atteint un niveau comparable à celle obtenue de manière numérique, de l'ordre de 1.8 au maximum alors qu'en régime isotherme elle ne dépasse pas 1.4 comme nous l'avions observé numériquement.

Cependant on remarque que la zone de recirculation est ici beaucoup plus longue que ce que nous avons trouvé numériquement. En effet, sa longueur correspondait à 2 diamètres sur les résultats numériques alors qu'ici cette valeur est proche de 3 en régime isotherme et de 3.7 en régime de convection mixte. Cet effet peut être attribué à l'effet de confinement (entre les différentes parois de la veine) qui a tendance à "écraser" l'écoulement suivant la hauteur et la largeur et ainsi contribuer à étirer la zone de recirculation.

Ce phénomène de survitesse en régime de convection mixte s'explique par l'abrupte remontée de fluide chaud à la fin de la zone de recirculation. En effet, sur le champ de vitesse moyenne verticale V , on observe en $x = 3.7$ un niveau maximal de l'ordre de 0.45 alors qu'il n'est que de 0.25 en régime isotherme. Cette survitesse verticale est associée à la survitesse longitudinale en ce sens où l'écoulement chaud qui remonte induit une plus grande vitesse au niveau de la CCI, d'après le principe de conservation de la masse.

6.3. CARACTÉRISATION DYNAMIQUE

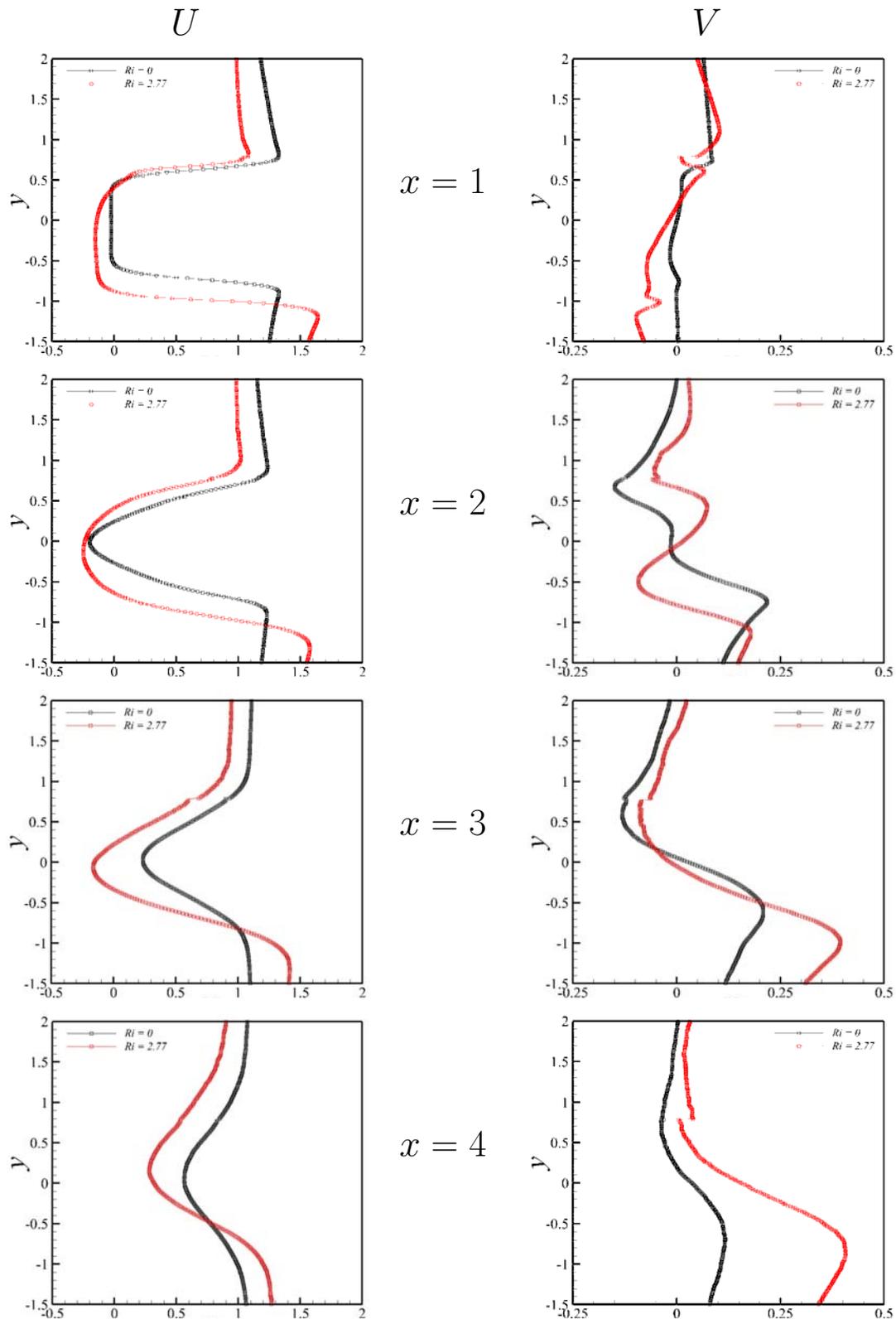


FIGURE 6.13 – Profils de vitesse moyenne à $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$ pour $Re_\infty = 1090$

La composante longitudinale U est caractérisée par une perte de symétrie pour $Ri = 2.77$, que l'on observe ici à partir de $x = 1$. La survitesse en dessous du cylindre atteint un niveau de 1.64 alors qu'elle est de 1.32 en régime isotherme. Cette survitesse est accompagnée d'un déficit de vitesse au niveau de la CCS - par conservation de la masse - avec une vitesse qui chute à 1.08 en régime de convection mixte. On remarque que la zone de recirculation est plus large en régime de convection mixte. Sur les profils de la composante verticale V , la symétrie n'est pas vraiment vérifiée pour $Ri = 0$ avec une composante positive pour $y > 0$. A chaud, le déséquilibre s'accroît entre les parties inférieure et supérieure du sillage.

En $x = 2$, la survitesse au niveau de la CCI tombe à 1.57 en régime de convection mixte alors qu'elle est de 1.22 en régime isotherme. Sur la composante verticale deux pics apparaissent en $y = -1.15$ et $y = 0.4$ à $Ri = 2.77$ correspondant à la remontée du fluide chaud associée à la zone de survitesse et à la fin de la CCS respectivement. On note qu'à froid la dissymétrie observée précédemment persiste avec un écart de 0.07 (en valeur absolue) entre les deux pics des couches de cisaillement.

En $x = 3$, on observe un décalage vers le haut du centre du sillage en régime de convection mixte sur la composante longitudinale. Le phénomène d'élongation de la zone de recirculation à chaud est ici particulièrement visible puisque l'écart se creuse entre les deux profils avec une différence entre chaque valeur minimale de 0.19. On n'observe plus qu'un seul pic au niveau de la composante verticale, au niveau de la CCI, qui correspond à la remontée du fluide dans la partie inférieure du sillage et qui atteint un maximum de 0.4. Au contraire dans la partie supérieure, la composante verticale chute et a finalement un niveau très proche de celui observé en régime isotherme, -0.09 contre -0.13 respectivement pour $Ri = 2.77$ et $Ri = 0$.

Enfin, à la position $x = 4$, les mêmes tendances se confirment avec un sillage qui continue d'être dévié vers le haut en régime de convection mixte et une zone chaude dans la partie inférieure du sillage qui est caractérisée par un mouvement ascendant important. Le maximum atteint ici est aussi de 0.40 alors qu'en régime isotherme le niveau maximal n'est que de 0.12.

La zone correspondante à l'écoulement secondaire n'apparaît pas distinctement sur le champ de vitesse verticale comme c'était le cas sur les résultats numériques. Cependant cela est plus visible si l'on regarde les vecteurs vitesse U, V , représenté à la figure 6.14.

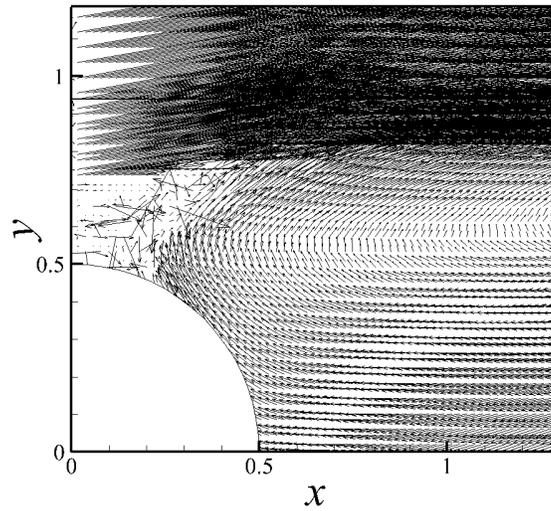


FIGURE 6.14 – Vecteurs vitesse au culot du cylindre à $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

Les vecteurs de vitesse représentés dans cette zone de l'écoulement (figure 6.14), permettent de visualiser le phénomène de remontée du fluide chaud au culot du cylindre, ainsi que l'absence de vecteurs dans les zones les plus chaudes, où il n'y a alors plus de particules.

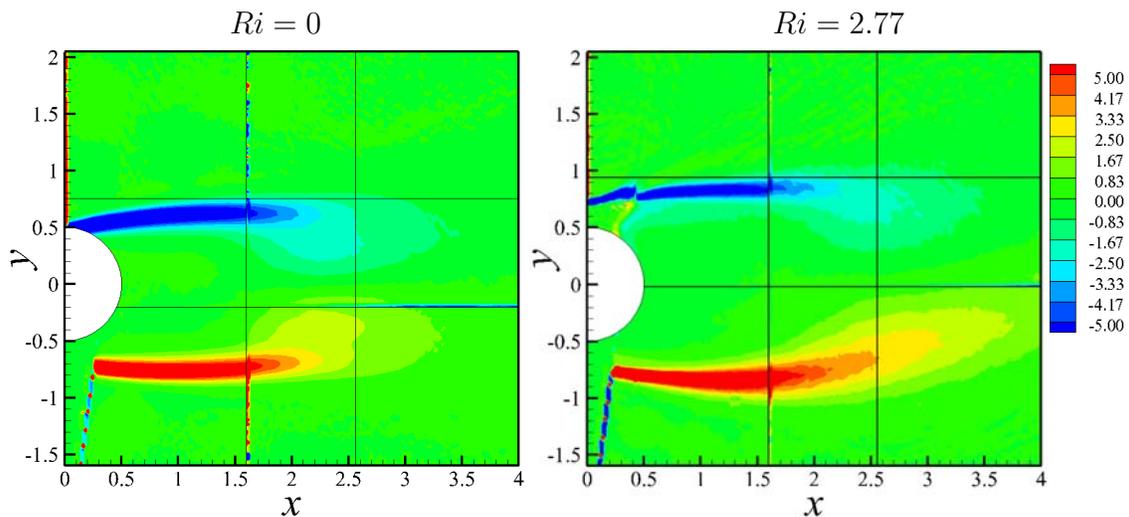


FIGURE 6.15 – Vorticité transversale ω_z dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

En terme de vorticité transversale, comme le montre la figure 6.15, on retrouve les mêmes caractéristiques observées numériquement, à savoir : un étirement de la CCI en régime de convection mixte dû à l'accélération en dessous du cylindre qui, d'une part, augmente le cisaillement mais aussi, qui se trouve sur une plus grande zone par rapport au cas isotherme.

6. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE PAR APPROCHE EXPÉRIMENTALE

En effet alors que la CCI se termine autour de $x = 2$ pour $Ri = 0$, elle atteint $x = 2.5$ pour $Ri = 2.77$. On remarque aussi que la CCS est beaucoup moins soumise au cisaillement, ce qui se traduit sur la figure par des niveaux plus faibles (en valeur absolue).

Enfin, une dernière particularité apparaît en régime de convection mixte : une discontinuité apparaît en $x = 0.4$ au niveau de la CCS. En dessous de cette discontinuité de niveaux de vorticité apparaît une zone de vorticité positive qui correspond à l'écoulement secondaire. Cette discontinuité de vorticité négative correspond en fait au point d'impact "moyen" de l'écoulement secondaire sur la CCS.

Afin d'apprécier l'influence des conditions limites sur nos résultats nous comparons l'évolution de la composante longitudinale moyenne U obtenue par mesure PIV et par simulation DNS sur la figure 6.16.

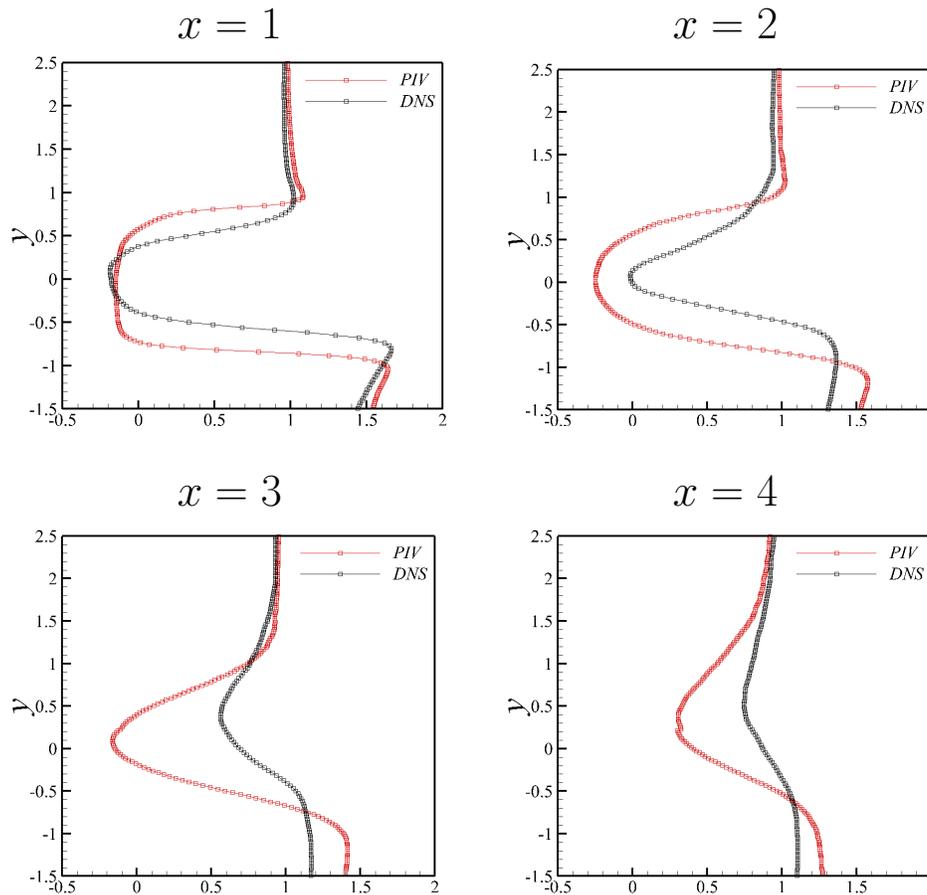


FIGURE 6.16 – Evolution de la composante U obtenue par PIV et DNS - $Ri = 2.77$

Globalement, en première approche, les profils présentent la même forme mais des niveaux quelque peu différents à certaines positions, que l'on se propose de commenter. La figure 6.16 montre de manière claire le phénomène d'étirement de la zone de recirculation lorsque

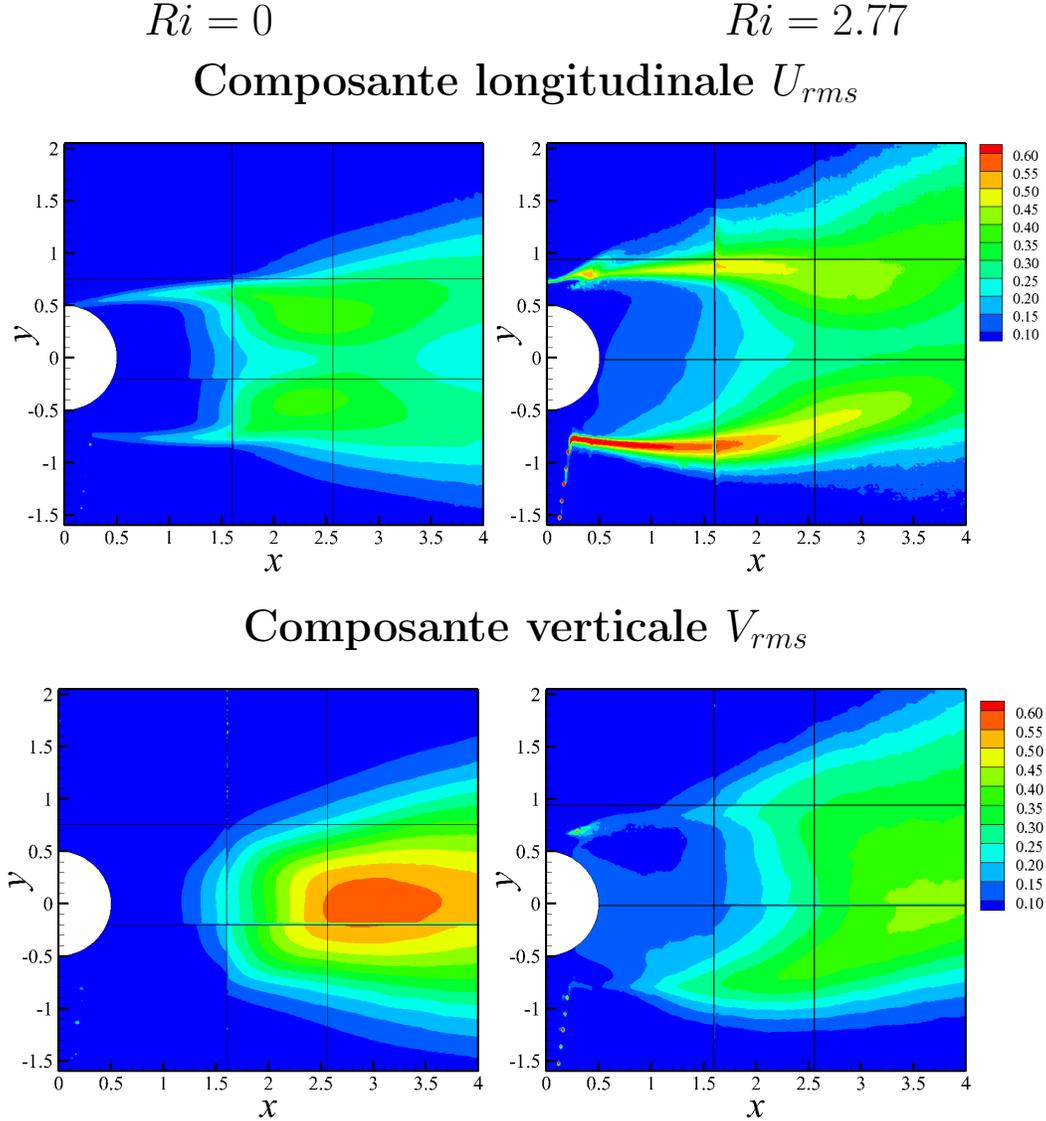
6.3. CARACTÉRISATION DYNAMIQUE

l'écoulement est confiné. En effet, alors que cette dernière se termine en $x = 2$ d'après nos résultats numériques, elle se situe autour de 3.5 d'après les résultats expérimentaux. Le dévoiement du sillage vers le haut sous l'effet des forces de pesanteur est plus précoce sur nos résultats DNS. Tout se passe comme si la présence des parois "retardaient" l'ascension du sillage.

De plus, on observe sur les résultats expérimentaux une survitesse plus prononcée au niveau de la CCI, par rapport aux résultats DNS. Elle atteint par exemple 1.6 en $x = 2$ expérimentalement alors qu'elle ne vaut que 1.4 au maximum d'après nos résultats numériques. Ceci semble confirmer en effet cette influence des parois (PIV) par rapport à l'espace libre (DNS).

Ainsi, même si les tendances sont identiques entre résultats numériques et résultats expérimentaux, on observe des écarts significatifs sur les champs moyens dynamiques. Quelles sont les influences des conditions limites et des conditions extérieures (moins bien maîtrisées de manière expérimentale) sur le champ fluctuant en aval du cylindre? C'est ce que nous nous proposons d'aborder maintenant à travers l'analyse de la figure 6.17.

6.3.2 Analyse des champs fluctuants


 FIGURE 6.17 – Composantes de vitesse fluctuante dans le plan médian à $Re_\infty = 1090$

Alors que nos résultats numériques montraient des fluctuations longitudinales supérieures en régime de convection mixte à proximité du cylindre (pour $x < 1.26$) ici sur la zone d'étude en question les fluctuations longitudinales de vitesse sont toujours supérieures à $Ri = 2.77$ par rapport au régime isotherme. Le maximum est atteint en $x = 0.3 - y = -0.77$ avec un niveau de 0.78 alors qu'il ne dépasse jamais 0.38 en régime isotherme.

En ce qui concerne la composante fluctuante verticale, V_{rms} , le comportement est similaire à ce que l'on a obtenu numériquement, à savoir une première zone où les fluctuations sont plus grandes en régime de convection mixte puis une seconde zone où l'inverse se produit.

6.3. CARACTÉRISATION DYNAMIQUE

Après la zone de recirculation, le maximum de fluctuation est de 0.58 dans le centre du sillage en régime isotherme alors qu'il atteint seulement 0.41 pour $Ri = 2.77$.

Finalement on observe la présence d'une zone de fortes fluctuations en $x = 0.5 - y = 0.7$. Cette zone auparavant identifiée sur le champ de vorticité transversale correspond à la fin de l'écoulement secondaire. On constate ici que les niveaux en présence dans cette zone sont plus élevés par rapport aux résultats numériques. Par exemple en $x = 0.28 - y = 0.69$ U_{rms} atteint 0.27 à $Ri = 2.77$ de manière expérimentale alors qu'il ne vaut que 0.18 sur nos résultats numériques. En ce qui concerne la composante verticale, V_{rms} passe de 0.55 à 0.12   la même position, sur nos résultats PIV et d'après la DNS respectivement.

Afin de quantifier plus précisément les phénomènes, les profils de vitesse fluctuante longitudinale et verticale sont présentés à la figure 6.18.

6. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE PAR APPROCHE EXPÉRIMENTALE

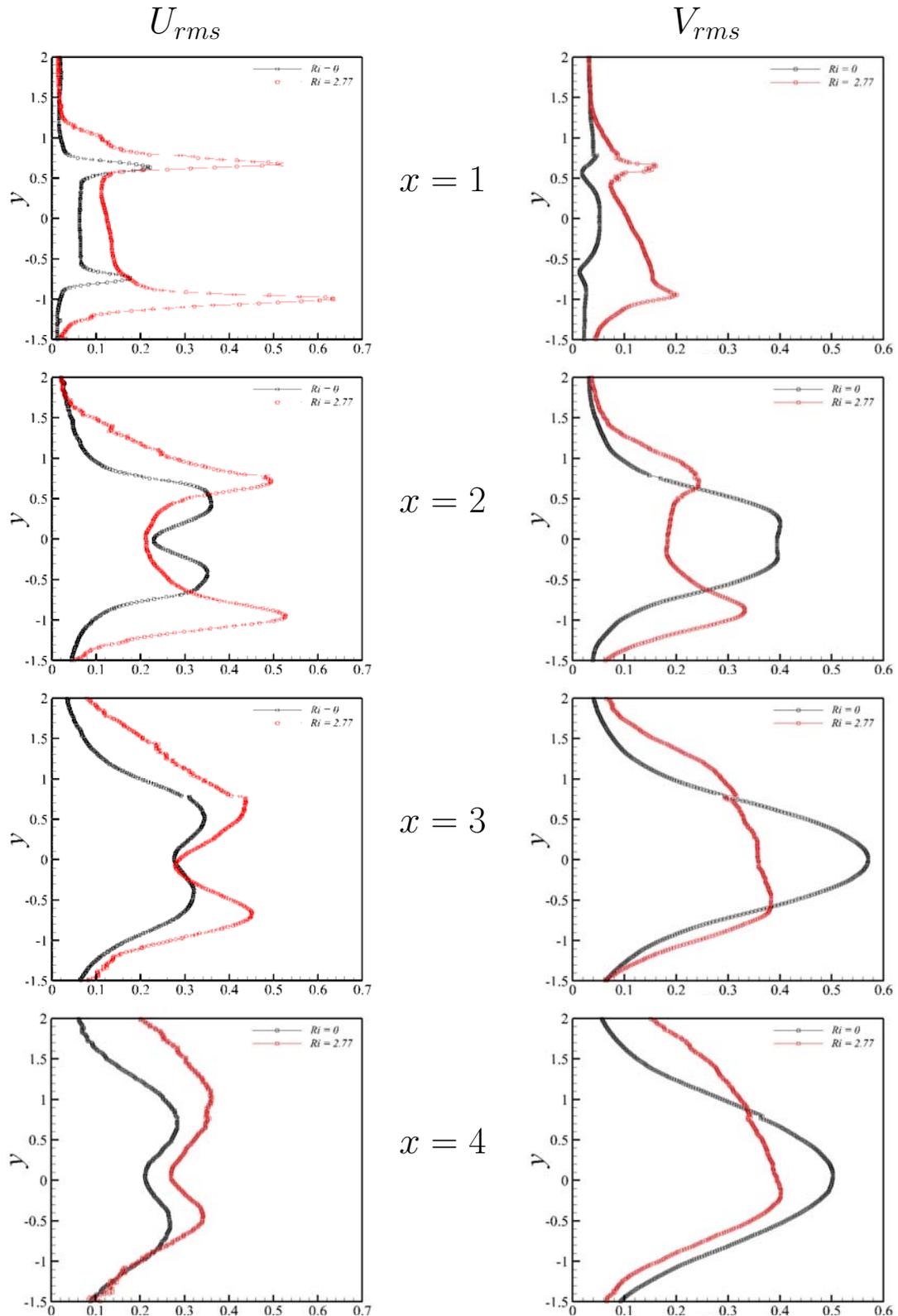


FIGURE 6.18 – Profils de vitesse fluctuante à $Ri = 0$ et $Ri = 2.77$ pour $Re_\infty = 1090$

6.3. CARACTÉRISATION DYNAMIQUE

L'analyse de la figure 6.18 montre qu'en régime de convection mixte, le niveau de fluctuations longitudinales est globalement plus élevée par rapport au cas isotherme, dans la configuration expérimentale testée. En effet, en $x = 1$ le niveau maximal est de 0.63 au niveau de la CCI pour $Ri = 2.77$ alors qu'il est de 0.22 pour $Ri = 0$. De plus, on constate que le niveau de fluctuation U_{rms} est plus important dans la CCI avec une différence de 0.11 entre chaque maximum. Au niveau de la composante verticale, on assiste également à une augmentation des fluctuations à cette position avec un maximum au niveau de la CCI de 0.20 contre 0.05 en régime isotherme au centre du sillage.

En $x = 2$, la même tendance se confirme pour la composante longitudinale avec cependant une diminution des fluctuations au centre de l'écoulement. Au niveau de la CCI le maximum en régime de convection mixte est de 0.52 contre 0.49 pour la CCS. A froid les fluctuations maximales sont de 0.37 au niveau des couches de cisaillement. Le minimum de fluctuation au centre du sillage est de 0.21 à chaud contre 0.23 en régime isotherme. Le comportement de la composante verticale évolue radicalement avec une inversion de la tendance précédemment observée. En effet, on assiste à une diminution du niveau fluctuant vertical avec le chauffage du cylindre. Le niveau maximal passe ainsi de 0.40 en régime isotherme à 0.33 et 0.24 en régime de convection mixte, pour la CCI et la CCS respectivement. Ce comportement a également été observé expérimentalement par LECORDIER *et al.* [45], [30].

En $x = 3$, les fluctuations longitudinales sont toujours plus élevées en régime de convection mixte avec un maximum de 0.45 au niveau de la CCI (et de 0.44 au niveau de la CCS) alors qu'il est de 0.34 pour $Ri = 0$. Ainsi l'écart se réduit en se déplaçant en aval du cylindre. On remarque aussi que la zone de fluctuation remonte dans la partie supérieure de l'écoulement. Sur la composante verticale les deux pics observés précédemment ont disparu pour laisser place à une seule zone de fluctuations qui s'élargit pour $y > 0$. Le niveau maximum en régime isotherme est de 0.57 alors qu'il est de 0.38 pour $Ri = 2.77$.

Finalement en $x = 4$, l'écart se resserre encore entre fluctuations maximales à chaud et à froid avec une différence maximale de 0.08. Le sillage fluctuant continue de diffuser dans la partie supérieure de l'écoulement. De même pour les fluctuations verticales, la différence diminue avec un écart de 0.1 entre chaque maximum.

6. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE PAR APPROCHE EXPÉRIMENTALE

La figure 6.19 reprend ce que nous avons déterminé à partir des résultats numériques, à savoir délimiter dans l'espace les zones où les effets de gravité ont soit tendance à laminariser l'écoulement soit, au contraire, à augmenter les fluctuations de vitesse. Pour cela, on trace l'évolution de $\eta_{U_{rms}}$ et $\eta_{V_{rms}}$ dans le sillage du cylindre.

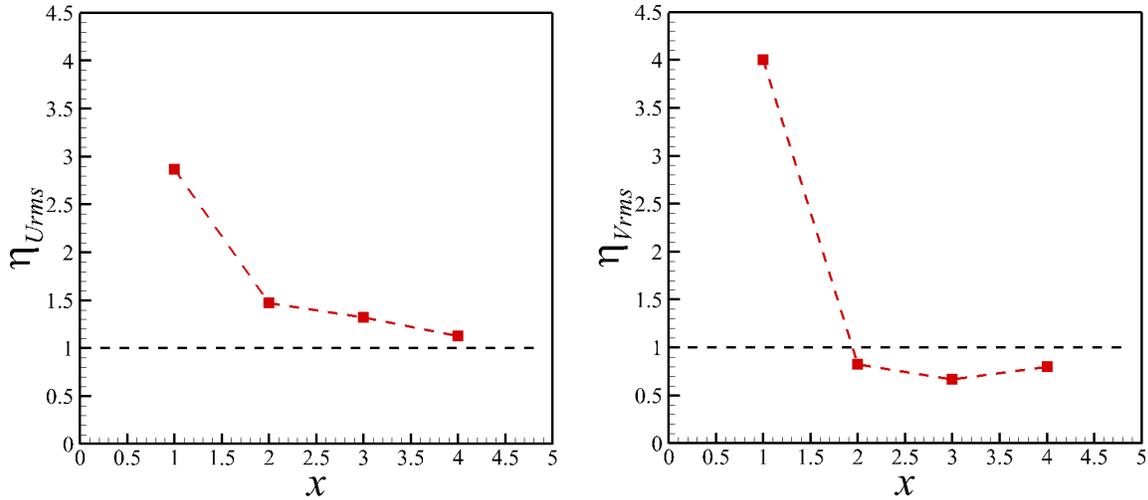


FIGURE 6.19 – Evolution des rapports $\eta_{U_{rms}}$ et $\eta_{V_{rms}}$ dans le sillage du cylindre - $Re_{\infty} = 1090$

En ce qui concerne les fluctuations longitudinales le rapport $\eta_{U_{rms}}$ est toujours supérieur à l'unité sur la zone étudiée alors qu'il devenait inférieur à 1 en $x = 1.26$ numériquement. Même si ici ce n'est pas le cas, on observe un brusque changement de pente à partir de $x = 2$, qui montre bien la distinction entre la zone près du cylindre où l'écoulement secondaire est présent et le reste de l'écoulement plus en aval, où les effets de pesanteur tendent à diminuer.

La courbe représentant $\eta_{V_{rms}}$ est ici plus proche de ce que l'on avait observé numériquement avec une inversion du rapport de force CN/CF en $x = 1.94$ alors qu'il était de 1.73 sur les résultats DNS. Au delà de cette valeur la courbe semble tendre vers l'unité, même si nous n'avons pas une zone d'étude suffisamment grande pour vérifier cette hypothèse.

6.3. CARACTÉRISATION DYNAMIQUE

Enfin, pour compléter cette analyse et afin de mieux quantifier l'influence des conditions opératoires sur nos résultats, nous comparons l'évolution de la composante longitudinale fluctuante U_{rms} obtenue expérimentalement et numériquement sur la figure 6.20.

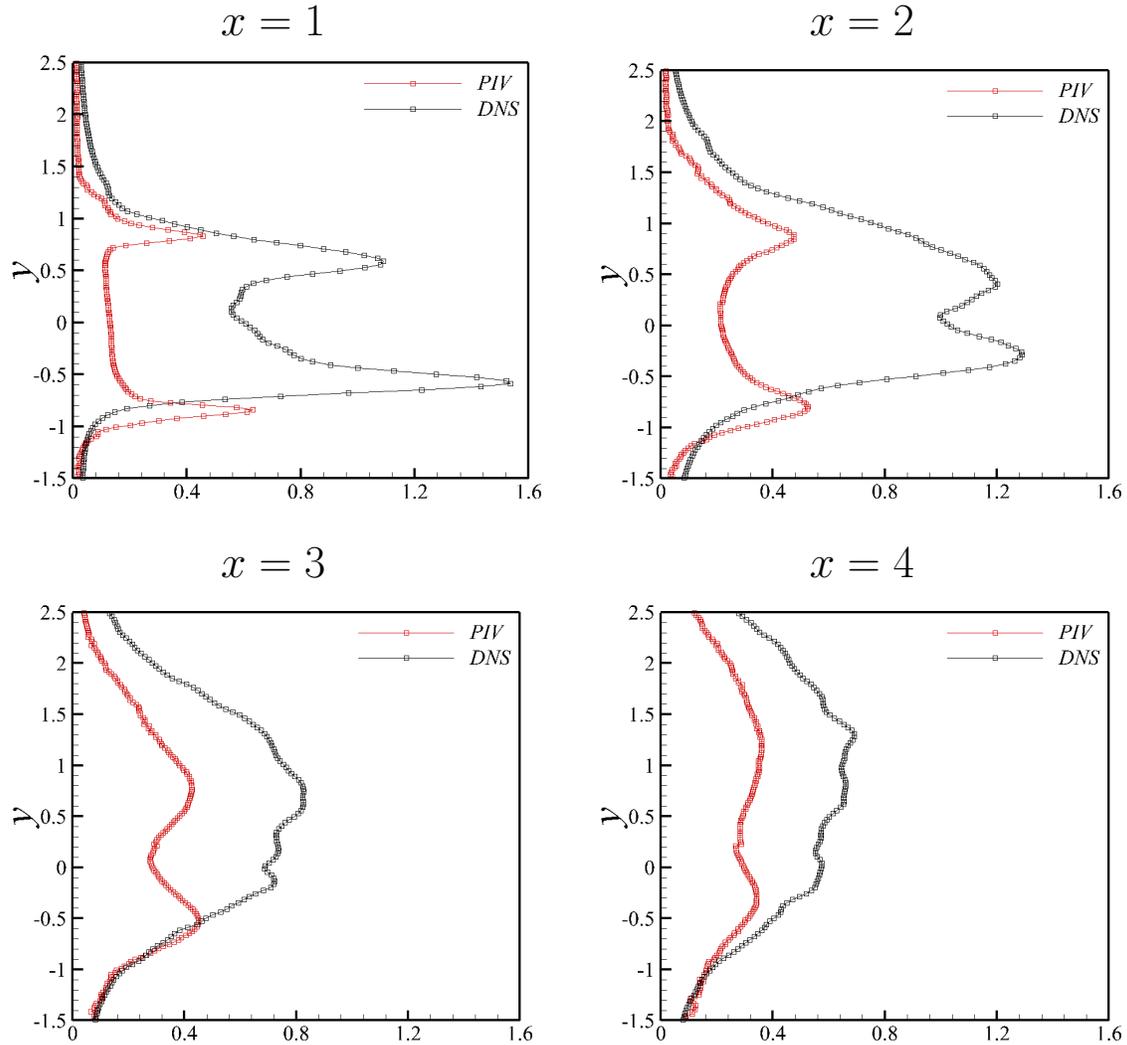


FIGURE 6.20 – Evolution de la composante U_{rms} obtenue par PIV et par la DNS - $Ri = 2.77$

La figure 6.20 montre qu'il existe un écart important entre les niveaux maximums atteints au niveau des couches de cisaillement de manière numérique et expérimental. Par exemple en $x = 1$ alors que le niveau maximal au niveau de la CCI est autour de 1.5 d'après les résultats de la DNS, la PIV nous donne un niveau de 0.64.

Le tableau 6.1 résume les différences observées entre fluctuations longitudinales obtenues numériquement et expérimentalement, en terme de niveaux maximums entre CCI et CCS. Le ratio moyen ainsi observé se situe donc autour de 2.

| | CCI | | | CCS | | |
|---------|------|------|-------|------|------|-------|
| | PIV | DNS | Ratio | PIV | DNS | Ratio |
| $x = 1$ | 0.63 | 1.54 | 2.44 | 0.45 | 1.09 | 2.42 |
| $x = 2$ | 0.53 | 1.29 | 2.43 | 0.48 | 1.20 | 2.50 |
| $x = 3$ | 0.45 | 0.72 | 1.60 | 0.45 | 0.83 | 1.84 |
| $x = 4$ | 0.34 | 0.57 | 1.68 | 0.36 | 0.69 | 1.91 |

TABLEAU 6.1 – Evolution des maximums de fluctuations longitudinales - comparaison PIV/DNS

6.4 Caractérisation thermique

6.4.1 Etude des grandeurs statistiques

A présent que nous avons passé en revue les principales influences des effets des forces de pesanteur sur la structure de l'écoulement, d'un point de vue dynamique, intéressons-nous au champ de température moyen et fluctuant dans le sillage du cylindre.

Pour ce faire des mesures au thermocouple fin ont été réalisées dans le plan médian $z = 0$. La résolution spatiale est de $1cm$ avec 31×31 points de mesures suivant l'axe x et y respectivement comme le présente la figure 6.21.

L'acquisition des températures moyenne et fluctuante est faite en chaque point de mesure à une fréquence de $20Hz$ avec 512 échantillons, ce qui représente un temps d'acquisition totale de 7 heures. Les résultats sont donnés à la figure 6.22.

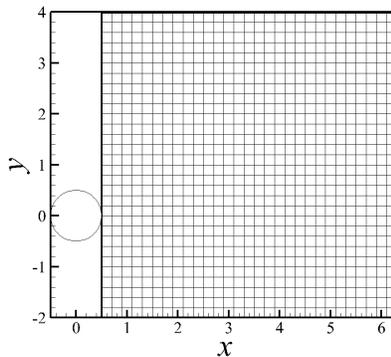
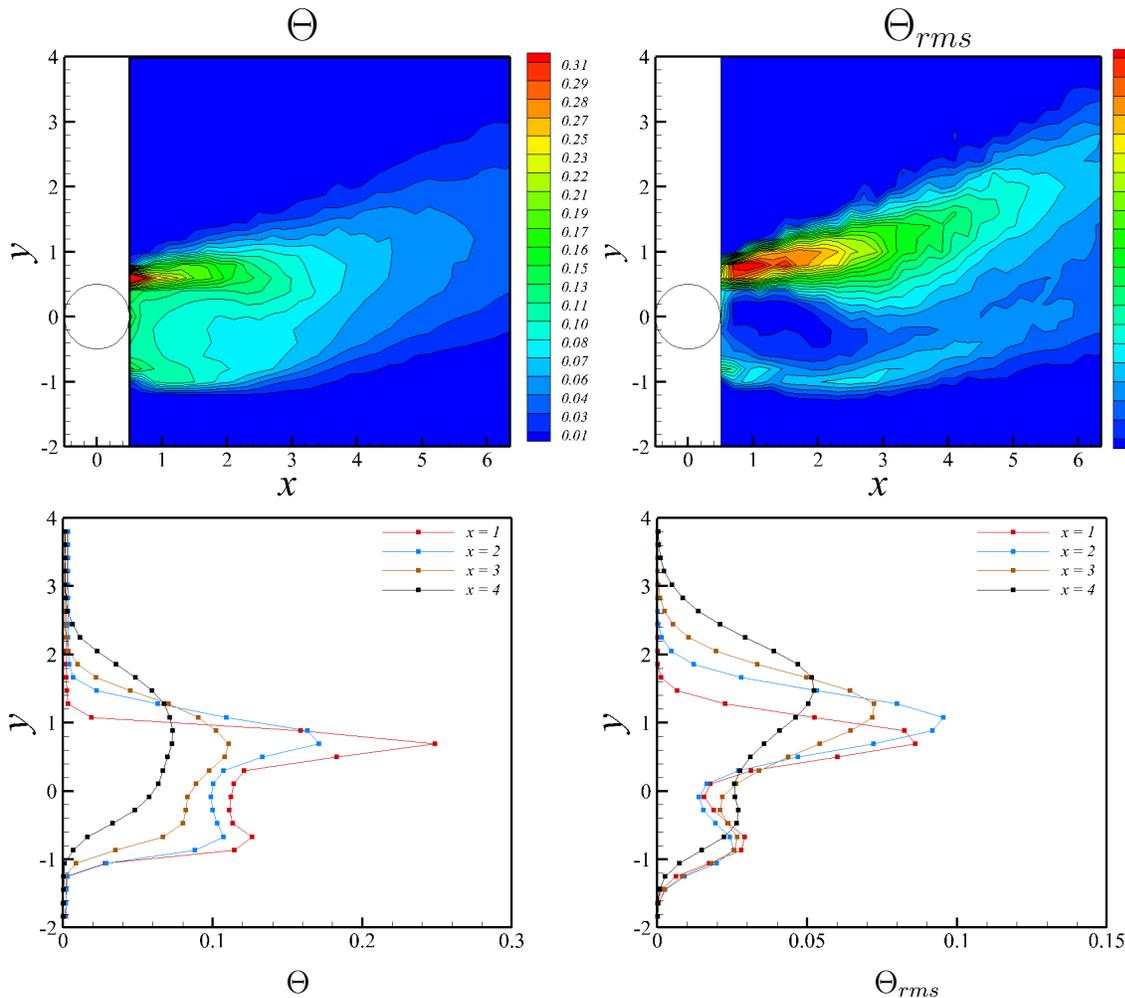


FIGURE 6.21 – Grille de déplacement des mesures au thermocouple dans le plan médian


 FIGURE 6.22 – Température moyenne et fluctuante en $z = 0$ - $Ri = 2.77$ - $Re_\infty = 1090$

La figure 6.22 montre que la partie supérieure du sillage ($y > 0$) est en moyenne plus chaude que la partie inférieure avec des niveaux atteignant 0.6 au culot du cylindre et 0.25 en $x = 1$ pour la CCS. Au contraire dans la partie inférieure, on relève par exemple 0.13 toujours en $x = 1$. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cylindre la température maximale du sillage décroît et le sillage thermique s'élargit par diffusion de la température. Ainsi en $x = 4$ les deux pics correspondant aux couches de cisaillement ont disparus et le maximum de température est de 0.07 atteint en $y = 0.88$.

En ce qui concerne les niveaux de fluctuations de températures on constate qu'expérimentalement on retrouve aussi un maximum de fluctuations au niveau de la CCS avec des niveaux atteignant 0.086 en $x = 1$ et 0.095 en $x = 2$ par exemple. Ainsi on retrouve le résultat suivant : en régime de convection mixte étudié dans cette thèse, on assiste à une zone de grandes fluctuations en températures située dans la moitié supérieure de l'écoulement alors qu'en terme de fluctuations de vitesse c'est la tendance inverse qui se produit. Alors que l'on s'éloigne du cylindre les fluctuations diminuent mais les deux pics sont ici

conservés, sur la zone étudiée (jusqu'à $x = 4$).

A titre de comparaison nous avons repris, à la figure 6.23, les résultats obtenus par simulation DNS et ceux obtenus par les mesures au thermocouple :

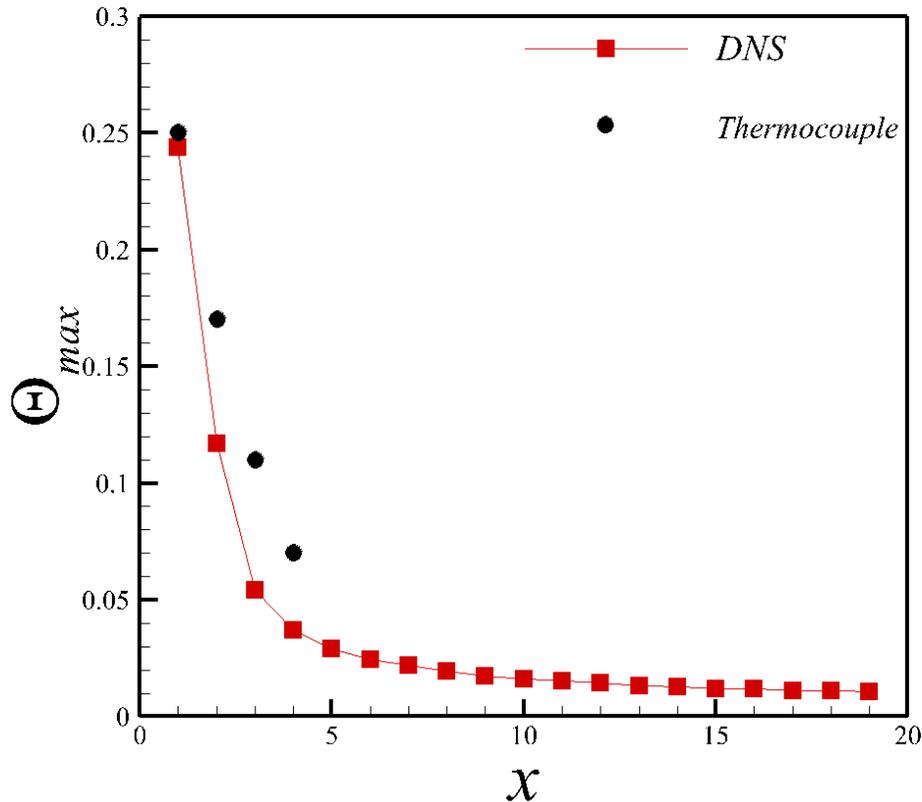


FIGURE 6.23 – Comparaison des mesures de température Θ_{max} dans le sillage du cylindre par le calcul DNS et les mesures au thermocouple

On observe donc sur cette figure les mêmes phénomènes, à savoir la décroissance rapide de la température maximale dans le sillage du cylindre mais les écarts sont encore une fois significatifs. En effet, les mesures expérimentales ont tendance à surestimer la température moyenne à une abscisse donnée.

Enfin, afin de mieux caractériser l'état turbulent du sillage, une analyse spectrale a été réalisée à partir du signal de température. Ces résultats sont présentés à la partie suivante.

6.4.2 Etude spectrale en sillage proche

Dans cette partie nous nous intéressons à la signature spectrale du sillage thermique. Pour cela nous reprenons les 6 points définis au chapitre précédent et étudions le signal de température grâce aux 3 thermocouples fins précédemment décrits. La position des points de mesure est rappelée figure 6.24 et tableau 6.2.

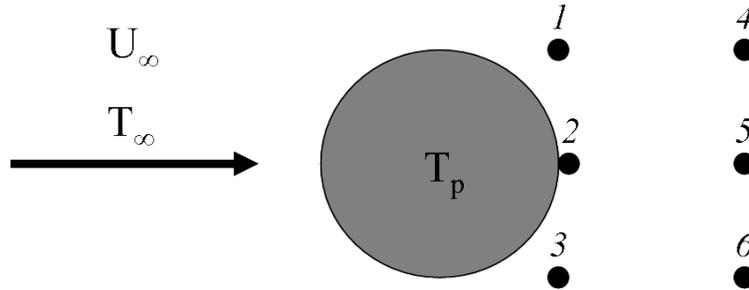


FIGURE 6.24 – Position des six points de mesure de l'étude spectrale

| Point n° | abscisse x | ordonnée y |
|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0.5 | 0.5 |
| 2 | 0.6 | 0 |
| 3 | 0.5 | -0.5 |
| 4 | 1 | 0.5 |
| 5 | 1 | 0 |
| 6 | 1 | -0.5 |

TABEAU 6.2 – Coordonnées des points de mesure dans le plan $z = 0$

Chaque acquisition a été faite à une fréquence d'échantillonnage f_e de $20Hz$ et un nombre d'échantillons de 512, ce qui donne une résolution fréquentielle Δf de $0.04Hz$. Etant donné qu'il n'est pas possible de faire cette analyse en régime isotherme, il a été décidé de travailler à faible nombre de Richardson afin d'être dans un cas de convection forcée. Dans ce cadre nous travaillons ici à $Ri = 0.13$ et $Ri = 2.77$. Tant que le nombre de Richardson est inférieur à 0.2, il est possible de considérer les effets de gravité comme négligeables, d'après HATTON [34].

6. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE PAR APPROCHE EXPÉRIMENTALE

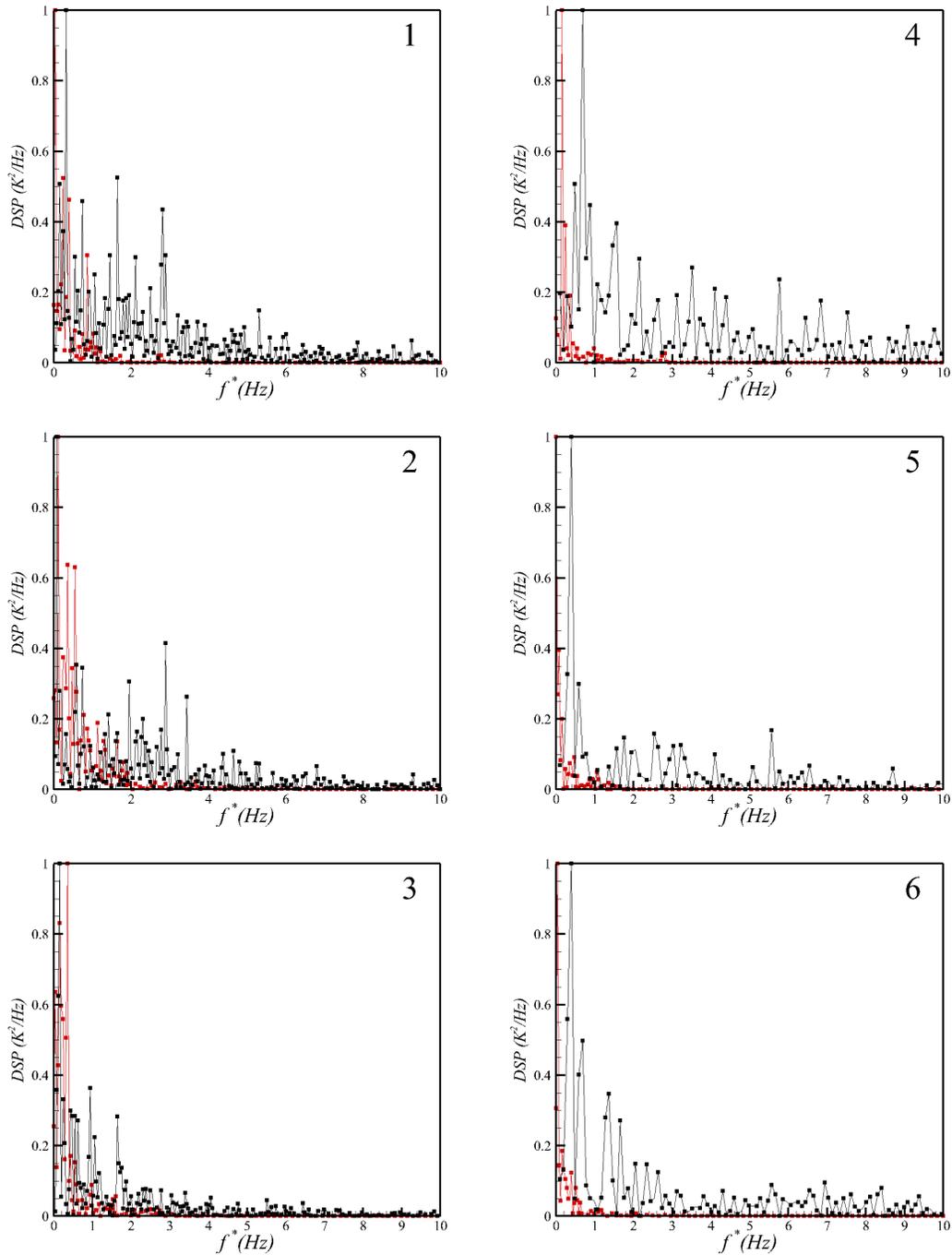


FIGURE 6.25 – Spectres en température des 6 points de mesures. En rouge : $Ri = 0.13$; en noir $Ri = 2.77$

6.4. CARACTÉRISATION THERMIQUE

Etant donné que le niveau d'énergie du spectre de CM était très supérieur à celui de CF, nous avons normalisé chaque DSP par rapport au niveau d'énergie maximal (pour $Ri = 0.13$ et $Ri = 2.77$) afin de mieux comparer les deux signaux.

La figure 6.25 confirme ce que l'on a vu de manière numérique au chapitre précédent, à savoir que pour le régime de convection mixte testé le spectre turbulent est significativement enrichi avec l'apparition de nombreux pics.

Il est étonnant de constater que même pour $Ri = 0.13$ le pic le plus énergétique n'est pas en 1.27Hz comme on aurait pu le penser (allée de Von Karman) puisque des fréquences plus basses et plus énergétiques apparaissent déjà dans ce cas.

Ce dernier phénomène peut être dû au passage de structures liées à des perturbations en entrée de soufflerie. En effet, nous avons remarqué sur certaines visualisations le passage des grosses structures parasites dans certaines régions de l'écoulement. Ces perturbations sont très difficiles à maîtriser puisque l'on ne contrôle pas les conditions dynamique et thermique dans le volume d'air en entrée de la soufflerie. Malgré la présence de la chambre de tranquillisation, il semblerait que des perturbations amont, caractérisées par des très basses fréquences, se produisent et impactent la qualité de notre écoulement dans la veine d'essais.

Cependant, on constate que la turbulence se développe à la fois suivant x , comme cela se produit en régime isotherme mais aussi suivant y . En effet, de très nombreux pics compris entre 5 et 10 Hz apparaissent au point n°4 par exemple, qui est le point qui compte le plus de pics par rapport aux autres positions de mesure.

Ici nous n'avons pas fait de comparaison avec les spectres obtenus par DNS car les fréquences mises en jeu en étaient trop éloignées et surtout parce que le sillage thermique de l'expérience a un caractère beaucoup plus turbulent, avec beaucoup plus de pics que les signaux obtenus numériquement, et ce même pour $Ri = 0.13$. Cependant, les tendances générales liées aux effets de la gravité sur le caractère turbulent de l'écoulement, restent les mêmes.

Avant de conclure ce mémoire, nous avons cherché à déterminer le degré tridimensionnel de l'écoulement en aval du cylindre. En effet, il était important de savoir :

- si nos résultats expérimentaux dépendaient fondamentalement du montage et de ses conditions limites,
- sur quelle profondeur l'hypothèse d'écoulement moyen 2D était valide.

6.5 Degré 3D de l'écoulement

Dans cette dernière partie nous nous sommes concentrés sur l'étude du caractère tridimensionnel de l'écoulement en aval du cylindre. Pour cela, nous avons procédé à des mesures de vitesse et de température dans des plans verticaux puis horizontaux, afin d'estimer le niveau de tridimensionnalité de l'écoulement en aval du cylindre.

6.5.1 Etude aérothermique dans les plans verticaux

Etude dynamique

La figure 6.26 présente les trois champs de mesure prospectés en $z = -0.5$, $z = 0$ et $z = 0.5$. Les grandeurs statistiques (moyenne et fluctuante) ont été établies à partir de 5000 doublets, pour une résolution spatiale de $1.29mm \times 1.29mm$ suivant l'axe x et y respectivement. Le traitement PIV utilisé est également de type *adaptive-correlation* comme nous l'avions fait précédemment.

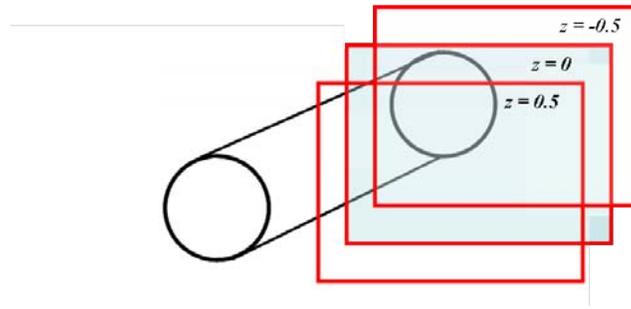


FIGURE 6.26 – Position des trois plans de mesure verticaux

Les résultats des mesures par PIV dans les plans verticaux sont donnés figures 6.27 et 6.28. Les résultats montrent que sur la profondeur prospectée - soit $1D$ - la topologie des champs dynamiques moyen et fluctuant est très similaire. Le phénomène de survitesse dans la partie inférieure du sillage est bien retrouvé dans les trois plans de mesure avec des maximums de 1.65. On observe un léger étirement de la zone de recirculation en $z = 0$. En ce qui concerne les fluctuations longitudinales les topologies sont également très proches avec les deux couches de cisaillement bien détectées et notamment le maximum de fluctuation dans au niveau de la CCI qui atteint un maximum autour de 0.60 dans les 3 cas.

Sur la composante verticale moyenne, on remarque une légère différence de topologie pour la position $z = 0$ par rapport aux positions $z = -0.5$ et $z = 0.5$ avec la zone de remontée du fluide (en rouge) qui s'initie en $x = 2.5$ alors qu'elle débute plutôt autour de la position $x = 2$ pour $z = -0.5$ et $z = 0.5$. On retrouve cette tendance sur la composante verticale fluctuante mais ces différences de topologies de sillage restent cependant faibles.

6.5. DEGRÉ 3D DE L'ÉCOULEMENT

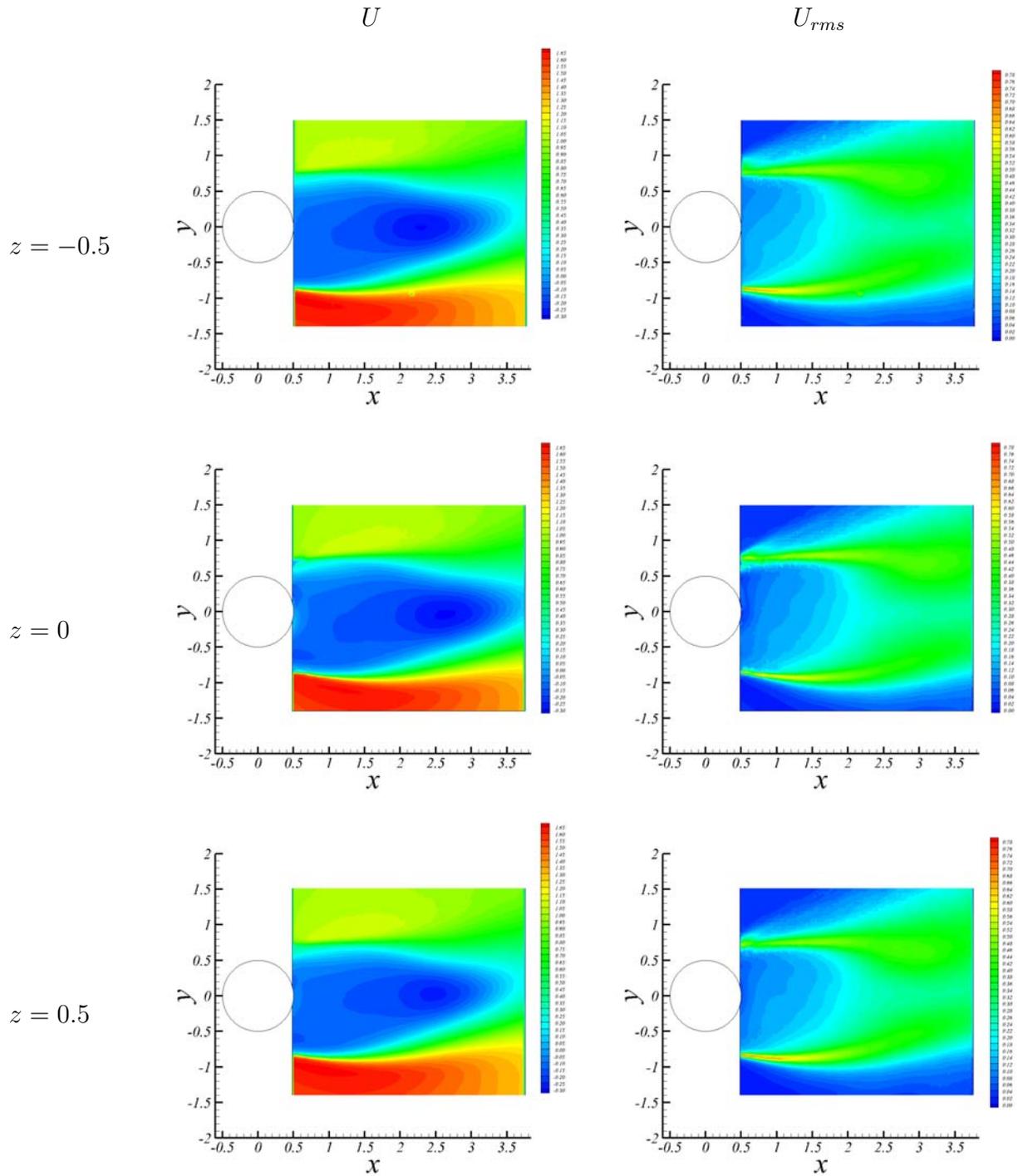


FIGURE 6.27 – Vitesse longitudinale moyenne et fluctuante dans les plans verticaux - mesures par PIV à $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

6. ETUDE DE LA CONVECTION MIXTE PAR APPROCHE EXPÉRIMENTALE

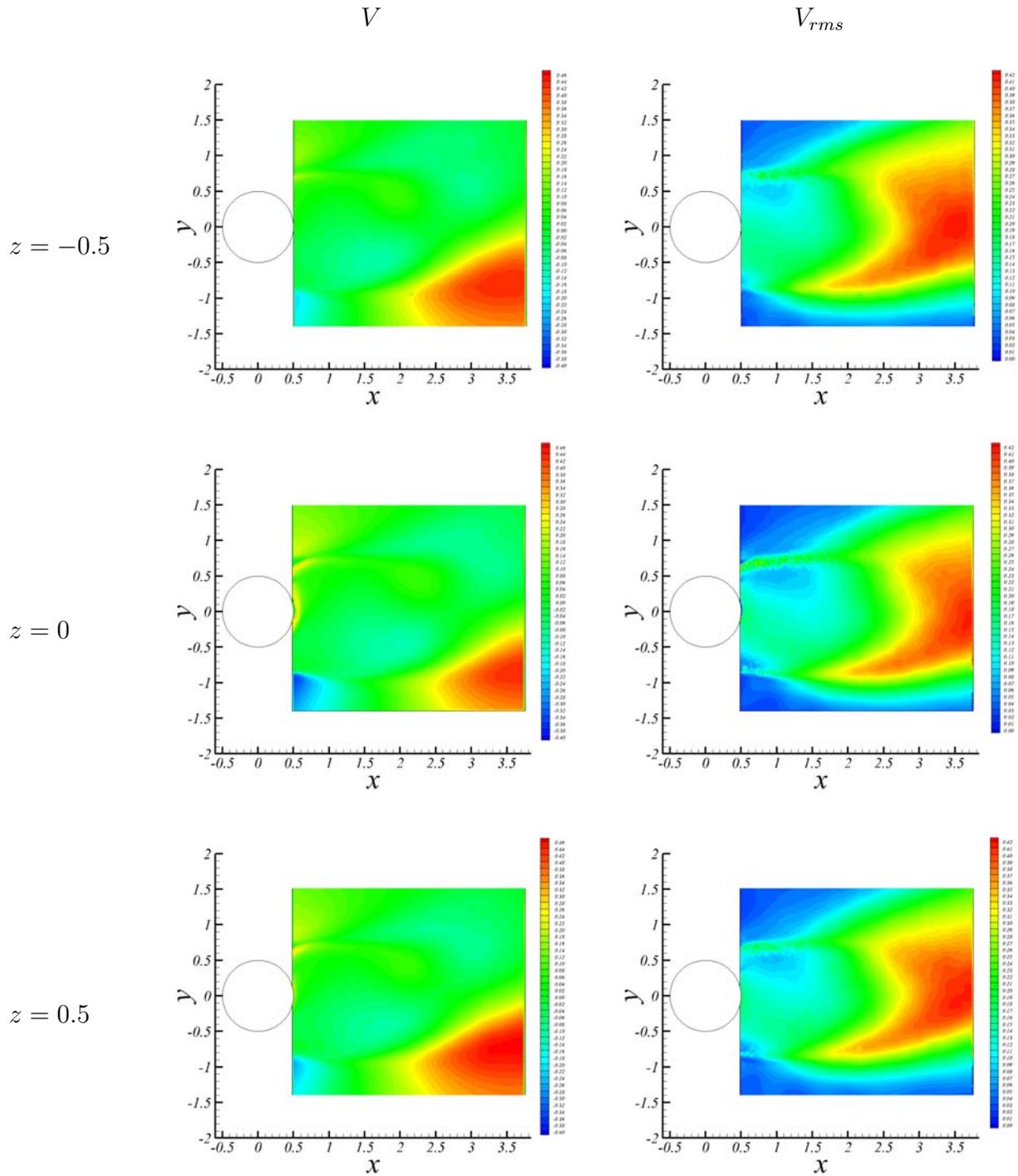


FIGURE 6.28 – Vitesse verticale moyenne et fluctuante dans les plans verticaux - mesures par PIV à $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

6.5. DEGRÉ 3D DE L'ÉCOULEMENT

Afin de mieux quantifier les écarts entre chaque plan de mesure, nous avons relevé les valeurs rms des composantes longitudinale et verticale de vitesse en $x = 1$ - puisque d'après les champs dynamiques fluctuants cette position correspond à des niveaux élevés de fluctuation. Ces valeurs sont résumées au tableau 6.3.

| U_{rms} | | | V_{rms} | | |
|-----------|------|------|-----------|------|------|
| z | CCI | CCS | z | CCI | CCS |
| -0.5 | 0.63 | 0.50 | -0.5 | 0.20 | 0.19 |
| 0 | 0.62 | 0.46 | 0 | 0.15 | 0.19 |
| 0.5 | 0.64 | 0.48 | 0.5 | 0.15 | 0.15 |

TABLEAU 6.3 – Evolution des fluctuations longitudinales et verticales de vitesse dans les plans verticaux en $x = 1$ - mesures par PIV à $Ri = 2.77 - Re_\infty = 1090$

On note ici que pour les niveaux rms longitudinaux les écarts observés restent faibles avec un maximum de 8% entre les positions $z = 0$ et $z = 0.5$ pour la CCS et de 3% entre les positions $z = 0$ et $z = -0.5$ pour la CCI.

En revanche pour les niveaux verticaux les écarts sont plus significatifs avec un maximum de 21% entre les positions $z = 0.5$ et $z = 0; -0.5$ pour la CCS et de 25% entre les positions $z = 0; 0.5$ et $z = -0.5$ pour la CCI.

Etude thermique

Une étude du sillage thermique a également été réalisée suivant la grille de déplacement de la figure 6.29. L'acquisition des températures moyenne et fluctuante est faite en chaque point de mesure à une fréquence de $20Hz$ avec 512 échantillons, ce qui représente un temps d'acquisition totale de 7 heures. Les résultats sont présentés figure 6.30 et 6.31.

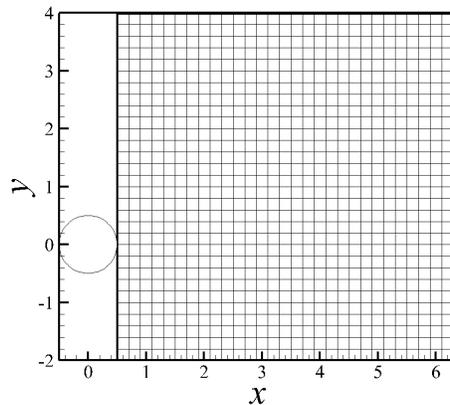


FIGURE 6.29 – Grille de déplacement du peigne de thermocouples

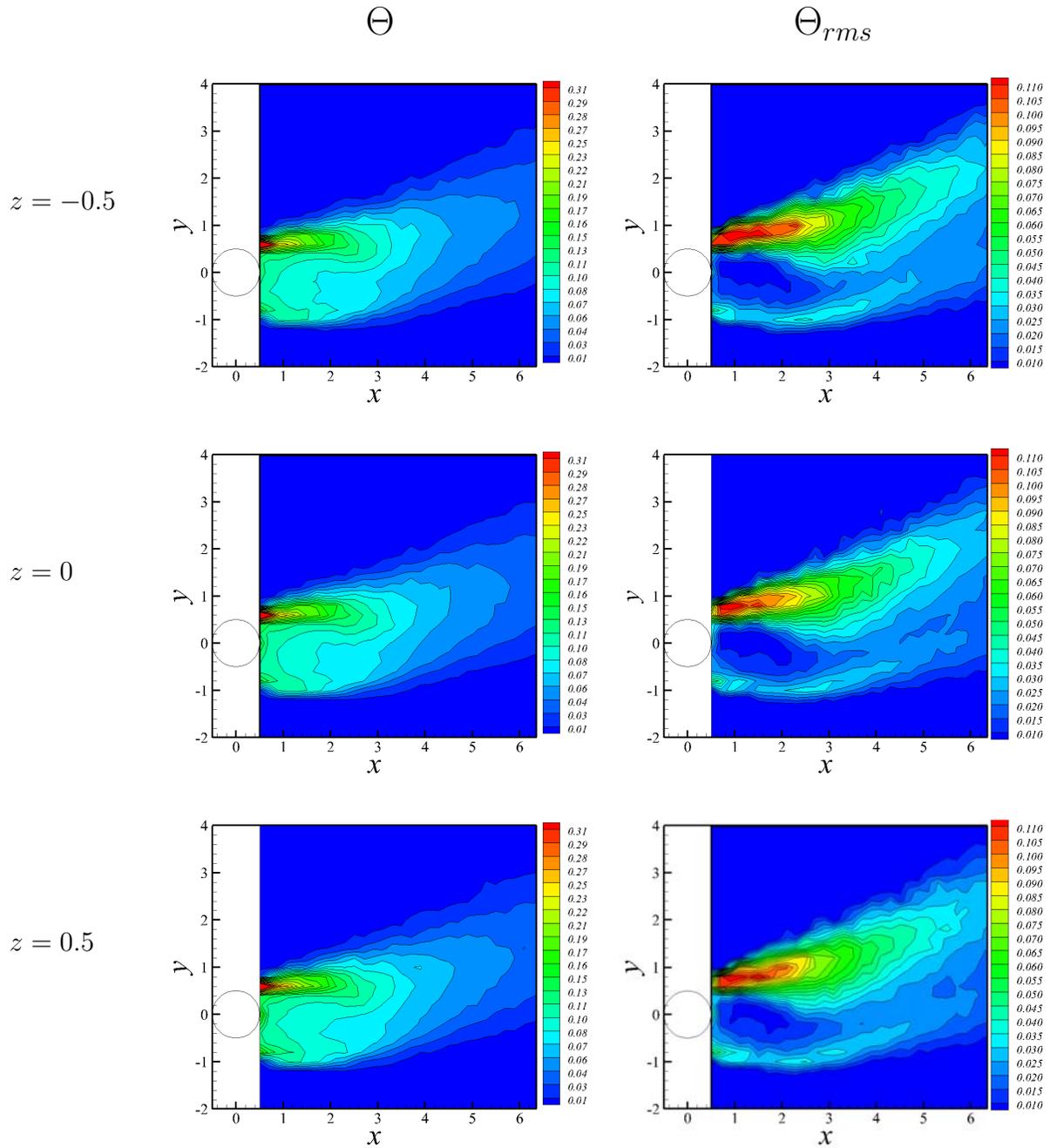


FIGURE 6.30 – Température moyenne et fluctuante dans les plans verticaux

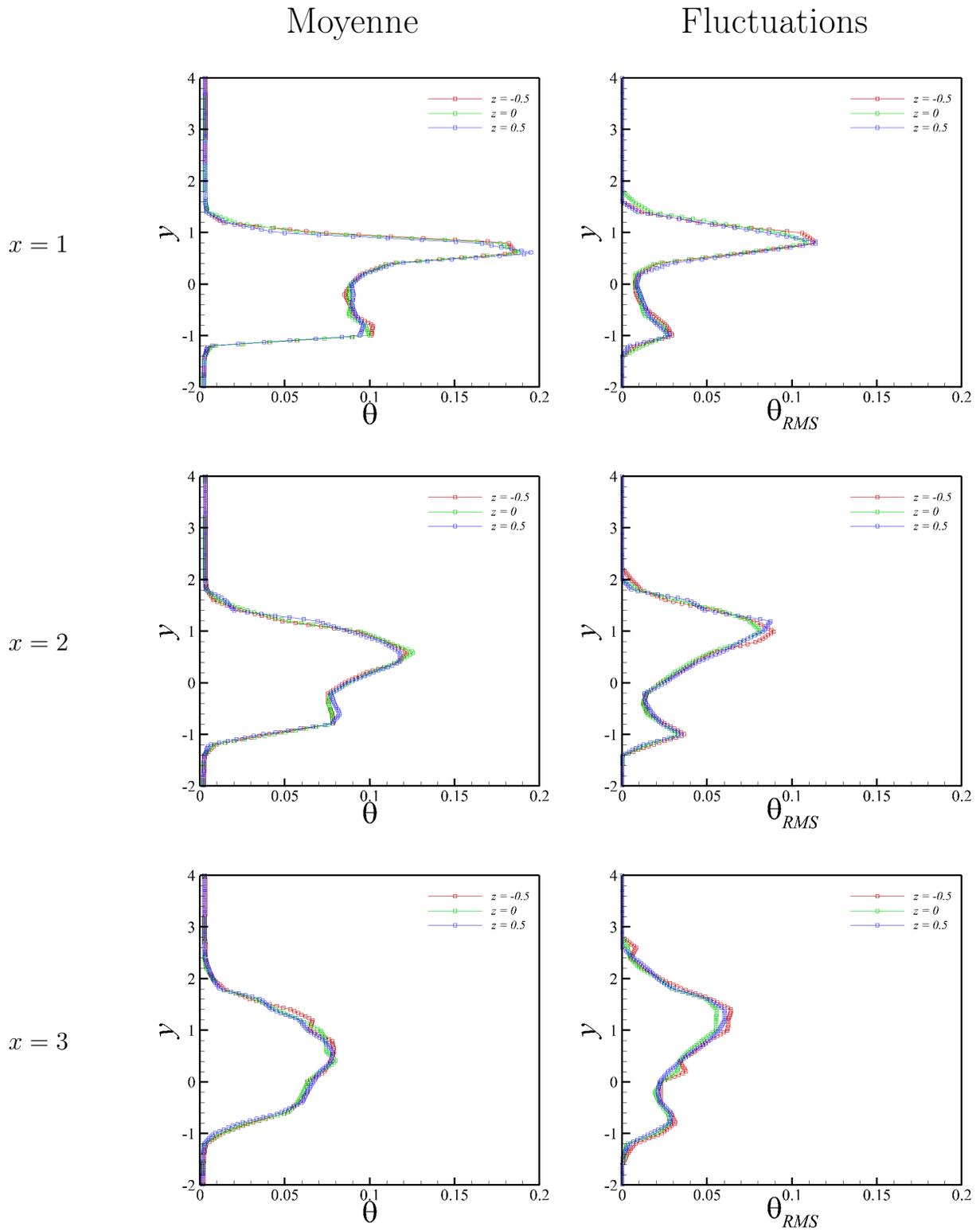


FIGURE 6.31 – Profils de température moyenne et fluctuante aux abscisses $x = 1; 2; 3$ pour les trois positions transversales $z = -0.5; 0; 0.5$

Sur la figure 6.30, on constate que les champs moyen et fluctuant sont très proches pour les trois plans de mesure considérés. Le sillage thermique est incliné de la même manière avec des maximums de température localisés au niveau de la CCS. Les fluctuations sont également quasiment identiques entre les trois plans avec un maximum de fluctuation au niveau de la CCS. On remarque que pour la position $z = -0.5$ cette zone de fortes fluctuations (en rouge), est légèrement plus grande que pour les deux autres positions.

Les profils de température confirment cette tendance avec des maximums de température (moyenne et fluctuante) qui ne **dépassent jamais 5% d'écart**.

Globalement on peut donc considérer que le sillage thermique est 2D en moyenne.

Pour compléter cette caractérisation tridimensionnelle de l'écoulement, nous avons effectué des mesures de vitesse et de température dans les plans (xz) , ce que nous nous proposons d'aborder maintenant.

6.5.2 Etude aérothermique dans les plans horizontaux

Etude dynamique

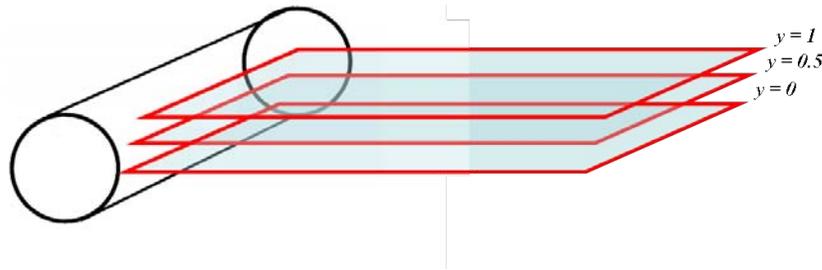


FIGURE 6.32 – Position des trois plans de mesure verticaux

Dans cette partie nous avons fait des mesures par PIV dans les plans $y = 0; 0.5; 1$. La composante transversale moyenne W ainsi que les vecteurs vitesse W, U sont représentés à la figure 6.33.

Les mesures par PIV ont été réalisées avec une résolution spatiale de $31.5mm \times 31.5mm$ suivant les axes x et y respectivement sur un total de 5000 doublets.

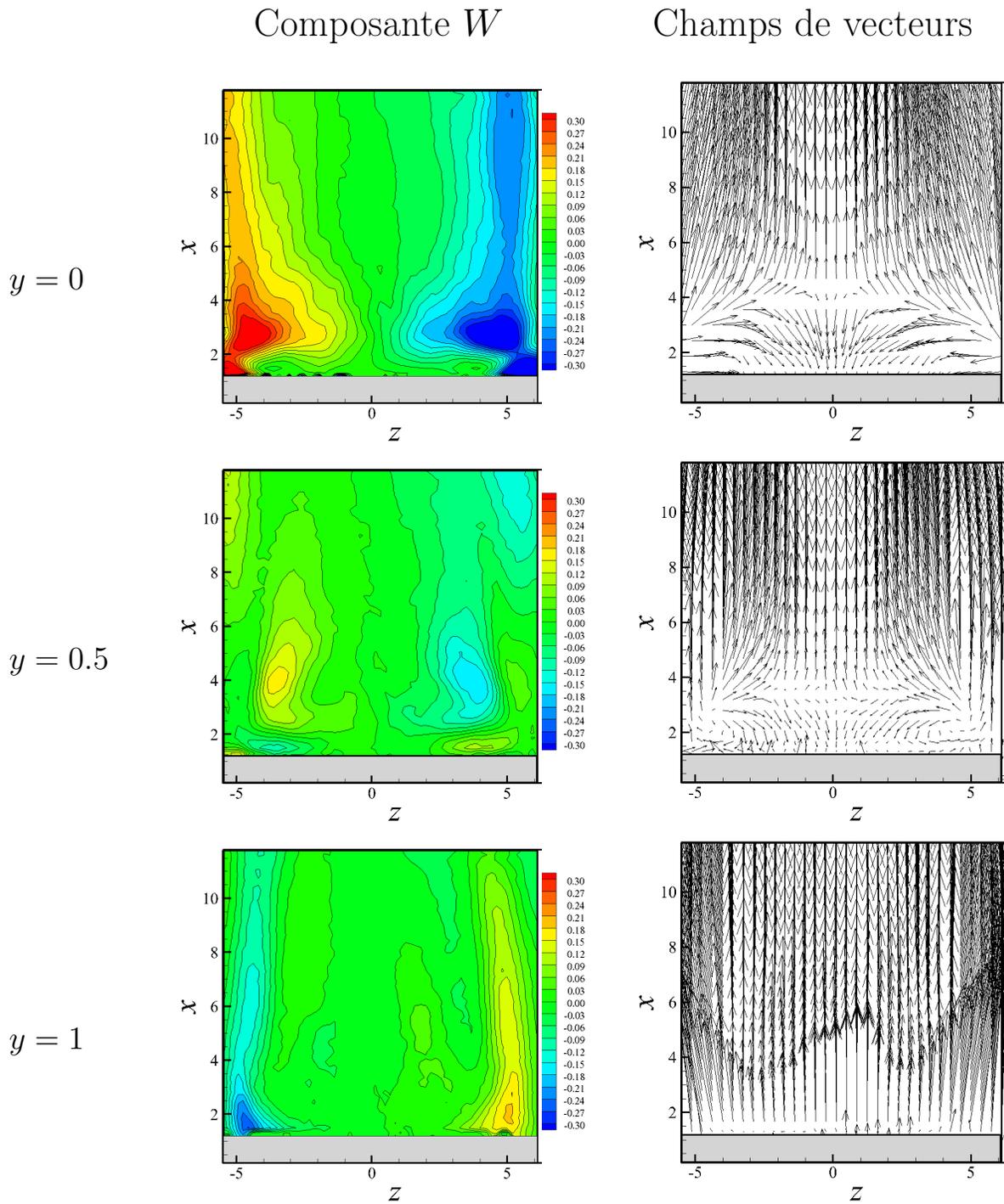


FIGURE 6.33 – Composante transversale moyenne et vecteurs (W, U) dans les plans horizontaux $y = 0; 0.5; 1$

La figure 6.33 montre qu'il existe d'importants mouvement 3D en aval du cylindre au niveau des discontinuités de chauffage en $z = -5$ et $z = 5$.

En effet, en $y = 0$, on assiste au développement de deux zones centrées sur la position $x = 3$ où la composante transversale W atteint des niveaux significatifs avec un maximum de 0.38 pour la partie $z < 0$ et 0.43 pour la partie $z > 0$. Ces deux zones sont caractérisées par une composante W de signe opposé, ce que l'on observe très bien sur le champ de vecteurs associé. Juste à l'arrière du cylindre une zone de recirculation ramène le fluide des parties non chauffées vers le centre du cylindre, de gauche vers le centre (pour $z < 0$) et de la droite vers le centre (pour $z > 0$). Au delà de cette zone (pour $x > 3$), c'est à dire plus en aval, le fluide est légèrement ramené vers le centre de l'écoulement.

En $y = 0.5$, les zones d'importants mouvements 3D se sont déplacées vers le centre de la veine avec un maximum et minimum de 0.17 et -0.18 respectivement. Deux petites zones de composante W opposée apparaissent également juste à l'arrière du cylindre avec des niveaux plus faibles de 0.1 et -0.1 . Ces zones correspondent aux recirculations détectables sur le champ de vecteurs, à l'arrière du cylindre. En dehors de cette zone de recirculation, le fluide est encore légèrement ramené vers le centre du sillage ($z = 0$).

En $y = 1$, les deux zones précédemment identifiées se sont décalées sur les bords de la fenêtre mais surtout on observe une inversion de chaque zone en terme de composante transversale. En effet, alors que les zones situées en $z < 0$ étaient de signe positif aux plans $y = 0; 0.5$, l'inverse se produit pour le plan $y = 1$. Le même raisonnement s'applique pour la zone située en $z > 0$. Sur le champ de vecteurs, on constate que la zone de recirculation a disparu et le fluide est maintenant dévié depuis l'intérieur vers l'extérieur. Le niveau maximal est de 0.19 pour $z > 0$ alors qu'il est de 0.27 pour $z < 0$.

Cette inversion s'explique par le fait que de la vorticit   suivant l'axe x est cr    e au niveau des discontinuit  s de chauffage. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que les gradients de temp  rature suivant l'axe z g  n  rent de la vorticit   suivant l'axe x . Si le sillage restait horizontal l'inversion du signe de la composante transversale se ferait au niveau du plan $y = 0$. Or ici, le sillage est en moyenne d  vi   vers le haut sous l'action des forces de pesanteur. Cela explique donc pourquoi l'inversion de signe est observé entre $0.5 < y < 1$. La figure 6.34 propose une explication sch  matique des ph  nom  nes observ  s.

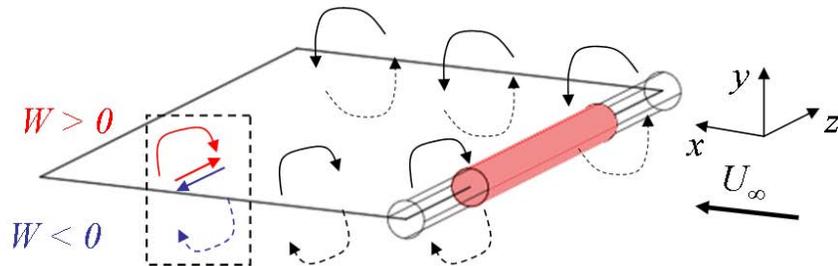


FIGURE 6.34 – Schéma du phénomène d'inversion de la composante moyenne transversale dans le cas d'un sillage horizontal

A proximité du cylindre, les effets 3D générés au niveau des discontinuités de chauffage sont non négligeables comme nous venons de le voir. Cependant, au centre de l'écoulement, en $z = 0$, force est de constater que le niveau moyen transversal est faible comme l'indique le tableau 6.4.

| | $y = 0$ | $y = 0.5$ | $y = 1$ |
|----------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $x = 2$ | $3.65 \cdot 10^{-4}$ | $7.20 \cdot 10^{-3}$ | $6.92 \cdot 10^{-3}$ |
| $x = 5$ | $4.10 \cdot 10^{-3}$ | $2.48 \cdot 10^{-3}$ | $2.62 \cdot 10^{-2}$ |
| $x = 10$ | $1.17 \cdot 10^{-2}$ | $8.95 \cdot 10^{-3}$ | $1.64 \cdot 10^{-2}$ |

TABEAU 6.4 – Valeur de la composante W au centre du sillage ($z = 0$)

Les mesures par PIV exposées ici ne permettent pas d'accéder aux grandeurs fluctuantes étant donné la résolution spatiale utilisée. Afin de connaître l'influence des forces de gravité sur la composante fluctuante transversale (W_{rms}), des mesures complémentaires ont été effectuées sur une plus petite zone, à l'arrière du cylindre, dans le plan $y = 0$, en $z = -0.5; 0; 0.5$, comme l'illustre la figure 6.35. La résolution spatiale est ici de $1.01mm$ suivant les axes x et z respectivement. Les résultats obtenus à partir de 5000 doublets, sont représentés figure 6.36.

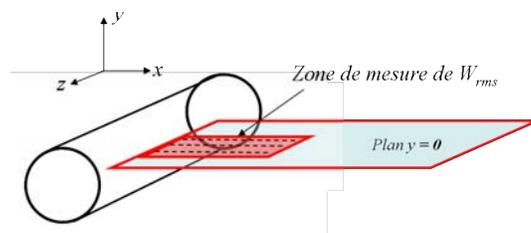


FIGURE 6.35 – Zone de mesure des fluctuations transversales W_{rms} à l'arrière du cylindre

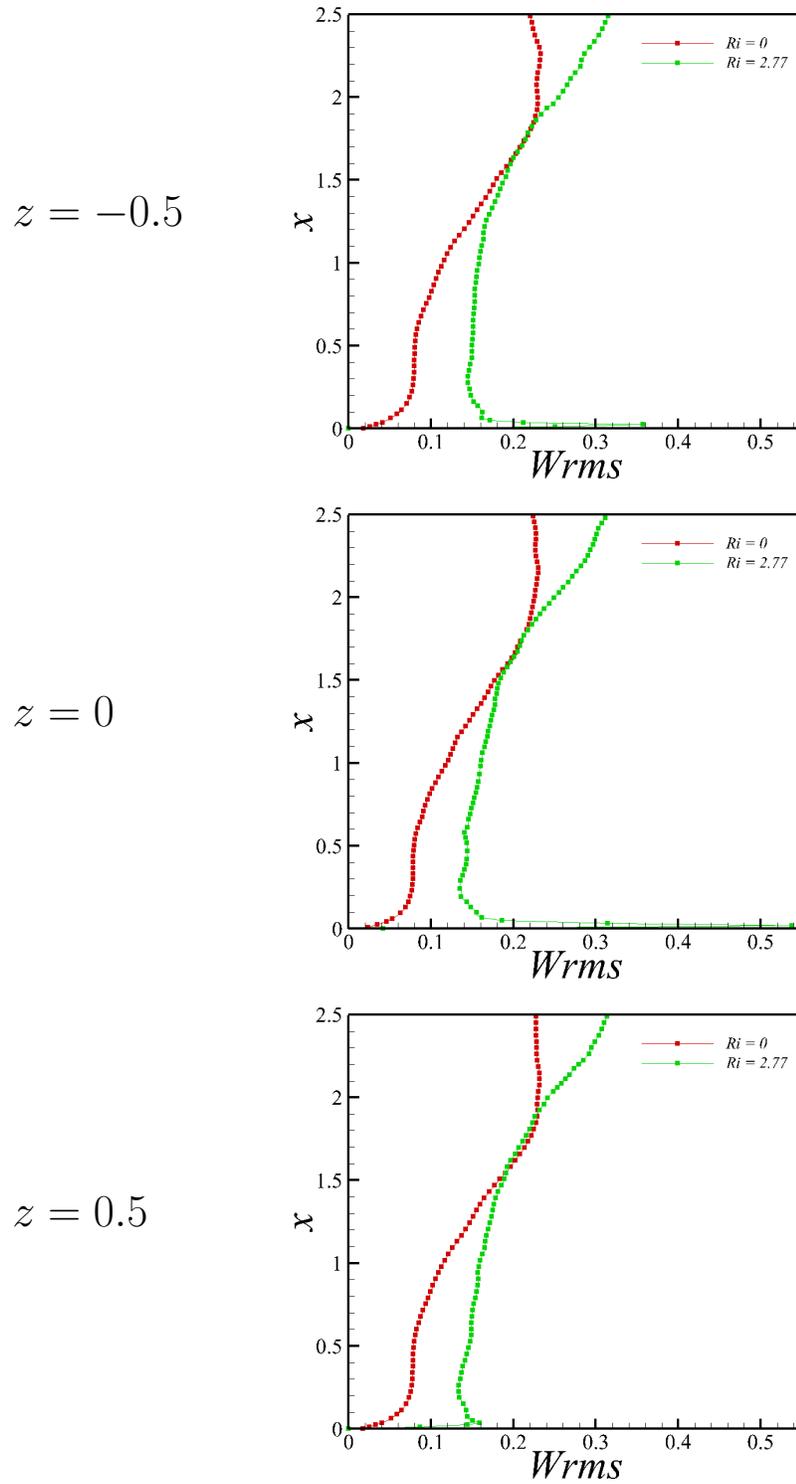


FIGURE 6.36 – Profils des fluctuations transversales en $y = 0$ pour $Re_{\infty} = 1090$

Les résultats de cette campagne de PIV mettent en lumière trois phénomènes caractéristiques de l'écoulement étudié.

D'abord, on constate que les niveaux de fluctuations à froid varient entre 10% et 20% sur la zone étudiée, ce qui montre le caractère fortement instationnaire de l'écoulement en aval du cylindre. En effet, les fluctuations transversales sont du même ordre de grandeur que les fluctuations verticales V_{rms} comme nous l'avons vu précédemment.

Ensuite, ce niveau de fluctuation est "conservé" lorsque l'on se déplace suivant z (du moins sur la profondeur testée ici), ce qui confirme le fait d'avoir un écoulement 2D sur cette zone de l'écoulement.

Enfin, comme nous l'avons montré sur les simulations DNS, on assiste à une augmentation des fluctuations transversales de vitesse en régime de convection mixte avec des niveaux caractéristiques de 20% et 30%. Le rapport $\eta_{W_{rms}}$ reste donc supérieur à l'unité sur la zone étudiée ici. Notons qu'il est très proche de l'unité pour les positions $1.5 < x < 2$.

La dernière partie de notre étude concerne la caractérisation thermique des plans horizontaux, ce que nous nous proposons d'aborder maintenant.

Etude thermique

Des mesures par thermocouples fins ont été réalisées dans le sillage du cylindre dans les plans horizontaux $y = 0; 0.5; 1$. La grille de déplacement dans le sillage comprend 71 points suivant l'axe x et 71 points suivant l'axe z , comme représenté à la figure 6.37. La résolution spatiale est de $1cm^2$ et chaque acquisition a été faite à une fréquence d'échantillonnage de $20Hz$ avec 512 points ce qui représente un temps total d'acquisition de 36 heures.

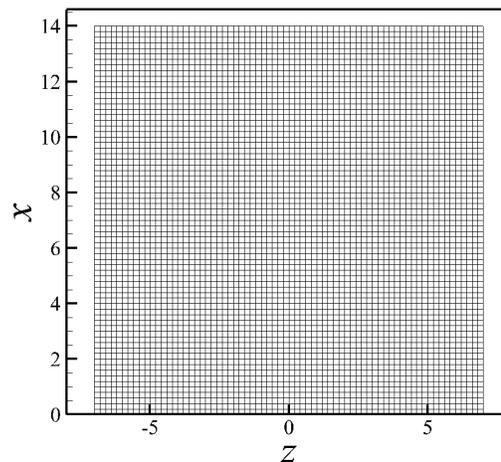


FIGURE 6.37 – Grille de déplacement des thermocouples fins dans le sillage du cylindre

Les résultats de ces mesures sont donnés à la figure 6.38.

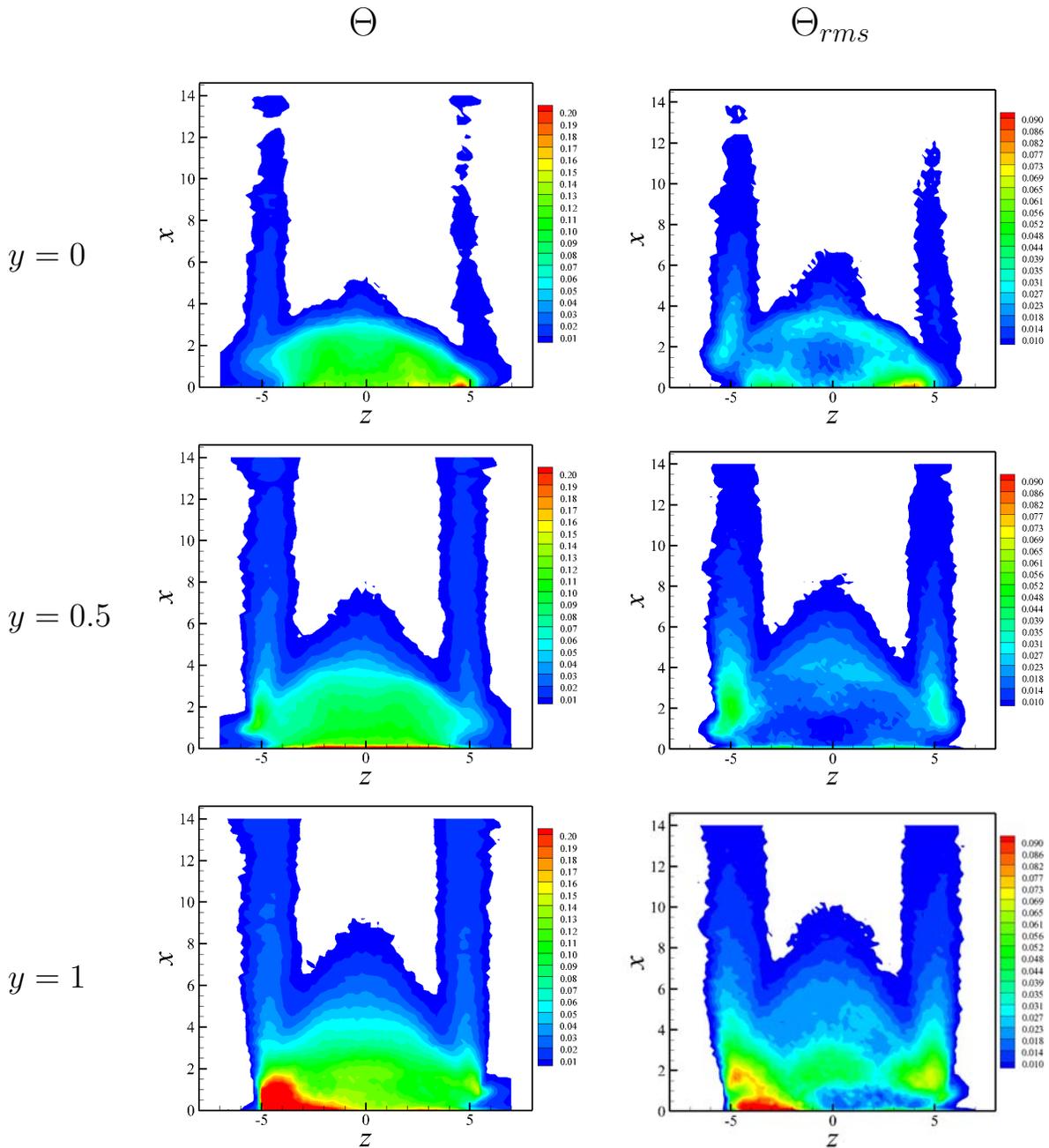


FIGURE 6.38 – Champs de température moyenne et fluctuante dans les plans horizontaux

6.5. DEGRÉ 3D DE L'ÉCOULEMENT

La figure 6.38 met clairement en évidence les deux "trainées" chaudes au niveau des discontinuités de chauffage en $z = -5$ et $z = 5$. Afin de mieux faire ressortir la structure transversale du sillage les contours de température moyenne et fluctuante ne sont affichés que pour des valeurs supérieures à 0.05.

On remarque que les deux "trainées" chaudes sont visibles même 10 diamètres en aval du cylindre que ce soit en terme de température moyenne ou fluctuante. Globalement les valeurs moyenne et fluctuante donnent une topologie de sillage très similaire : deux trainées chaudes entre lesquelles un "panache" chaud se développe. Les niveaux sont également proches entre Θ et Θ_{rms} . Par exemple pour $y = 0$, en $z = -5.35$ et $x = 1.76$, Θ vaut 0.032 et Θ_{rms} vaut 0.028. Alors que les températures moyennes sont globalement plus élevées au niveau du panache ($-5 < z < 5$), on retrouve les fluctuations les plus importantes au niveau des deux trainées, ceci est particulièrement bien visible pour la position $y = 0.5$.

Une légère dissymétrie apparaît entre les deux trainées. Ceci est probablement dû à notre moyen de mesure qui n'est pas parfaitement horizontal et qui a tendance à être dévié vers le bas pour les $z > 0$.

Enfin, on remarque que le point chaud, au centre de l'écoulement, se déplace suivant x lorsque y augmente. Ainsi, le point plus chaud au niveau de la position centrale ($z = 0$) passe de la position $x = 4.45$ à $x = 6.52$ puis $x = 7.63$ pour les plans $y = 0$, $y = 0.5$ et $y = 1$ respectivement.

Afin de mieux quantifier les niveaux de température mis en jeu à proximité du cylindre, les profils de température moyenne et fluctuante sont tracés à la figure 6.39.

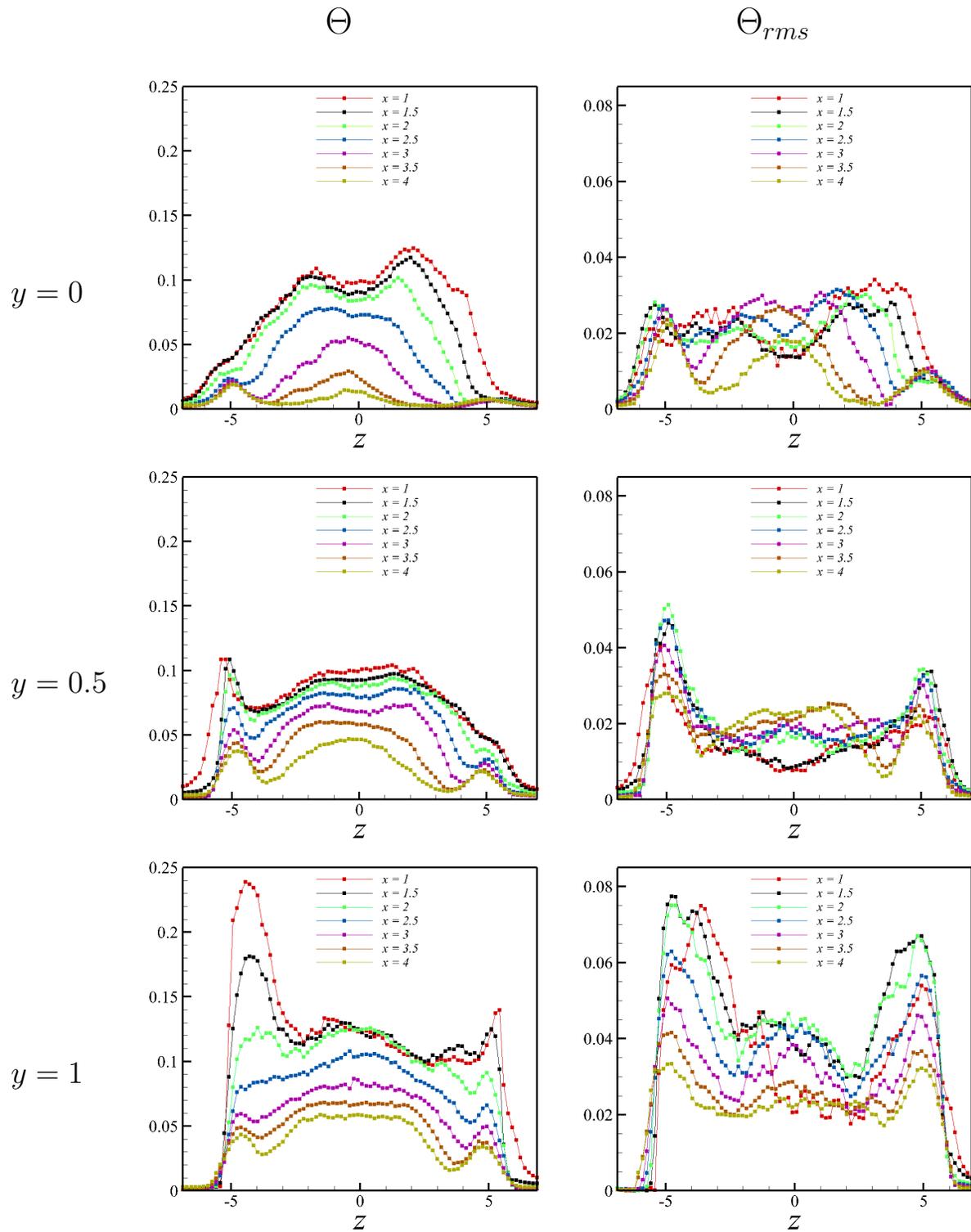


FIGURE 6.39 – Profils de température moyenne et fluctuante dans les plans horizontaux

En $y = 0$, pour les positions $x = 1; 1.5; 2$, on observe un pic de température moyenne au niveau de la traînée droite ($z = 5$) atteint en $x = 2.1$. L'écart alors observé entre ce pic et la température moyenne au centre du sillage ($z = 0$) est de 17%. Au delà de cette position, c'est à dire pour $x = 2.5; 3; 3.5; 4$ l'inverse se produit avec un maximum de température situé au milieu du sillage. L'écart entre la température moyenne maximale au centre et la température en $z = 2.1$ atteint même jusqu'à 90% en $x = 3.5$.

Pour les positions $y = 0.5$ et $y = 1$, on assiste au contraire à des niveaux plus élevés au niveau de la traînée gauche ($z = -5$) et ceci surtout pour les positions proches du cylindre. En effet, en s'éloignant de ce dernier ce phénomène s'estompe jusqu'à retrouver le maximum de température au centre du sillage (pour $x > 2.5$).

La variation spatiale Δz correspondant à une variation en température de 1% de la valeur centrale est de 1.55 pour $x = 1$ et de 0.73 pour $x = 4$, pour la position $y = 0$. Pour le plan $y = 0.5$, Δz vaut 2.77 et 0.7 aux positions $x = 1$ et $x = 4$ respectivement alors que pour le plan $y = 1$, il passe de 2.15 à 1.8 - aux mêmes positions.

En ce qui concerne les températures fluctuantes, pour la position $y = 0$, les niveaux maximums sont situés autour de 0.02–0.03 pour les deux pics en $z = -5$ et $z = 5$ et l'on observe une certaine uniformité des fluctuations. Au contraire, en $y = 0.5$, on observe une nette émergence des deux pics qui atteignent des valeurs maximales de 0.05 et 0.03 en $z = -5$ et $z = 5$ à la position $x = 2$, par exemple. Les niveaux minimums oscillent entre 0.0075 et 0.022, au centre du sillage, aux positions $x = 1$ et $x = 4$ respectivement. Pour le plan $y = 1$, les maximums au niveau des deux pics, continuent d'augmenter avec par exemple, un niveau de 0.077 et de 0.067 en $z = -5$ et $z = 5$ respectivement, pour la position $x = 1.5$.

Ainsi, au vu des mesures de vitesse et de température que nous avons effectuées dans ce chapitre, **on retiendra que pour $Ri = 2.77$, la zone centrée sur $z = 0$ et de largeur 1 diamètre admet des variations de vitesse et température suffisamment faibles pour considérer l'écoulement moyen 2D.**

6.6 Conclusion du chapitre

Nous avons entrepris dans ce chapitre d'étudier de manière expérimentale, un écoulement de convection mixte proche du cas simulé au chapitre précédent (calcul DNS). Des mesures par PIV 2D et thermocouple ont permis d'étudier l'écoulement turbulent en aval du cylindre, aussi bien d'un point de vue statistique (valeurs moyennes, fluctuante) qu'instationnaire.

Les résultats expérimentaux ont donné plusieurs tendances similaires par rapport au calcul DNS, dont la présence des structures de convection mixte (SCM) qui sont des dipôles de vorticité et celle des instabilités de Kelvin-Helmholtz qui se développent de manière intermittente au niveau de la CCI.

Le mécanisme de formation des SCM en proche sillage est également très similaire au processus décrit dans la partie DNS.

La CCS est soumise à la fois à la présence d'un écoulement secondaire issu de la convection naturelle à l'arrière du cylindre et à l'écoulement principal transverse. Cette dualité entre les deux types de transferts se traduit par des d'importantes déformations de la CCS dans le temps et l'espace.

D'après nos mesures expérimentales et conformément au calcul DNS, pour le régime de convection mixte étudié ici, on observe une réduction des fluctuations verticales de vitesse alors que le contraire se produit pour les fluctuations transversales.

Cependant les différences avec le calcul DNS concernent le type de conditions limites, en premier lieu par la présence des parois solides de la veine d'essais, ce qui a pour effet de confiner l'écoulement et en second lieu par la limitation du chauffage sur la moitié de la longueur du cylindre. Ainsi, des écarts non négligeables apparaissent entre nos résultats numériques et expérimentaux.

L'écoulement moyen expérimental est confiné par la présence des parois ce qui a pour effet d'allonger la zone de recirculation. Cet effet de confinement retarde l'expansion verticale du sillage sous l'effet des forces de pesanteur.

Du point de vue des fluctuations de vitesse, on assiste à une augmentation des fluctuations de vitesse longitudinale en régime de convection mixte alors que le contraire se produit d'après nos résultats numériques. Ces fluctuations sont de l'ordre de 2 fois moins importantes sur les résultats expérimentaux.

Ainsi même si les tendances sont globalement semblables entre l'expérience et le numérique, d'importantes écarts de niveaux (surtout sur les fluctuations de vitesse) ont été détectés. Pour améliorer la concordance des deux études il serait judicieux de faire d'autres calculs qui prennent en compte la présence de parois solides ainsi qu'un chauffage limité dans l'espace au niveau du cylindre.

6.6. CONCLUSION DU CHAPITRE

Chapitre 7

Conclusion

Sommaire

| | | |
|-----|---------------------------------------------------------------|-----|
| 7.1 | A propos de la convection mixte en régime turbulent | 246 |
| 7.2 | Perspectives | 248 |

7.1 A propos de la convection mixte en régime turbulent

A travers cette thèse nous avons tenté d'améliorer les connaissances des mécanismes régissant les écoulements de convection mixte en régime turbulent. Cette étude est motivée par le fait, qu'à notre connaissance, il n'existe pas (ou peu) de résultats dans une telle configuration alors qu'on recense beaucoup d'études relatives à la convection mixte en régime laminaire, i.e. pour des nombres de Reynolds inférieurs à 200. Ainsi notre cas de référence admet pour nombres caractéristiques : $Re_\infty = 1090$ et $Ri = 2.77$.

Notre étude est à la fois numérique et expérimentale puisque d'une part nous avons utilisé un code de recherche développé à l'Institut Pprime - et déjà validé pour des écoulements de type convection forcée et convection naturelle - et d'autre part nous avons réalisé un banc expérimental constitué d'une soufflerie subsonique ouverte et d'un cylindre chauffé par une cartouche électrique.

En effet, la géométrie retenue dans cette étude est celle d'un cylindre à section circulaire, placé horizontalement et perpendiculairement à un écoulement d'air uniforme. Ce choix est justifié par le fait que beaucoup de travaux sont répertoriés en régime isotherme ou de convection forcée et constituent donc des éléments de repère, aidant à la compréhension des phénomènes physiques.

Afin de ne pas être dépendant d'un modèle de turbulence, l'approche numérique retenue ici est de type DNS (*Direct Numerical Simulation*). Des calculs "à froid" ont permis de valider dans un premier temps le domaine de calcul ainsi que la résolution spatiale. Bien que l'écoulement soit tridimensionnel, notre étude s'est plus particulièrement attachée à décrire les effets de gravité dans le plan vertical médian. En effet, étant donné la grande complexité de notre écoulement, il a nous semblé plus judicieux d'aborder dans un premier temps cet aspect du problème.

Expérimentalement des mesures de vitesse par PIV 2D et des mesures de température par thermocouples fins ont permis de comprendre les phénomènes physiques se produisant dans le sillage turbulent du cylindre.

Nous montrons ainsi que les effets de gravité induisent d'abord une perte de symétrie du sillage moyen et une déviation de ce dernier vers le haut. Ce phénomène est lié au phénomène de survitesse se produisant en dessous du cylindre. En effet, le fluide s'écoulant en dessous du cylindre acquiert un potentiel ascendant important - il emmagasine de l'énergie - qu'il ne peut "exprimer" qu'une fois le cylindre passé. Au delà de la zone de recirculation on assiste ainsi à une importante remontée du sillage. Par la suite cette aspiration du fluide crée inévitablement une accélération en amont, c'est précisément cette accélération qui a été identifiée de manière numérique et expérimentale avec une survitesse de l'ordre de 2 fois la vitesse de l'écoulement principal.

Au culot du cylindre, un écoulement secondaire apparaît issu de la convection naturelle. Cet écoulement se situe ainsi entre les deux couches de cisaillement et peut se développer parce que les vitesses transverses dans la zone de recirculation sont suffisamment faibles (de l'ordre de 10% de la vitesse infinie) pour lui permettre d'exister. C'est pour cela qu'on ne le retrouve pas sur la face d'impact du cylindre.

7.2 Perspectives

- Plusieurs points pourraient être approfondis suite à ce premier travail, parmi lesquels :
- la prospection 3D de l’écoulement afin de comprendre comment s’organise les structures dans la direction transverse. Expérimentalement, cela implique le recours à une PIV 3D. Cette étude permettrait en outre de mieux comprendre la naissance de l’écoulement secondaire au culot du cylindre car cette zone est le siège d’importants mouvements tridimensionnels, comme nous avons pu l’identifier à partir des champs moyens et fluctuants,
 - une étude spectrale plus approfondie, en des points particuliers du sillage, afin de mieux caractériser l’état turbulent du sillage, la fréquence des structures identifiées,
 - une étude de l’influence du nombre de Richardson sur l’organisation de l’écoulement, l’apparition des structures citées.

En ce qui concerne ce dernier point, des premières études ont été réalisées à ce jour (figure 7.2).

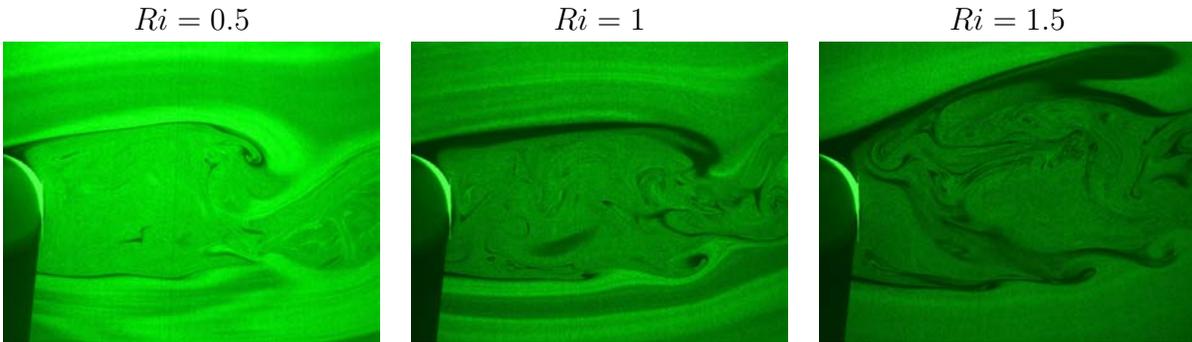


FIGURE 7.2 – Visualisations dans le plan médian ($z = 0$) pour $Re_\infty = 1090$

Enfin, il serait intéressant d’étudier l’influence des forces de pesanteur sur la transition dans la couche limite. En effet les travaux de BISWAS *et al.* [50] ont montré que ces forces étaient capables d’engendrer le lâcher tourbillonnaire de Von Karman. REN [52] a montré que la gravité accélère la transition 2D/3D dans le sillage. Nous venons de montrer que la transition dans la couche de cisaillement inférieure était amorcée avec la gravité. La prochaine étape se tourne donc naturellement vers l’étude de la transition des couches limites.

La transition dans la couche limite inférieure peut-elle être atteinte pour des nombres de Reynolds inférieurs à $2 \cdot 10^5$? Et si oui pour quel nombre de Richardson ?

Bibliographie

- [1] M.M. Zdravkovich. *Flow Around Circular Cylinders*, volume 1. Oxford Science Publications, 1997.
- [2] M.M. Zdravkovich. *Flow Around Circular Cylinders*, volume 2. Oxford Science Publications, 2003.
- [3] M. Van Dyke. *An album of fluid motion*. 1982.
- [4] C. H. K. Williamson. Three-dimensional vortex dynamics in bluff body wakes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(2) :150 – 168, 1996.
- [5] C. H. K. Williamson. Defining a universal and continuous strouhal-reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Physics of Fluids*, 31 :2742, 1988.
- [6] C. H. K. Williamson. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 206 :579–627, 1989.
- [7] C. H. K. Williamson. The existence of two stages in the transition to three dimensionality of a cylinder wake. *Physics of Fluids*, 31 :3165–3167, 1988.
- [8] C. H. K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual review of fluid dynamics*, 28 :477–539, 1996.
- [9] P.A. Wilson D.F.L. Labbe. A numerical investigation of the effects of the spanwise length on the 3-d wake of a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 23 :1168–1188, 2007.
- [10] Fey U. Noack B. R. Konig M. Zhang, H. and H. Eckelmann. On the transition of the cylinder wake. *Physics of Fluids*, 7 :779–291, 1995.
- [11] C. H. K. Williamson. The natural and forced formation of spot-like 'vortex dislocations' in the transition of a wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 243 :393, 1992.
- [12] H. Persillon and M. Brazza. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 365 :23–88, 1998.
- [13] S. A. Jordan. Investigation of the cylinder separated shear layer physics by les. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23 :1–12, 2002.
- [14] M. S. Bloor. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19 :290–304, 1964.

- [15] C. R. Wei, T. & Smith. Secondary vortices in the wake of circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 169 :513, 1986.
- [16] Anil Prasad and Charles H. K. Williamson. Three-dimensional effects in turbulent bluff body wakes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 14(1) :9 – 16, 1997.
- [17] H. C. Chassaing P. Minh H. Ha. Kourta, A. Boisson. Non-linear interaction and the transition in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 181 :141–161, 1987.
- [18] C. Norberg. Flow around circular cylinders : aspects of fluctuating lift. *Journal of Fluid and Structures*, 15 :459–469, 2001.
- [19] C. Norberg. Pressure forces on a circular cylinder in cross flow. In *IUTAM symposium Bluff-Body Wakes, Dynamics and instabilities, Germany*, 7-11 September 1992.
- [20] Hayakawa M. Hussain, F. Eduction of large scale organized structures in a turbulent plane wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 180 :193–229, 1987.
- [21] Hayakawa M. Hussain, F. Three-dimensionality of organized structures in a plane turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 206 :375–404, 1989.
- [22] S. Mochimaru Y. Yamane R. Shirakashi, M. Yamaguschi. Coherent structure in the turbulent wake behind a circular cylinder. *Fluid Dynamics Research*, 4 :25–37, 1988.
- [23] H. Pfeil and J. Eifler. Measurements in turbulent wakes of cylinder. *Forschung in Ingenieurwesen*, 41 :137–145, 1975.
- [24] P. W. Bearman. On vortex shedding from a circular cylinder in the critical reynolds number region. *Journal of Fluid Mechanics*, 37 :577–587, 1969.
- [25] A. Roshko. On the development of turbulent wakes from vortex streets. In *National Advisory Comittee for Aeronautics*, 1954.
- [26] J. W. G. Nunen, Van. Pressure and forces on a circular cylinder in a cross flow at high reynolds numbers. *Flow Induced Structural Vibrations*, 1974.
- [27] G. Schewe. On the force acting on a circular cylinder in cross flow from subcritical up to transcritical reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 133 :265–285, 1983.
- [28] H. Loiseau and E. Szechenyi. Dynamic lift on a cylinder in high reynolds number flow. *Flow Induced Structural Vibrations*, pages 755–761, 1974.
- [29] Ikegami Y. Kobayashi K. Fujita, K. and M. Ohashi. Experimental studies on fluctuating lift force on a single circular cylinder at high reynolds numbers. *Japan Journal Wind Engineering*, 37 :73–82, 1988.
- [30] P. Paranthoen J.C. Lecordier, L. Hama. The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low reynolds numbers. *Experimental Fluids*, 10 :224–229, 1991.
- [31] P. Paranthoen F. Dumouchel, J.C. Lecordier. The effective reynolds number of a heated cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12 :1787–1794, 1998.

-
- [32] K.-C. Chia A.-B. Wang, Z. Trávníček. On the relationship of effective reynolds number and strouhal number for the laminar vortex shedding of a heated circular cylinder. *Physics of Fluids*, 12 :1401–1410, 2000.
- [33] Z. Travnicek-F. Marsik C.C.M. Rindt T. Vit, M. Ren. The influence of temperature gradient on the strouhal-reynolds number relationship for water and air. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31(7) :751 – 760, 2007.
- [34] A. Hatton, D. James, and H. Swire. Combined forced and natural convection with low-speed air flow over horizontal cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 42 :17 – 31, 1970.
- [35] K.K. Keswani R.M. Fand. Combined natural and forced convection heat transfer from horizontal cylinders to water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16 :1175–1191, 1973.
- [36] Vincent T. Morgan. The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders. *Advances in Heat Transfer*, 11 :199 – 264, 1975.
- [37] H.A. Kramers. Heat transfer from spheres to flowing media. *Physica*, 12 :61–80, 1946.
- [38] G. Leppert H.C. Perkins. Forced convection heat transfer from a uniformly heated cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 84 :257–263, 1962.
- [39] R.M. Fand. Heat transfer by forced convection from a cylinder to water in crossflow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8 :995–1010, 1965.
- [40] G. Leppert H.C. Perkins. Local heat transfer coefficients on a uniformly heated cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7 :143–158, 1964.
- [41] J. Ziugzda A. Zukauskas. *Heat Transfer of a Cylinder in Crossflow*, volume Chapter 7. Oxford Science Publications, 1985.
- [42] S. Whitaker. Forced convection heat transfer calculations for flow in pipes, past flat plate, single cylinder, and for flow in packed beds and tube bundles. *AIChE Journal*, 18 :361–371, 1972.
- [43] M. Bernstein S.W. Churchill. A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in cross flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 99 :300–306, 1977.
- [44] E. Schmidt and K. Wenner. Heat transfer over the circumference of a heated cylinder in cross flow. *Forschung Gebiete Ingenieur Wesens*, 12 :657–673, 1941.
- [45] J. C. Lecordier, L. W. B. Browne, S. Le Masson, F. Dumouchel, and P. Paranthoen. Control of vortex shedding by thermal effect at low reynolds numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 21(4) :227 – 237, 2000.
- [46] H.M. Badr. A theoretical study of laminar mixed convection from a horizontal cylinder in a cross stream. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(5) :639 – 653, 1983.
- [47] J.-L. Peube M. Amaouche. Convection mixte stationnaire autour d’un cylindre horizontal. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28 :1269–1279, 1985.

- [48] B. S. Varaprasad Patnaik, P. A. Aswatha Narayana, and K. N. Seetharamu. Numerical simulation of vortex shedding past a circular cylinder under the influence of buoyancy. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(18) :3495 – 3507, 1999.
- [49] M. Matsumoto K. Noto. Generation and suppression of the karman vortex street upon controlling surface temperature of a cylinder. In *Proceedings of numerical methods laminar and turbulent flows*, 1991.
- [50] S. Sarkar. G. Biswas. Effect of thermal buoyancy on vortex shedding past a circular cylinder in cross-flow at low reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :1897–1912, 2009.
- [51] S. Bhattacharyya and A.K. Singh. Vortex shedding and heat transfer dependence on effective reynolds number for mixed convection around a cylinder in cross flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(15-16) :3202 – 3212, 2010.
- [52] M. Ren. *3D Flow Transition behind a Heated Cylinder*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [53] Kawi-iwa F. Misumi-T. Kitamura, K. Heat transfer and fluid flow of natural convection around large horizontal cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 :4093–4106, 1999.
- [54] R. N. Kieft, C. C. M. Rindt, and A. A. van Steenhoven. Near-wake effects of a heat input on the vortex-shedding mechanism. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(13) :938 – 947, 2007.
- [55] A. A. van Steenhoven R. Kieft, C.C.M. Rindt. Heat induced transition of a stable vortex street. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(13) :2739 – 2753, 2002.
- [56] A. A. Van Steenhoven and C. C. M. Rindt. Flow transition behind a heated cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(3) :322 – 333, 2003.
- [57] R. I. Loehrke and H. M. Nagib. Control of free-stream turbulence by means of honeycombs : A balance between suppression and generation. *Journal of Fluids Engineering*, pages 342–353, 1976.
- [58] R. D. Mehta and P. Bradshaw. Design rules for small low speed wind tunnels. *The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society*, pages 443–449, 1979.
- [59] J. Groth. On the modelling of homogeneous turbulence. Technical report, Tech. Rep. Dep. of Mechanics, KTH, SE-100 44 Stockholm., 1991.
- [60] G. K. Batchelor. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, 1970.
- [61] Y. Su. Flow analysis and design of three dimensionnal wind tunnel contractions. *AIAA Journal*, 29 :1912–1919, 1991.
- [62] T. Morel. Comprehensive design of axisymmetric wind tunnel contractions. *Journal of Fluids Engineering*, 97 :225–233, 1975.

-
- [63] J. Larsson J. Hjarne, L. Lofdahl. Design of a modern test-facility for lpt/ogv flows. In *Proceedings of ASME Turbo Expo, Power for Land, Sea and Air*, 2003.
- [64] P. Nilakantan. On diffuser efficiency in compressible flow. In *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, 1945.
- [65] G. S. West and C. J. Apelt. The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with reynolds numbers between 10^4 and 10^5 . *Journal of Fluid Mechanics*, 114 :361–377, 1982.
- [66] Dantec. *FlowMap Particle Image Velocimetry Instrumentation*, volume 1. 2000.
- [67] J. Kompenhans M. Raffel, C. Willert. *Particle Image Velocimetry*, volume 1. Springer, 1998.
- [68] R. P. Benedict. *Fundamentals of temperature, pressure and flow measurements*, volume 1. Oxford Science Publications, 1984.
- [69] S.K. Doan M.V. Pham, F. Plourde. Turbulent heat and mass transfer in sinusoidal wavy channels. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29 :1240–1257, 2008.
- [70] S.K. Doan M.V. Pham, F. Plourde. Effect of swirl on pure turbulent thermal plume development. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :502–513, 2006.
- [71] J.P. Mellado S.A. Stanley, S. Sarkar. A study of the flow field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 450 :377–407, 2002.
- [72] O. Metais C.B. Silva. On the influence of coherent structures upon interscale interactions in turbulent plane jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 473 :103–145, 2002.
- [73] J.H. Ferziger S. Nagarajan, S.K. Lele. A robust high order compact method for large eddy simulation. *Journal of Computational Physics*, 191 :392–419, 2003.
- [74] M. Lesieur. *Turbulence in Fluids*. 2000.
- [75] J.P. Bonnet S. Lardeau, E. Lamballais. Direct numerical simulation of a jet controlled by fluid injection. *Journal of turbulence*, 3, 2002.
- [76] J. Kim H. Choi, P. Moin. Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. *Journal of fluid mechanics*, 255 :503–535, 1993.
- [77] H.I. Andersson R. Kristoffersen. Direct numerical simulation of low-reynolds number turbulent flow in a rotating channel. *Journal of fluid mechanics*, 256 :163–197, 1993.
- [78] K. Mahesh P. Moin. Direct numerical simulation : a tool in turbulence research. *Annual Rev. Fluid Mech.*, 30 :539–578, 1998.
- [79] O.M. Knio H.N. Najm, P.S. Wyckoff. A semi-implicit numerical scheme for reacting flow. *Journal of Computational Physics*, 143 :381–402, 1998.
- [80] P. Moin J. Kim. Application of a fractionnal step method to incompressible navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 59 :308–323, 1985.
- [81] R.W. Hockney. A fast direct solution of poisson’s equation using fourier analysis. *Journal of the Association for Computing Machinery*, 12 :95–113, 1965.

- [82] R.A. Sweet P.N. Swartztrauber. Vector and parallel methods for the direct solution of poisson's equation. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 27 :241–263, 1989.
- [83] A. Averbush E. Braverman, M. Israeli. A fast spectral solver for 3d helmholtz equation. *SIAM Journal. Sci. Comput.*, 20 :2237–2260, 1999.
- [84] M.H. Hong. *Analyse des mécanismes turbulents au sein d'un écoulement anisotherme entre parois ondulées, influence sur le transfert thermique*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2009.
- [85] E. Balaras. Modeling complex boundaries using an external force field on fixed cartesian grids in large eddy simulations. *Computer and Fluids*, 33 :375–404, 2004.
- [86] P. Orlandi J. Mohd-Yusof E.A. Fadlun, R. Verzicco. Combined immersed-boundary finite difference methods for three dimensional complex flow simulations. *Journal of Computational Physics*, 61 :35–60, 2000.
- [87] P. Rampungoon A. Khanna H.S. Udaykumar, R. Mittal. A sharp interface cartesian grid method for simulating flows with complex moving boundaries. *Journal of computational Physics*, 174 :345–380, 2001.
- [88] E. Balaras J. Yang. An embedded-boundary formulation for large eddy simulation of turbulent flows interacting with moving boundaries. *Journal of computational Physics*, 215 :12–40, 2006.
- [89] T. Goossens C. Brun. 3d coherent vortices in the turbulent near wake of a square cylinder. *Comptes Rendus de Mecanique*, 336 :363 – 369, 2008.
- [90] T. Yukio Y. Ge-K. Hironori S. Cao, O. Shigehira. Numerical simulaton of reynolds number effects on velocity shear flow around a circular cylinder. *Journal of Fluids and structures*, 26 :685 – 702, 2010.
- [91] T. Kitagishi T. Tamura. Application of the interpolation method in generalized coordinate system to wake flows around a cylinder. *Journal of Structural and Constructional Engineering*, 545 :27 – 34, 2001.
- [92] D. Coles B. Cantwell. An experiment study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 136 :321 – 374, 1983.
- [93] R. N. Kieft, C. C. M. Rindt, and A. A. van Steenhoven. The wake behaviour behind a heated horizontal cylinder. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 19(4) :183 – 193, 1999.
- [94] Rindt C.C.M. van Steenhoven A. A. Kieft, R. N. and G.J.F. van Heijst. On the wake structure behind a heated horizontal cylinder in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 486 :189–211, 2003.
- [95] A.A. van Steenhoven R. Kieft, C.C.M. Rindt. Near-wake of a heat input on the vortex-shedding mechanism. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 :938–947, 2007.

Publications

Journaux

- [1] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Direct Numerical Simulation of the turbulent wake behind a heated cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **38** :82-93, 2012.
- [2] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Experimental turbulent mixed convection behind a heated cylinder. *Journal of Physics : Conference Series*, **395**, 2012.
- [3] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Experimental flow structure behind a heated cylinder under a mixed convection regime. *Experimental Thermal and Fluid Science*, soumis.

Conférences

- [1] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Study of the turbulent wake behind a cylinder for different Richardson numbers. *7th International Symposium on Turbulence Heat and Mass Transfer, THMT'12*, 24-27 Septembre 2012, Palerme, Sicile, Italie.
- [2] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Experimental turbulent mixed convection behind a heated cylinder. *6th European Thermal Sciences Conference Eurotherm 2012*, 4-7 Septembre 2012, Poitiers - Futuroscope France.
- [3] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Effects of buoyancy on the turbulent wake of a horizontal cylinder in cross-flow. *Proceedings of the 3rd International Symposium on Turbulent Flows : Issues and Perspectives*, ASME 2012, 8-12 Juillet 2012, Puerto Rico, Etats-Unis.
- [4] M. Boirlaud, D. Couton, F. Plourde. Structures cohérentes dans le sillage turbulent d'un cylindre circulaire horizontal en régime de convection mixte. *Société Française de Thermique, Energie Solaire et Thermique*, 24-27 Mai 2011, Perpignan, France.

Contribution à l'étude de la convection mixte en régime turbulent

RÉSUMÉ :

La compréhension des écoulements turbulents en aval d'un cylindre circulaire horizontal, soumis à un écoulement d'air transverse et en présence d'importants effets de flottabilité, constitue l'objectif principal de ce présent mémoire. Les approches expérimentale et numérique (DNS) sont utilisées afin de compléter les connaissances des mécanismes d'instabilité tourbillonnaire en régime de convection mixte. En dehors de la perte de symétrie du sillage induit par les effets de pesanteur, l'écoulement étudié ici est caractérisé par le développement de deux instabilités principales. Au niveau de la couche de cisaillement inférieure on assiste au développement d'instabilités intermittentes de Kelvin-Helmholtz. Nous montrons qu'en présence d'effets de gravité importants la transition vers la turbulence est accélérée dans cette région de l'écoulement. A l'arrière du cylindre un écoulement secondaire apparaît sous l'effet des forces de pesanteur. Cet écoulement est le lieu d'importants mouvements tridimensionnels tant sur le plan moyen que fluctuant et donne naissance à des dipôles de vorticités caractéristiques. Ces structures se forment dans la partie supérieure du sillage et évoluent librement au niveau de l'écoulement principal ou s'apparient avec les structures tourbillonnaires du sillage turbulent. Finalement, en présence d'effets de gravité non négligeables, on assiste à un enrichissement du spectre des structures turbulentes et à une augmentation des composantes tridimensionnelles du champ dynamique. Dans ces conditions la température agit comme un scalaire actif capable d'accélérer la transition vers la turbulence.

Mots-clés : DNS - Vortex - Gravité - Instabilités - PIV - Visualisations.

Contribution to the study of turbulent mixed convection

ABSTRACT :

The understanding of a turbulent flow downstream of a horizontal circular cylinder submitted to a transverse air flow in the presence of significant buoyancy effects, is the main objective of the present Ph.D. Experimental and numerical approaches are used to supplement the knowledge of the turbulent mixed convection regime. Apart from the loss of symmetry of the wake induced by buoyancy effects, the flow studied here is characterized by the development of two main instabilities. In the lower shear-layer region one assists to the development of intermittent Kelvin-Helmholtz instabilities. We show that in presence of significant flottability effects the transition to turbulence is accelerated. At the rear of the cylinder the development of a secondary flow is initiated for the studied configuration because of buoyant forces. This secondary flow is highly three-dimensional and gives rise to dipole-like vorticity structures in the upper part of the wake. These structures are free to evolve in the wake or to pair with the turbulent wake vortices. Finally, in the presence of significant buoyancy effects, there is an increase of the turbulent activity in the wake of the cylinder which is characterized by a higher three-dimensional topology. Under these conditions temperature acts as an active scalar which is able to accelerate the transition to turbulence.

Keywords : DNS - Vortex - Buoyancy - Instabilities - PIV - Visualizations.