



# THÈSE

présentée pour obtenir le titre de  
**Docteur de l'Institut National Polytechnique de Toulouse**  
Spécialité : **Dynamique des Fluides**

**Analyse physique et modélisation d'écoulements  
incompressibles instationnaires turbulents autour  
d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds**

par

**Rodolphe Perrin**

Soutenue le 5 juillet 2005 devant le jury composé de :

M.	H.	ANDERSSON	Professeur au N.T.N.U. (Trondheim, Norvège)	Rapporteur
Mme	M.	BRAZA	Directrice de Recherche au C.N.R.S.	Directrice de thèse
M.	P.	CHASSAING	Professeur à l'I.N.P. Toulouse	Président
M.	D.	FAVIER	Directeur de Recherche au C.N.R.S.	Rapporteur
M.	W.	HAASE	EADS Military Aircraft	Examineur
M.	F.	THIELE	Professeur au T. U. Berlin	Examineur

N° d'ordre : 2237



*à ma maman  
à mes proches*



# Avant propos

Ce travail a été réalisé au sein du groupe EMT2 de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, et je réalise que j'y ai passé d'excellentes années, ceci grâce à beaucoup de personnes sans qui ce manuscrit n'aurait pas pu voir le jour.

Je tiens d'abord à remercier Marianna Braza, directrice de recherche au CNRS, qui m'a accueilli dans son équipe et a encadré ces travaux. Elle a su guider ce travail tout en me laissant la part de liberté que je souhaitais, et en étant toujours de bon conseil. Je tiens à la remercier pour cette ambiance de travail très agréable qu'elle sait installer et son soutien permanent, à tous les niveaux.

Je remercie très sincèrement Monsieur Patrick Chassaing, professeur à l'INPT, pour l'honneur qu'il m'a fait de présider le jury de cette thèse. Je remercie également M. Chassaing pour son accessibilité, ses précieux conseils et le temps qu'il a consacré à la relecture de ce mémoire.

Messieurs Helge Andersson, professeur au NTNU Trondheim, et Daniel Favier, directeur de recherche au CNRS, m'ont fait l'honneur de rapporter ce travail. Je les remercie sincèrement pour le temps passé à cette relecture et leurs conseils.

Messieurs Frank Thiele, professeur à TU Berlin et Werner Haase, ingénieur EADS, ont accepté de venir d'Allemagne pour participer à mon jury et je les en remercie. Un grand merci également pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude dans le cadre des programmes européens. Je voudrais également remercier Monsieur Frank Thiele de m'avoir donné l'opportunité d'effectuer un post-doc au sein de son équipe. J'espère et je pense que cette période de travail sera fructueuse.

Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans la participation plus qu'active de certaines personnes de l'IMFT.

Il est difficile d'exprimer tout ce je dois à Franck Moradei, technicien du groupe. Merci pour tous les précieux conseils, pour toutes ces heures sup passées sur la manip, pour tous ces débuts de soirées passés à finir les mesures de la journée, tout ça dans une ambiance très sympa et motivée. Une belle vie à Marseille, et pleins de bonnes choses pour le travail et le reste (avec ou sans piscine...).

Je remercie également Emmanuel Cid, du service Signaux Images, pour son investissement considérable dans cette étude, tant pour les mesures que pour les traitements. Merci pour tous les conseils et pour tout ce temps passé sur cette étude.

Un grand merci également à Sébastien Cazin, du service Signaux Images, pour sa disponibilité, ses nombreux coups de main et l'intérêt porté à cette étude.

Un grand merci encore à Alain Sevrain, qui a pris le temps de m'apprendre ce qu'est un signal (et ce qui peut se cacher derrière), pour sa disponibilité, sa rigueur et ses qualités pédagogiques.

Je souhaite à n'importe qui de travailler avec des gens comme ceux-ci, tant pour leurs compétences que pour leurs qualités humaines, leur gentillesse et leur souci d'aider les autres.

Je suis également redevable de beaucoup de choses à beaucoup de personnes de l'IMFT, et en premier aux différents voisins de bureau. Un grand merci à Arnaud, qui a participé aux longues heures passées dans la soufflerie et également aux traitements. Merci à Rajaa pour sa contribution aux mesures. Merci également à Momo qui m'a accueilli dans le bureau, puis à Christian. Merci aussi aux membres du groupe EMT2, thésards ou permanents, pour les nombreuses discussions fructueuses et les nombreux coups de main ; sans ordre particulier, merci à Vincent, Nam Shin, Sébastien, Antoine, Eric, Julien, Guillaume, Yannick, Dominique, Gilles, et ainsi qu'à tous les autres membres du groupe... Je voudrais également remercier Henda Djeridi, pour les fructueuses discussions sur la manip. Merci également à Bernard F., Hervé A., Jean Félix A. pour leurs contributions à la préparation de la manip. Merci également aux membres du service informatique de l'IMFT.

Je tiens également à remercier pour leur gentillesse, Marie Christine Tristani, la secrétaire du groupe, qui a si souvent pallié mes négligences administratives sans trop m'en vouloir (du moins j'espère..) ainsi que Muriel Sabater du service reprographie, pour l'impression de ce manuscrit.

Enfin, je souhaite terminer ces remerciements aux gens de l'IMFT par les gens qui sont au commencement de ce travail expérimental, et sans qui cette étude n'aurait pas pu voir le jour. Merci à Jean Pierre, Laurent, de l'atelier de mécanique, ainsi qu'à Thierry, Gérard et Bruno pour leur dévouement, leurs conseils et leur sympathie.

Désolé au lecteur si cette page de remerciement s'allonge, mais je voudrais également remercier mes anciens profs, en particulier Messieurs Goblot et Marie , qui m'ont donné goût aux sciences au lycée, puis les membres de la DMN à Nantes qui m'ont donné goût à la mécanique des fluides.

Je voudrais également remercier les amis qui m'ont fait aimer Toulouse. En tête de liste, un grand merci à McJouze, premier relecteur de ce mémoire (et champion du monde de l'orthographe), premier jury lors des nombreuses répétitions que je lui ai fait subir, et au delà de ça, vraie béquille sur laquelle j'ai pu m'appuyer dans les périodes difficiles. Dans le désordre, merci aussi à Alex, Alice, Fredouille, Elsa, Julien, et les autres. Je n'oublie pas les amis en dehors de Toulouse qui me supportent depuis un petit moment et sur qui je peux toujours compter, merci à Pedro, Fred, Carine, Andrew, Sam, Delph, Toc-Toc, Nico, Jérôme, Claire, Nicole, Nico, et les autres. Je pense que c'est vraiment une chance d'avoir des amis comme ça et j'espère réussir à les voir encore longtemps. Je voudrais aussi remercier Solo, Diewo, Veit, Charlie, pour toute l'aide qu'ils m'apportent.

Enfin, je souhaite plus que tout remercier ma petite famille, qui n'a cessé d'aider et d'encourager le p'tit dernier, durant cette thèse et bien avant. Il est impossible d'exprimer en quelques lignes le soutien qu'ils m'apportent et combien ils sont indispensables à mon équilibre. J'ai bien sûr une pensée particulière pour ma maman, qui attachait tant d'importance à la réussite de mes projets. Elle reste pour moi le plus bel exemple de volonté, de simplicité et d'attention envers les autres. Elle est pour une énorme part dans la motivation qui a permis de mener à bien ce travail.

# Résumé

L'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds est analysé expérimentalement en utilisant les techniques PIV, PIV Stéréoscopique et PIV haute cadence. Les nombres de Reynolds étudiés correspondent à l'entrée de l'écoulement dans le régime critique, marqué par la diminution de la traînée, et où le point de transition rejoint le point de décollement et la couche limite devient turbulente. Le cylindre est placé en milieu confiné afin de permettre des comparaisons avec des simulations numériques effectuées sur un domaine réaliste. Une base de données permettant la validation et l'amélioration des modèles de turbulence pour les approches statistiques avancées est ainsi fournie. Une attention particulière est portée à la décomposition du mouvement en une composante organisée et une composante aléatoire. Pour ceci, la décomposition en moyenne de phase, puis la décomposition en modes propres orthogonaux (POD), sont appliquées et comparées. L'utilisation de la POD permet également une amélioration de l'évaluation des moyennes de phase. Les contributions des mouvements organisé et chaotique au tenseur des contraintes turbulentes, ainsi que les transferts d'énergie entre ces différentes composantes du mouvement sont ensuite analysés.

**Mots Clés** : Cylindre circulaire, Turbulence de sillage, PIV, PIV stéréoscopique, PIV haute cadence, Structures cohérentes, Moyenne de phase, LSE, POD.

# Abstract

The flow past a circular cylinder at high Reynolds number is studied by means of the experimental techniques PIV, Stereoscopic PIV and Time Revolved PIV. At the Reynolds numbers that have been studied, the flow is at the beginning of the critical regime, which is characterised by the 'drag crisis'. The cylinder is placed in a confined environment to allow comparisons with realistic numerical simulations. A data base allowing the validation and improvement of the turbulence models in the context of advanced statistical approaches is then furnished. Particular attention is devoted to the separation of the flow into an organised component and a chaotic one. To do this task, the phase averaging technique and the proper orthogonal decomposition (POD) are applied and compared. The use of the POD allows also an enhancement of the phase averaging. Then, the contributions of both organised and chaotic components to the Reynolds stress tensor, as well as the energy transfers between these components of the motion, are analysed.

**Key Words** : Circular cylinder, Wake, Turbulence, PIV, Stereoscopic PIV, Time resolved PIV, Coherent Structures, Phase averaging, LSE, POD.





# Principales notations et abréviations

$x, y, z$ (ou $x_i, i=1..3$ )	coordonnées spatiales
$\theta$	position angulaire sur le cylindre
$t$	temps
$\varphi$	angle de phase
$f$	fréquence
$U, V, W$ (ou $U_i, i=1..3$ )	composantes de vitesse instantanée
$u, v, w$	composantes de vitesse fluctuante
$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$	fluctuations périodiques
$u', v', w'$	fluctuations autour du mouvement périodique
$u^{(c)}, v^{(c)}, w^{(c)}$	fluctuations cohérentes
$u^{(r)}, v^{(r)}, w^{(r)}$	fluctuations aléatoires
$P, P_S$	pression, pression statique
$E(\cdot)$	moyenne statistique
$\overline{\cdot}$	moyenne temporelle (sauf dans le paragraphe 3.3.1 et le premier paragraphe de l'annexe B)
$\langle \cdot \rangle$	moyenne de phase (sauf dans le paragraphe 3.3.4)
$D$	diamètre du cylindre
$L$	envergure du cylindre
$H$	hauteur du canal
$U_0$	vitesse en amont
$\nu$	viscosité cinématique
$\rho$	densité
$Re$	nombre Reynolds
$St$	nombre de Strouhal et fréquence adimensionnée
$C_p$	coefficient de pression
$C_{pb}$	coefficient de pression à la base du cylindre
$l_f$	longueur de formation
$l_c$	longueur de recirculation
$\theta_d$	angle de décollement
$C_d$	coefficient de traînée
$C_l$	coefficient de portance

$(f, g)$	produit scalaire de $f$ et $g$
$\ f\ $	norme de $f$ ( $\ f\  = (f, f)^{\frac{1}{2}}$ )
$\phi_i^{(k)}$	$k^{eme}$ mode d'une décomposition POD
$a_k$	coefficient d'une décomposition POD
$\lambda_k$	valeur propre d'une décomposition POD
(U)RANS	(Unsteady) Reynolds Averaged Navier stokes
LES	Large Eddy Simulation
OES	Organised Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
PIV	Particle Image Velocimetry
LSE	Linear Stochastic Estimation
POD	Proper Orthogonal Decomposition

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>5</b>
2.1	Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire . . . . .	5
2.2	Structures cohérentes et techniques d'identification . . . . .	17
2.2.1	Méthodes conditionnelles . . . . .	18
2.2.2	Estimation stochastique linéaire . . . . .	21
2.2.3	Décomposition orthogonale en modes propres - POD . . . . .	22
2.3	Simulations d'écoulements turbulents . . . . .	23
<b>3</b>	<b>L'expérience</b>	<b>29</b>
3.1	Configuration étudiée . . . . .	29
3.2	Techniques de mesure . . . . .	30
3.2.1	Mesures de pression . . . . .	31
3.2.2	PIV 2D-2C . . . . .	32
3.2.3	PIV stéréoscopique 2D-3C . . . . .	42
3.2.4	PIV haute cadence . . . . .	46
3.3	Traitements statistiques . . . . .	48
3.3.1	Moyennes statistiques . . . . .	48
3.3.2	Moyennes de phases . . . . .	52
3.3.3	Linear Stochastic Estimation et estimation de la moyenne de phase . . . . .	59
3.3.4	Décomposition en modes propres orthogonaux- POD . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Caractérisation de l'écoulement</b>	<b>67</b>
4.1	Mesures préliminaires . . . . .	67
4.1.1	Écoulement amont . . . . .	67
4.1.2	Pression moyenne sur les parois du canal . . . . .	67
4.2	Pression pariétale sur le cylindre et traînée - Régime de l'écoulement . . . . .	69
4.3	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	71
4.3.1	Signaux temporels de pression . . . . .	71
4.3.2	Champs de vitesse instantanée . . . . .	76
4.3.3	Évolutions temporelles de vitesse . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Champs moyens et analyse spectrale</b>	<b>87</b>
5.1	Champs moyens . . . . .	87
5.1.1	Topologie de l'écoulement à $Re = 140000$ . . . . .	87
5.1.2	Évolution en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	94

5.2	Analyse spectrale . . . . .	99
5.2.1	Spectres de la pression pariétale . . . . .	99
5.2.2	Spectres de la vitesse dans le sillage . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Structures cohérentes</b>	<b>107</b>
6.1	Lignes d'émission . . . . .	107
6.2	Moyenne de phase . . . . .	110
6.2.1	Echantillonnage conditionnel . . . . .	110
6.2.2	Estimations stochastiques . . . . .	126
6.3	Dispersion des tourbillons d'un cycle à l'autre . . . . .	138
6.4	Décomposition en modes propres orthogonaux - POD . . . . .	144
6.5	Moyenne phasée à partir des coefficients POD . . . . .	156
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>175</b>
<b>A</b>	<b>Champs moyens aux différents Re</b>	<b>179</b>
<b>B</b>	<b>Equations gouvernant les différentes composantes du mouvement</b>	<b>183</b>
	Liste des figures	187
	Bibliographie	190

# Chapitre 1

## Introduction

La présente thèse s'inscrit dans le contexte de la modélisation d'écoulements instationnaires turbulents fortement décollés autour d'un obstacle. Cette classe d'écoulement présente en effet des phénomènes physiques complexes, qui réduisent la capacité des modèles existants à les prédire. Les décollements importants, la nature tridimensionnelle de ces écoulements, la présence de structures organisées au sein de l'écoulement turbulent et leurs interactions non linéaires avec les autres échelles de l'écoulement, sont autant d'aspects qui nécessitent de reconsidérer les modèles existants afin de mieux les prendre en compte.

En particulier, ce type d'écoulement n'obéit pas aux hypothèses d'équilibre statistique classiques. En effet, les échelles de longueur et de temps du mouvement organisé ne sont pas les mêmes que celles du mouvement aléatoire. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces modifications dans les modélisations.

L'écoulement considéré est l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds. Ce cas générique d'écoulement autour de corps épais présente des intérêts multiples. En premier la géométrie de l'obstacle implique un fort décollement en un point non fixe, ce qui constitue une difficulté non négligeable du point de vue de la modélisation. Bon nombre de modèles existants prédisent en effet mal ou pas du tout les décollements importants, du fait de la diffusion trop importante qu'ils génèrent. De plus la présence de structures cohérentes dans le sillage confère à l'écoulement un caractère à la fois organisé et chaotique, qu'il convient de prendre en compte. Les fortes interactions non linéaires entre la partie organisée et la partie chaotique du mouvement nécessite de reconsidérer les lois usuellement développées pour des écoulements pleinement turbulents. Compte tenu de ces difficultés, le cas du cylindre circulaire permet néanmoins, du fait des symétries de sa géométrie, une meilleure compréhension des phénomènes impliqués et qui s'extrapolent à des géométries plus complexes.

L'approche retenue pour cette étude est expérimentale. Pour ceci, les principales méthodes de mesures utilisées sont la vélocimétrie par images de particules, dans leur version 2D-2C basse cadence, 2D-3C stéréoscopique et 2D-2C haute cadence, ces méthodes étant particulièrement intéressantes par l'information spatiale (et spatio-temporelle pour la dernière) qu'elles procurent. L'objectif premier de cette étude est d'établir une base de donnée permettant l'analyse physique des propriétés des structures cohérentes de l'écoulement en forte interaction avec la turbulence aléatoire, d'analyser les phénomènes à modéliser, et

ainsi de fournir une base de données permettant la validation et/ou l'amélioration de modèles utilisés pour les écoulements instationnaires autour d'obstacles. Une attention particulière est portée à la décomposition du mouvement en une partie cohérente et une partie incohérente, cette décomposition ayant une influence directe sur la modélisation retenue.

Pour ce faire, nous avons adopté une configuration expérimentale permettant la simulation de l'écoulement en utilisant exactement les mêmes paramètres de blocage et d'allongement qu'en expérience physique. Ceci permet à des études CFD en cours la simulation de l'écoulement respectant respectant la configuration expérimentale et évitant les conditions de cylindre en envergure 'infinie'. Ainsi, ce travail s'inscrit dans le cadre de deux programmes européens fédérateurs en aéronautique, FLOMANIA (Flow Physics Modelling- an Integrated Approach), du 5<sup>eme</sup> PCRD et le programme DESIDER (Detached Eddy Simulation for Industrial Aerodynamics) du 6<sup>eme</sup> PCRD pour lesquels cet écoulement sert de cas test pour les validations des approches de la turbulence URANS et hybride (URANS-LES).

Le travail présenté dans cette thèse s'articule de la manière suivante. Après un revue bibliographique (chapitre 2), qui porte sur les différents régimes de l'écoulement et les méthodes d'extraction des structures cohérentes, nous présentons dans le chapitre 3 la configuration de l'expérience, les moyens de mesures utilisés et les traitements appliqués. Le chapitre 4 est consacré à la caractérisation de l'écoulement considéré et à l'observation de différents aspects physiques mis en jeu. Le chapitre 5 présente l'écoulement moyen, ainsi que l'analyse spectrale des fluctuations par rapport à cet écoulement moyen. Enfin, le chapitre 6 traite de la décomposition du mouvement en une partie organisée et une partie aléatoire.

# Chapitre 2

## Bibliographie

Ce chapitre bibliographique s'organise en trois parties. Dans un premier temps, les différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire sont présentés. La seconde partie traite des structures cohérentes et de différentes techniques d'identification. Enfin, la troisième partie aborde différentes approches possibles de la turbulence et sa modélisation. Bien évidemment, ces trois aspects sont très vastes et il n'est pas question de prétendre à l'exhaustivité, mais plutôt d'essayer d'introduire différents aspects considérés dans la suite.

### 2.1 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

A faible nombre de Mach, l'écoulement d'un fluide est considéré incompressible et obéit aux équations de Navier-Stokes. L'adimensionnalisation de ces équations avec une échelle de vitesse  $U_0$  et une échelle de longueur  $D$  implique que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est présenté dans ce paragraphe pour des conditions aux limites telles que la surface du cylindre est la plus lisse possible, l'écoulement incident s'étend sur de grandes dimensions par rapport au cylindre et est le moins turbulent possible. Dans ces conditions, l'écoulement autour du cylindre dépend uniquement du nombre Reynolds défini comme :

$$Re = \frac{U_0 \cdot D}{\nu}$$

où  $U_0$  est la vitesse en amont,  $D$  le diamètre du cylindre et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide considéré. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

De très nombreuses études expérimentales (Crausse [45], puis Roshko [109], Roshko [110], Bloor [20], Gerrard [60], Bearman [12], puis Williamson [136], Williamson [138], Prasad and Williamson [103], entre autre) et numériques (Braza [27], Braza [28], Braza et al. [29], Braza et al. [30], Persillon [100], Persillon and Braza [101], Ma et al. [87], ...) ont mis en évidence les différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Pour une revue exhaustive de ces différents régimes, ainsi que de l'influence des conditions aux limites de l'écoulement, le lecteur peut se référer à Zdravkovich [140], Zdravkovich [141]. Nous présentons dans ce paragraphe les principaux phénomènes apparaissant en

fonction du nombre de Reynolds.

***écoulement rampant***

Pour  $Re \lesssim 5$ , l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste 'attaché' au cylindre et il n'y a pas de décollement. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval (figure 2.1).

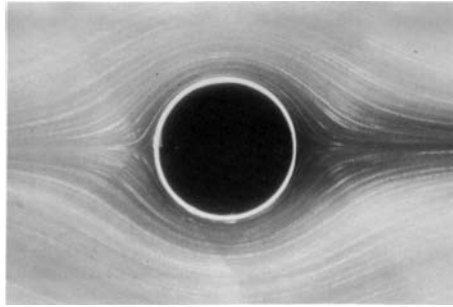


FIG. 2.1: écoulement rampant à  $Re = 0.16$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [128]

***régime stationnaire décollé***

Pour  $5 \lesssim Re \lesssim 48$ , les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée au cylindre. On observe un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement se forment deux lobes de recirculation contrarotatifs attachés au cylindre (figure 2.2). Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage, s'éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'abscisse de ce point définit la longueur de recirculation  $l_c$ .

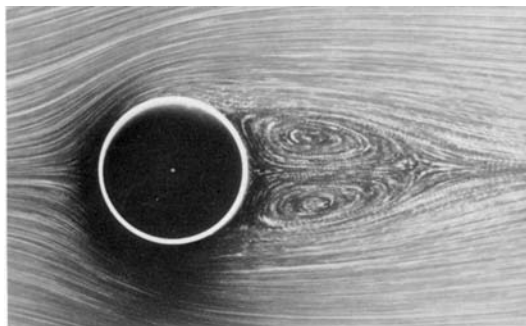


FIG. 2.2: écoulement stationnaire décollé à  $Re = 26$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [128]

***régime laminaire instationnaire 2D***

Pour  $48 \lesssim Re \lesssim 180$ , l'écoulement devient instationnaire. Les différentes perturbations possibles ne peuvent plus être amorties et une instabilité se déclenche. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre



## 2.1 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

alternativement et sont convectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de von Kármán (figure 2.3. Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle et est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. Ainsi, le spectre temporel de la vitesse ou de la pression en un point de l'écoulement présente un pic important à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence adimensionnée par la vitesse de l'écoulement incident et le diamètre du cylindre définit le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_s \cdot D}{U}$$

Dans ce régime, cette fréquence adimensionnée augmente avec le nombre de Reynolds.

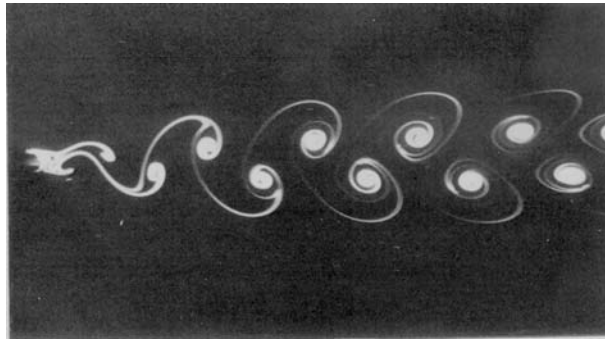


FIG. 2.3: écoulement instationnaire 2D à  $Re = 105$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [128]

Le moyennage temporel de l'écoulement restitue un écoulement symétrique par rapport à l'axe longitudinal similaire au régime précédent avec deux tourbillons attachés au cylindre. La longueur de recirculation peut alors être définie comme l'abscisse du lieu où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe. Cette longueur augmente aussi avec le nombre de Reynolds.

A ce stade, il convient de définir différents paramètres qui caractérisent l'écoulement. En particulier, nous avons déjà vu le nombre de Strouhal  $St$ , qui définit la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire.

Un autre paramètre important est la position du point de décollement repérée par l'angle  $\theta_d$  entre le point de décollement et le point d'arrêt amont.

Le sillage proche est caractérisé par la longueur de formation  $l_f$ . Différents auteurs ont utilisé différentes définitions de cette longueur. Noca et al. [92] ont regroupé ces définitions. On distingue principalement la longueur de recirculation  $l_c$  qui, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, est définie comme l'abscisse du point où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe arrière. Egalement différents auteurs ont utilisé les maxima des valeurs rms des fluctuations de vitesse longitudinale ou transversale. Noca et al. [92] ont montré que ces trois longueurs étaient très proches à un nombre de Reynolds donné.

On distingue également, parmi les paramètres caractéristiques de l'écoulement, la pression pariétale moyenne sur le cylindre et en particulier le coefficient moyen de pression à la base du cylindre (à  $180^\circ$  du point d'arrêt amont) :

$$C_{pb} = \frac{P_{180^\circ} - P_s}{\frac{1}{2}\rho U_0}$$

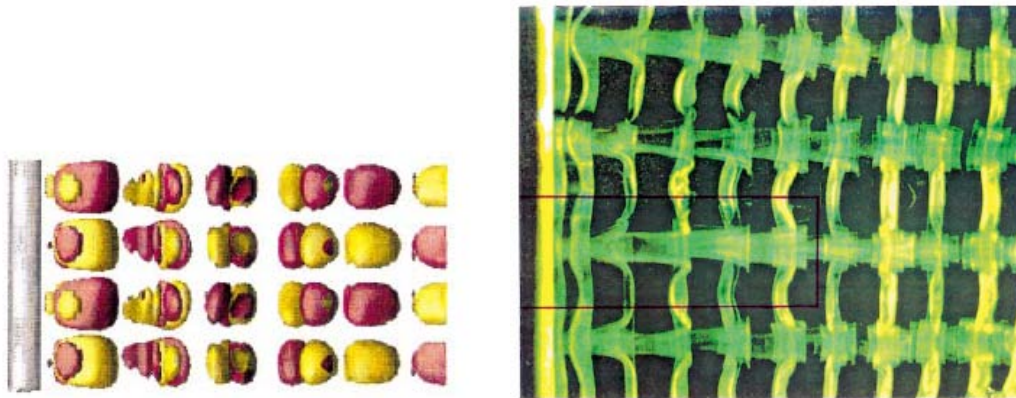
Ce coefficient est généralement présenté comme le coefficient de succion  $-C_{pb}$ . Différents auteurs introduisent également la valeur rms de ce coefficient.

Pour caractériser les forces exercées par le fluide sur le cylindre, on distingue, le coefficient de traînée, qui est la composante selon la direction de l'écoulement adimensionnée et qui caractérise la résistance à l'air du cylindre, et le coefficient de portance, qui est la composante perpendiculaire à l'écoulement incident. Ces deux composantes résultent des actions de la pression pariétale et du frottement visqueux sur le cylindre par intégration sur sa surface. Du fait des symétries de la configuration le coefficient moyen de portance est nulle. Les paramètres présentés en général sont donc le coefficient de traînée et la valeur rms du coefficient de portance.

### *régime laminaire instationnaire 3D*

Pour  $180 \lesssim Re \lesssim 300$ , l'écoulement devient tridimensionnel. On observe une ondulation des rouleaux de von Kármán selon l'envergure du cylindre et la naissance de tourbillons longitudinaux. Si l'on considère la longueur d'onde dans le sens de l'envergure de l'ondulation des rouleaux, on distingue deux modes A et B.

Le mode A, pour des nombres de Reynolds compris entre 180-190 et 250-260, est caractérisé par une longueur d'onde de l'ordre de 3-4 diamètres. Cette ondulation des rouleaux primaires est associée à la formation de paires contrarotatives de vorticités longitudinales disposées régulièrement entre les rouleaux primaires (figure 2.4).



(a) vorticités longitudinales calculées par DNS. tiré de Persillon and Braza [101]

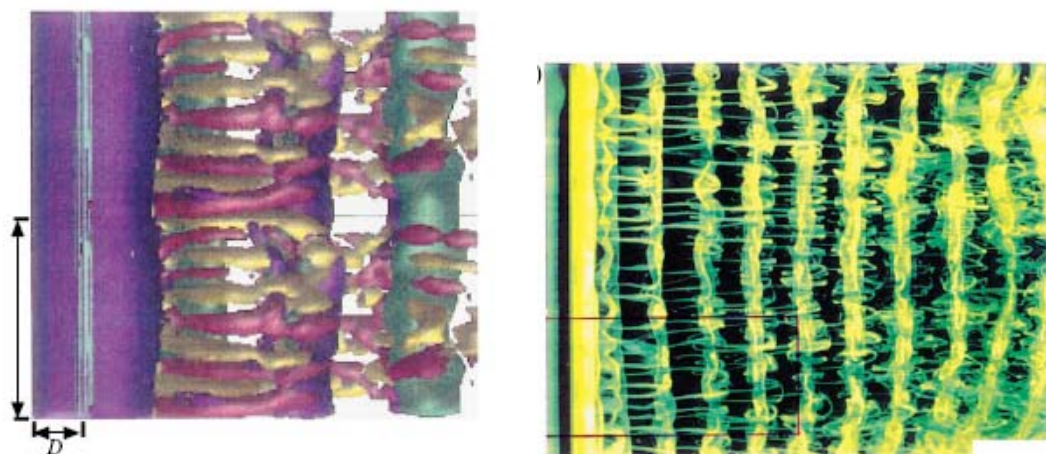
(b) visualisation du mode A tirée de Williamson [137]

FIG. 2.4: mode A

Le mode B est caractérisé par une ondulation de rouleaux primaires de plus petite longueur d'onde (de l'ordre de 1 diamètre). Egalement, les tourbillons longitudinaux sont plus fins et connectent les rouleaux primaires (figure 2.5).

En considérant l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds (figure 2.6), deux discontinuités associées à ces modes sont observées. Au début du mode A vers  $Re \simeq 160 - 190$ , le nombre de Strouhal passe de  $\sim 0.19$  en régime bidimensionnel à  $\sim 0.18$  en régime tridimensionnel. Williamson [136] expérimentalement, puis Persillon [100], Persillon and Braza [101] et Allain [7] numériquement, montrent que cette discontinuité

## 2.1 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire



(a) DNS. tiré de Persillon and Braza [101]      (b) visualisation du mode B tiré de Williamson [137]

FIG. 2.5: mode B

présente un caractère hystérétique en fonction du nombre de Reynolds et que le mode A résulte de l'amplification d'une instabilité elliptique. La seconde discontinuité, associée à l'entrée dans le mode B, se situe autour  $Re \simeq 230 - 260$ . Le nombre de Strouhal passe alors de  $\sim 0.19$  à  $\sim 0.20$ . Williamson [138] observe que cette transition s'effectue de façon graduelle, et que les tourbillons longitudinaux se forment suite à une déformation de la zone de faible rotationnel déstabilisée par les tourbillons du mode A. Cette seconde discontinuité a été obtenue numériquement par Persillon and Braza [101] et Allain [7]. En utilisant un modèle de Ginzburg-Landau, Allain [7] a montré que cette instabilité est de nature supercritique. Comme on le voit sur la figure 2.6, les simulations numériques 2D prédisent un nombre de Strouhal supérieur à celui de l'écoulement 3D et qui prolonge la courbe obtenue aux  $Re$  inférieurs à 180.

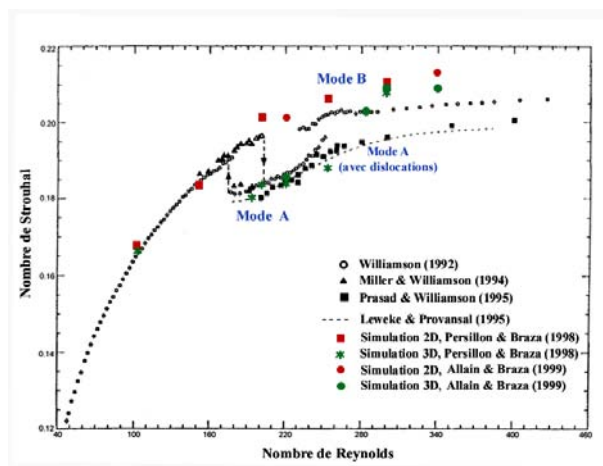


FIG. 2.6: évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds

Pour des nombres de Reynolds proches du mode B, on observe également l'apparition

de dislocations des tourbillons primaires qui marquent le début de la transition vers la turbulence (figure 2.7). Ce phénomène, qui a été observé expérimentalement par Williamson [137] et numériquement par Persillon and Braza [101], Allain [7] et Braza et al. [31], est caractérisé par une rupture locale d'un rouleau primaire qui vient se joindre au rouleau suivant. Le passage d'une dislocation est associé à de fortes variations de vitesse et à une diminution notable du nombre de Strouhal. Ce phénomène, qui apparaît de façon naturelle sans forçage, ne présente pas de périodicité particulière et peut ainsi être considéré comme une première étape dans la transition vers la turbulence.



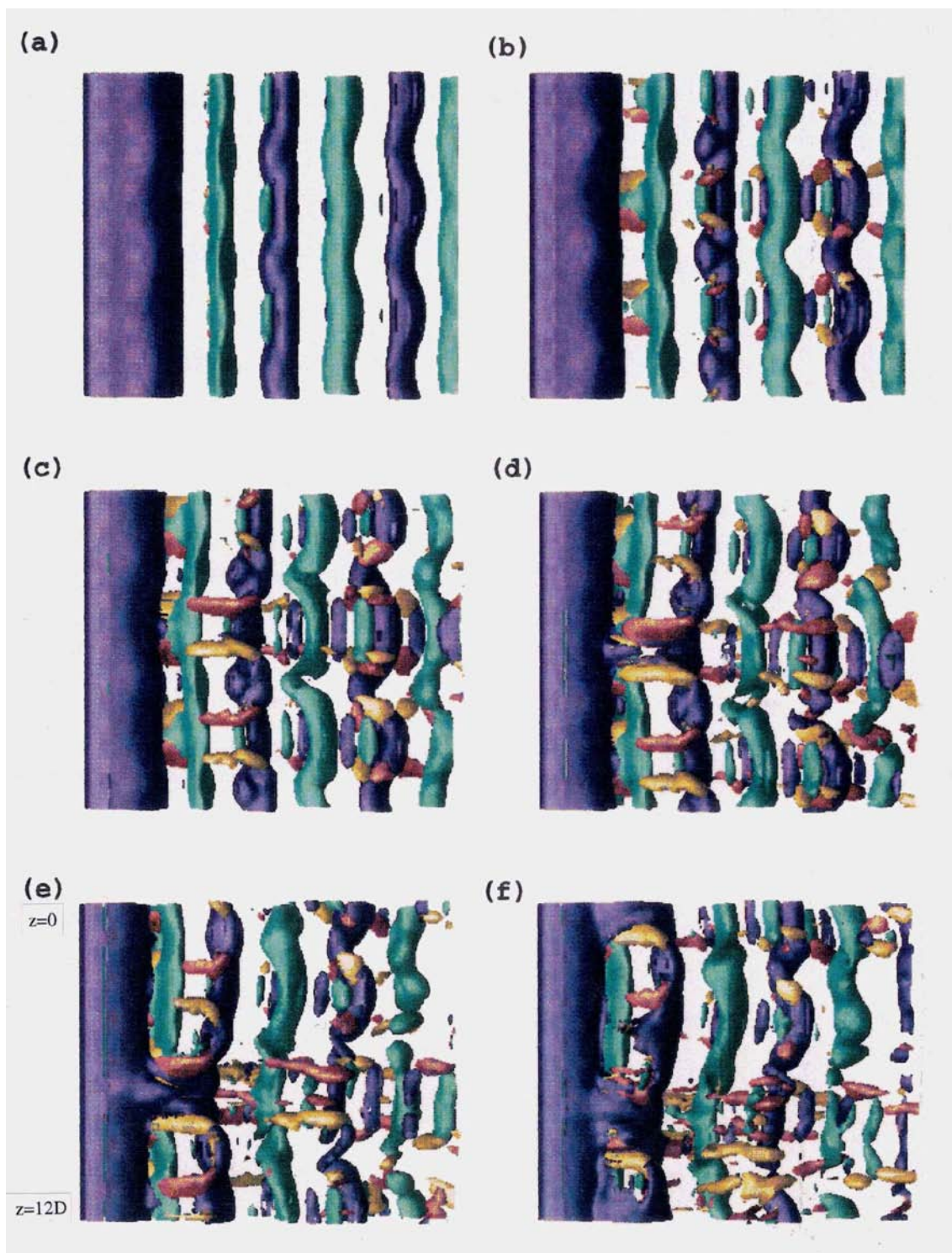


FIG. 2.7: phénomène de dislocation à  $Re=220$ , tiré de Braza et al. [31]

*régime sous-critique*

Pour  $300 \lesssim Re \lesssim 2.10^5 - 2.10^6$ , le sillage est turbulent et le régime est appelé sous-critique. Dans ce régime, le sillage est pleinement turbulent et le point de transition dans la couche cisailée se déplace vers l'amont quand le nombre de Reynolds augmente jusqu'à rejoindre le point de décollement à l'entrée dans le régime critique.

A faible nombre de Reynolds, le cisaillement important dans la zone décollée entraîne l'amplification d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité s'amplifie quand le nombre de Reynolds augmente et donne naissance aux petits tourbillons de zone de mélange à partir de  $Re \simeq 2600$  qui vont interagir avec les tourbillons primaires. La fréquence  $f_t$  de cette instabilité en relation avec la fréquence de Strouhal a fait l'objet de nombreuses études. Bloor [20] introduit la relation :

$$\frac{f_t}{f_s} = 0.095Re^{0.5}$$

Cette relation entre ces deux fréquences est remise en question par Wei and Smith [131] qui trouvent une loi en  $Re^{0.87}$ . Kourta et al. [79] retrouvent la loi en  $Re^{0.5}$  par des mesures au fil chaud. La figure 2.8a regroupe ces valeurs. Plus tard, Prasad and Williamson [103] proposent une loi en  $Re^{0.67}$  et montrent que les résultats sont très dépendants des plaques de garde apposées aux extrémités du cylindre dans les études expérimentales. Récemment, Thompson and Hourigan [123] collectent différentes valeurs de ce rapport entre les deux fréquences obtenues par différents auteurs et proposent une autre interprétation en considérant deux régimes différents selon le nombre de Reynolds. En considérant les valeurs mesurées pour  $1500 \gtrsim Re \lesssim 5000$ , puis séparément les valeurs pour  $10000 \gtrsim Re \lesssim 50000$ , ils trouvent que des lois en  $Re^{0.57}$  et  $Re^{0.52}$  respectivement approchent bien les valeurs collectées, dans chacun des régimes, alors que la pente est plus élevée si l'on considère l'ensemble des nombres de Reynolds de  $10^3$  à  $10^5$  (figure 2.8b). Ils justifient cette séparation par les changements importants des paramètres de l'écoulement entre ces deux intervalles de  $Re$ .

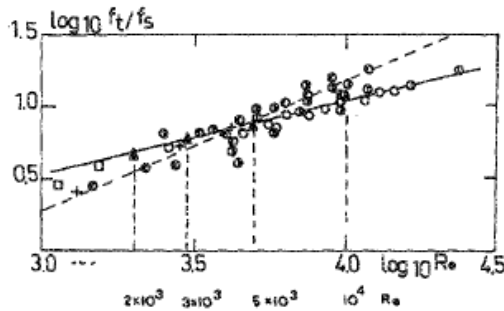
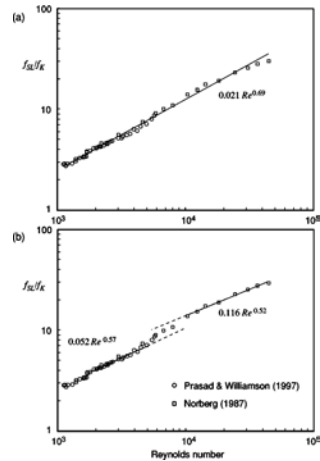


FIG. 7. Ratio of the transition wave frequency over Strouhal number versus Reynolds number. (a) :  $\odot$ , + : Bloor,<sup>13</sup>  $\square$ , Gerrard,<sup>3</sup>  $\circ$ , Kourta *et al.*,<sup>17</sup>  $\oplus$ ,  $\ominus$  Wei and Smith,<sup>16</sup>  $\blacktriangle$  this study.



(a) tiré de Braza et al. [30]

(b) tiré de Thompson and Hourigan [123]

FIG. 2.8: rapport  $f_t/f_s$  en fonction de  $Re$

## 2.1 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

Pour des nombres de Reynolds de 2000 à 16000, Kourta et al. [79] observent que les tourbillons de von Kármán ne se forment pas directement à l'arrière du cylindre, mais au delà d'une zone d'eau morte et que cette zone d'eau morte diminue quand le nombre de Reynolds augmente. Les fréquences  $f_t$  et  $f_s$  étant du même ordre de grandeur, de fortes interactions non-linéaires entre les tourbillons de zone de mélange et les tourbillons de von Kármán (entre autre des appariements) donnent naissance à des fréquences multiples des deux fréquences fondamentales  $mf_s \pm nf_s$ . Numériquement, Braza et al. [29] et Braza et al. [30] ont montré que cette instabilité de zone de mélange est de nature bidimensionnelle et ont observé ces interactions et le remplissage spectral qui en résulte (figure 2.9).

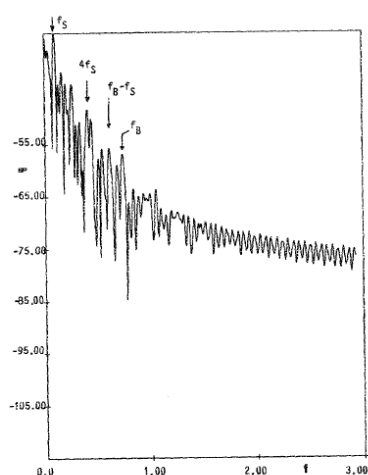


FIG. 13. Pressure spectrum at point (4.408, -0.559),  $Re = 5000$ .

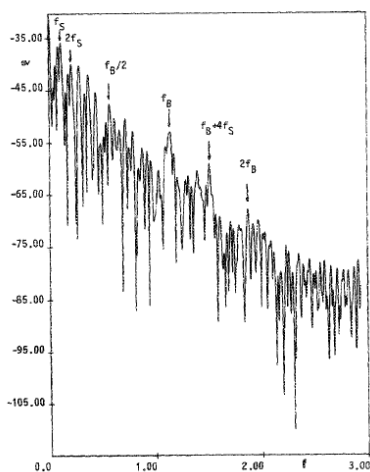


FIG. 14. Pressure spectrum at point (2.109, -0.551),  $Re = 10\,000$ .

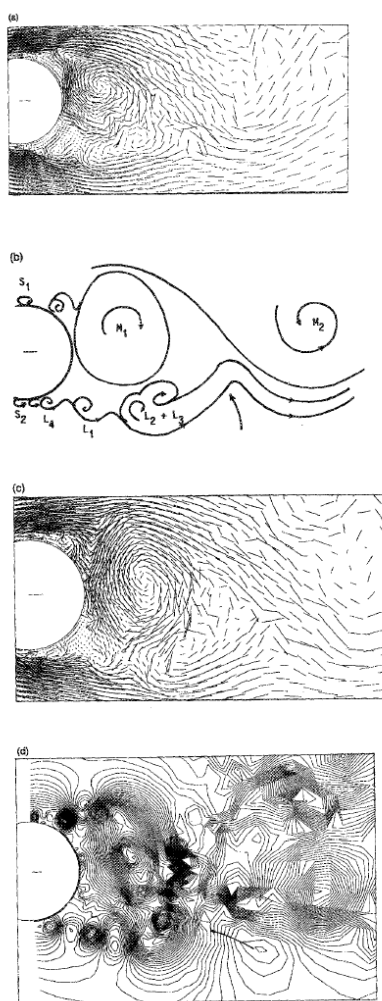


FIG. 15. (a) Velocity field at  $t = 79.20$ ,  $Re = 3000$ . Vortex pairing between mixing layer eddies. (b) Sketch of flow pattern at  $t = 80.20$ ,  $Re = 3000$ : End of vortex pairing between mixing layer eddies L2 and L3. (c) Velocity field at  $t = 80.20$ ,  $Re = 3000$ . End of vortex pairing between mixing layer eddies. (d) Pressure field,  $Re = 3000$ ,  $t = 80.20$ .

FIG. 2.9: interaction non linéaire entre les tourbillons de von Kármán et les tourbillons de zones de mélange, tiré de Braza et al. [30]

Quand le nombre de Reynolds augmente, la zone d'eau morte diminue, les tourbillons se forment plus proche du cylindre et la longueur de formation diminue. Les mesures PIV montrées par Thompson and Hourigan [123] dans le sillage proche confirment dans ce sens les visualisations de Kourta et al. [79] et celles de Norberg [94] (figure 2.10). Cette tendance est observée sur les valeurs de la longueur de formation collectées par Norberg [96] (figure 2.11a). La longueur de formation diminue en effet de  $\sim 2.3$  à  $\sim 1.3$  entre  $Re \simeq 1500$  et  $Re \simeq 15000$ . Dans le même temps, le coefficient de succion  $-C_{pb}$  augmente (figure 2.11b). Bearman [12] montre qu'une relation simple peut être établie entre le coefficient de succion et la longueur de formation  $l_f$  :

$$l_f = \frac{C^{te}}{-C_{pb}}$$

Norberg [96] en prenant ses valeurs mesurées indique une valeur de la constante de 1.8 pour des nombres de Reynolds inférieurs à 7500 et 1.6 pour les nombres de Reynolds supérieurs et jusqu'à la fin du régime sous-critique. Comme le souligne Thompson and Hourigan [123], l'augmentation du coefficient de succion est très importante entre  $Re \simeq 5000$  et  $Re \simeq 15000$  et justifie de considérer séparément le régime où la formation de l'allée tourbillonnaire s'effectue derrière une zone d'eau morte et le régime où l'allée tourbillonnaire est formée immédiatement en aval du cylindre.

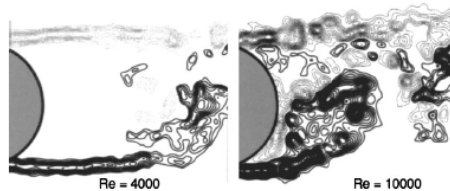


FIG. 3. Typical instantaneous vorticity fields showing the change in the near-wake structure as the Reynolds number is varied. These images have been obtained from PIV measurements obtained by Saelim and Rockwell (Ref. 10).

(a) mesures PIV tiré de Thompson and Hourigan [123]

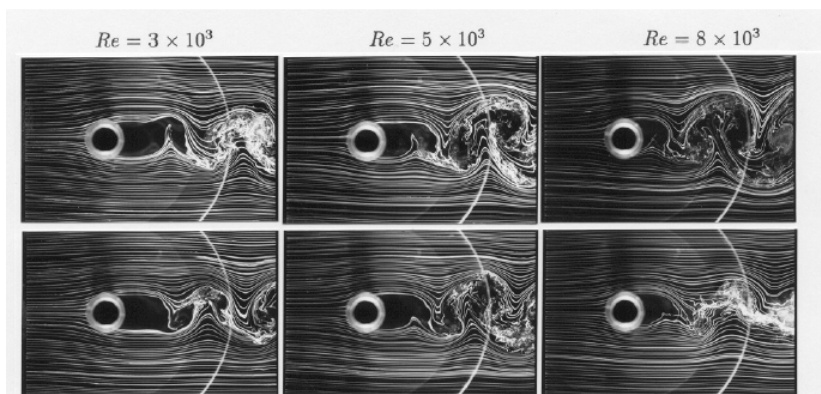


Fig. 4. Side views;  $D = 20$  mm,  $L/D = 15$ .

(b) visualisations tiré de Norberg [94]

FIG. 2.10: diminution de la région de formation entre  $Re \simeq 1500$  et  $Re \simeq 10000$



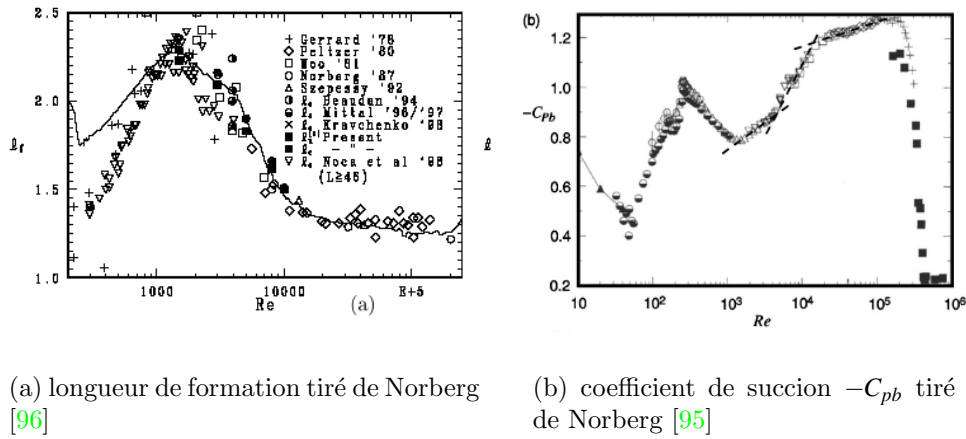


FIG. 2.11: diminution de la région de formation entre  $Re \simeq 1500$  et  $Re \simeq 10000$

Le coefficient de traînée, qui décroît jusqu'à  $C_d \simeq 1.2$  à  $Re \simeq 1000$  semble rester constant jusqu'à l'entrée dans le régime critique (figure 2.12). De même, l'angle de décollement qui décroît jusqu'à  $\theta_d = 80^\circ$  à  $Re \simeq 1000$  ne varie pas notablement jusqu'à l'entrée du régime critique.

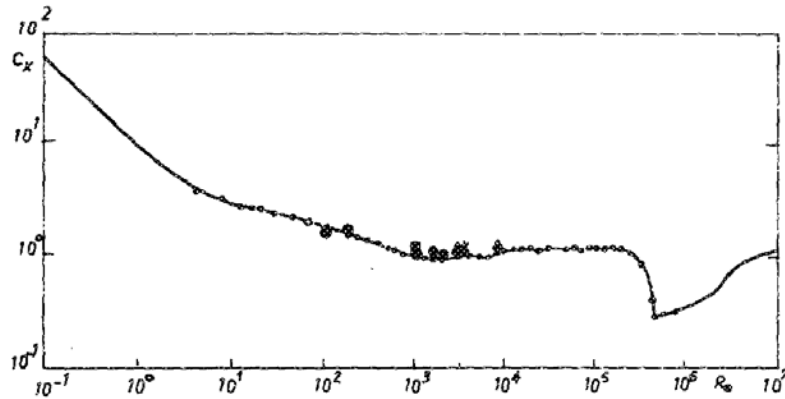


FIG. 2.12: coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds tiré de Braza et al. [30]

Le nombre de Strouhal, qui augmente jusqu'à  $St = 0.21$  à  $Re = 1000$ , décroît sensiblement jusqu'à 0.19 à l'entrée du régime critique (Norberg [95] par exemple, figure 2.13). Cette décroissance est la plus importante aux nombres de Reynolds où le coefficient de succion augmente de manière importante et la longueur de recirculation diminue. Pour des nombres de Reynolds entre 15000 et le régime critique, la pente de  $St$  en fonction de  $Re$  est beaucoup moins importante. Un point important est notée par Norberg [94] qui mesure la largeur à -3dB du pic de Strouhal sur les spectres de fluctuations de vitesse. Cette largeur de bande augmente brusquement  $Re \simeq 5000$ , puis croît continuellement jusqu'au régime critique. Cette augmentation de la largeur du pic, qui marque une irrégularité croissante du lâcher tourbillonnaire, est, selon Norberg [94], très sensible aux conditions aux limites de l'écoulement (intensité turbulente de l'écoulement incident et rapport d'aspect).

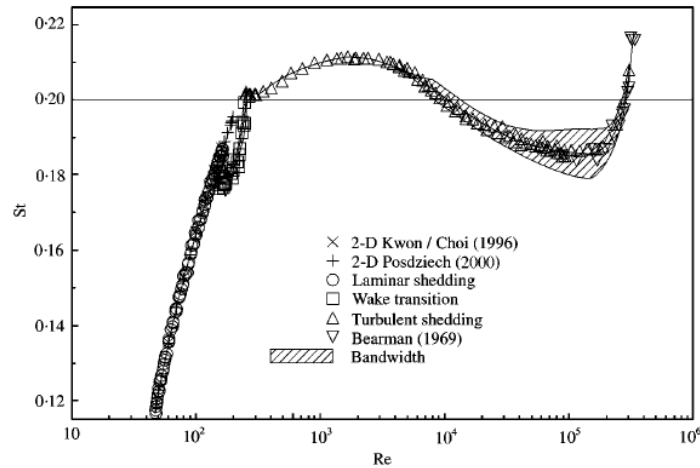


Figure 1. Strouhal number versus Reynolds number.

FIG. 2.13: nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds tiré de Norberg [97]

### *régime critique*

Ce régime est atteint quand le point de transition qui remonte vers l'amont au cours du régime sous-critique, rejoint le point de décollement. La valeur de ce nombre de Reynolds critique varie de façon importante selon les différentes études expérimentales (entre  $10^5$  et  $10^6$ ) du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux conditions aux limites de l'écoulement (intensité turbulente de l'écoulement incident, rapport d'allongement et extrémités du cylindre, coefficient de blocage, rugosité du cylindre,...). Le régime critique est caractérisé par la transition turbulente de la couche limite avant le décollement. Le point de décollement se déplace alors soudainement vers l'aval (autour de  $\theta_d \simeq 140^\circ$ ). Les tourbillons de von Kármán se dégradent et disparaissent à la fin du régime critique. En conséquence, la dépression en aval du cylindre est moins importante et le coefficient de traînée subit une décroissance brutale.

Le début de ce régime est marqué par une distribution symétrique de pression moyenne sur le cylindre et par une diminution progressive du coefficient de traînée et du lâcher tourbillonnaire, accompagné d'une non-uniformité selon l'envergure du cylindre croissante avec le nombre de Reynolds. En augmentant le nombre de Reynolds apparaissent des fluctuations importantes de l'écoulement à des échelles de temps plus larges que celle du lâcher tourbillonnaire, qui sont associées à des rattachements instationnaires et asymétriques des couches limites, apparaissant sans préférence d'un côté ou de l'autre du cylindre, et entraînant des distributions de pression asymétriques et ainsi des valeurs non négligeables du coefficient de portance (Achenbach [1], Bearman [13], Richter and Naudascher [107], Farrell and Blessmann [54], Schewe [113], Schewe [114], Higuchi et al. [66]..).

### *régime supercritique*

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à  $2 \cdot 10^6$ , le régime est nommé par Roshko [110] régime super critique. La couche limite est turbulente. Roshko [110] observe la réapparition de l'allée tourbillonnaire à une fréquence de Strouhal plus élevée ( $St \simeq 0.4$ ).

## 2.2 Structures cohérentes et techniques d'identification

Jusqu'aux années 40, les écoulements turbulents étaient considérés comme la superposition d'un mouvement moyen et d'une agitation turbulente, indépendante des conditions initiales et aux limites. Ainsi, seul l'écoulement moyen était considéré reproductible d'une expérience à l'autre et dépendant des conditions initiales et aux limites. Cette vision a conduit les chercheurs à considérer la turbulence comme un état universel et à en étudier les propriétés en considérant des états de turbulence pleinement développée où l'agitation a oublié les conditions de mise en mouvement.

La découverte d'un certain degré d'organisation dans certains écoulements, dans les années 50, et ainsi l'apparition de la notion de structure cohérente, a remis considérablement en question cette vision d'une turbulence universelle. L'évidence expérimentale de ces structures est généralement attribuée à Brown and Roshko [35] qui mettent en évidence par visualisation l'organisation à grande échelle de la couche de mélange. Comme le note Chassaing [38], le nombre d'articles abordant cette notion de structure cohérente est croissant depuis ces années.

Cette notion d'organisation dans les écoulements turbulents a entraîné de nouveaux axes de recherche. Du point de vue de la prédiction des écoulements turbulents, elle suggère que la dynamique d'un écoulement peut être, pour une grande partie, régie par un nombre limité de degrés de liberté et a donné ainsi naissance à des méthodes de simulations telles que la LES, dont l'idée est de prédire les grandes échelles de l'écoulement en modélisant les petites échelles, ou les méthodes semi-déterministes (Ha-Minh and Kourta [64]) dont l'idée est de prédire l'évolution des structures cohérentes en modélisant la composante aléatoire de l'écoulement. Cette organisation suggère également la possibilité d'agir sur ces structures cohérentes qui dépendent des conditions aux limites et ainsi de contrôler l'écoulement.

Malgré le nombre d'études très important, il n'existe toujours pas une définition précise pour qualifier ces structures. On dégage cependant des caractéristiques principales sur lesquelles s'accordent les différents auteurs, à savoir qu'une structure cohérente est une organisation à grande échelle et a un caractère répétitif (pas forcément périodique). Ce caractère répétitif confère aux structures cohérentes un rôle important dans la dynamique de l'écoulement. A partir de là, différentes définitions ont été énoncées. Adrian et al. [6] reprend la définition donnée par Kline and Robinson [77] qui statuent qu'un tourbillon est présent quand les lignes de courant dans un plan normal à la structure présentent un motif circulaire ou en spirale, quand ces lignes de courant sont représentées dans un repère se déplaçant à la même vitesse que la structure. Lesieur [84] caractérise une structure comme étant un domaine de l'espace correspondant à une concentration de vorticité, gardant une forme reconnaissable pendant une durée bien supérieure à son temps de retournement. Hussain [71] définit les structures comme une masse de fluide dont la vorticité évolue en phase sur une large étendue spatiale (Plus tard Jeong and Hussain [73] affinent la définition de Hussain [71] en introduisant le critère  $\lambda$  et en suggérant l'identification des structures comme une région où  $\lambda$  évolue en phase). Lumley [86] suggère que les structures cohérentes pourraient correspondre au mode propre le plus énergétique du tenseur des corrélations spatio-temporelles.

Ce manque de définition précise est une des origines des difficultés liées à la description

des propriétés de ces structures et se traduit par une grande variabilité des méthodes employées afin de les détecter. De plus, comme le soulignent Bonnet et al. [25], le choix de la technique employée pour détecter ces structures au sein d'un écoulement turbulent n'est pas seulement guidée par la définition que l'on s'en donne, mais également par les moyens de mesure utilisés et donc les données dont on dispose.

### 2.2.1 Méthodes conditionnelles

Les méthodes conditionnelles sont celles qui se rapprochent le plus de la perception que l'on peut se faire d'une structure. Elle sont basées sur le choix d'un signal indicateur de l'évènement que l'on souhaite extraire de l'écoulement. Ce signal peut être la vitesse, la pression ou la vorticité en un ou plusieurs points de l'écoulement selon les cas. L'idée est que le passage d'une structure cohérente altère le signal de détection choisi. On procède alors à une sélection des acquisitions en fonction de ce signal et, du fait du caractère répétitif des structures, ces évènements sélectionnés sont ensuite moyennés afin de séparer la composante organisée de la composante aléatoire. Antonia [8] présente une revue des moyennes conditionnelles dans un article de synthèse.

Parmi les moyennes conditionnelles, la moyenne de phase s'applique dans le cas où les structures cohérentes ont un caractère quasi-périodique. Elle s'appuie sur le choix d'un signal pilote présentant la composante quasi-périodique liée aux passages des structures. Dans le cas du cylindre, cette technique est particulièrement bien adaptée. De nombreuses études ont porté sur la moyenne de phase dans le sillage d'un obstacle pour extraire l'allée tourbillonnaire de von Kármán. Entre autre, Davies [49] montre la topologie des structures dans le sillage d'un cylindre en forme de D oscillant. Cantwell and Coles [37] appliquent la moyenne de phase à des mesures au fil chaud volant pour cartographier les structures primaires du sillage d'un cylindre circulaire. Ils étudient ainsi les contributions du mouvement organisé et du mouvement désorganisé à l'agitation turbulente, ainsi que la topologie des différentes quantités intervenant dans les équations turbulentes, et leur évolution en fonction de la phase de l'écoulement. Boisson [21] a quantifié l'intermittence dans les régions cisailées en utilisant la moyenne de phase. Leder [83] a étudié les mécanismes du lâcher tourbillonnaire dans le sillage proche d'une plaque verticale. Le signal de détection (signal pilote) est en général le signal de vitesse à l'extérieur du sillage ou un signal de pression pariétale sur l'obstacle. La moyenne de phase peut également s'appliquer dans le cas où les passages des tourbillons que l'on veut extraire sont à des instants aléatoires. On peut citer, par exemple Brede [33] qui analyse la production turbulente dans la région cisailée en triggant les acquisitions à partir du passage des tourbillons de zone de mélange. A l'exception de cette dernière étude, cette technique de moyennage en phase permet donc a priori une décomposition du mouvement à partir d'un signal ponctuel sur tout le domaine considéré. Un des avantages de cette décomposition du mouvement par la moyenne de phase permet l'écriture d'équations régissant le mouvement organisé, en adoptant soit une décomposition triple, soit une décomposition double.

Il faut souligner le caractère subjectif de cette méthode qui impose un choix judicieux du signal pilote. De plus, un manque de régularité des trajectoires des tourbillons peut mettre en échec cette méthode. En effet, bien souvent, si les structures recherchées sont répétitives, leur fréquence de passage n'est pas forcément rigoureusement régulière, et leur trajectoire n'est également pas exactement la même à chaque passage. L'amélioration de cette méthode passe alors par une sélection plus sévère des évènements (dans la mesure

où l'on dispose de l'information nécessaire). Ce phénomène de 'jitter' réduit ainsi les capacités de telles techniques à extraire les structures et ceci est d'autant plus vrai que l'on s'éloigne du signal pilote. Les études précitées ont néanmoins montré, dans le cas du cylindre, une bonne aptitude de cette technique à décomposer le mouvement sur une large partie du domaine. En utilisant la pression pariétale sur le cylindre comme signal pilote, Cantwell and Coles [37] ont établi une cartographie de l'écoulement en moyenne de phase jusqu'à une dizaine de diamètres en aval.

Des méthodes conditionnelles basées sur l'information à la position où l'on souhaite extraire la structure ont été développées. La détection du passage de ces structures étant effectuée au point où l'on effectue le moyennage, ces effets de 'jitter' sont réduits.

Hussain and Hakayawa [72] proposent une méthode basée sur la vorticité et étudient ainsi l'organisation des structures dans le sillage d'un cylindre circulaire à  $Re = 13000$  et entre 10 et 40 diamètres en aval du cylindre. Cette méthode utilise le signal de vorticité filtrée comme détecteur des tourbillons. Après différentes étapes de sélection des  v nements considérés basées sur la position transversale des tourbillons, leur intensité et leur taille, les acquisitions (non filtrées) retenues sont moyennées afin d'étudier la topologie des différentes quantités intervenant dans les équations turbulentes autour de ces structures.

Bisset et al. [18] utilisent une méthode basée sur les variations de grande échelle des composantes de vitesse. Cette technique est une amélioration de la technique VITA introduite par Blackwelder and Kaplan [19]. Le principe de cette technique, nommée WAG pour Window Average Gradient, est de 'déplacer' une fenêtre glissante sur le signal acquis (en un point) et de calculer la différence entre la moyenne de ce signal sur la seconde moitié de la fenêtre et la moyenne sur la première. Un maximum de cette différence (du bon signe) avec une amplitude suffisante est considéré comme la détection du passage d'une structure. Comme pour les autres techniques les  v nements ainsi détectés sont moyennés. En utilisant cette technique, Bisset et al. [18] ont analysé les propriétés des tourbillons primaires et des structures longitudinales dans le sillage lointain ( $\approx 400$  diamètres en aval) d'un cylindre légèrement chauffé à  $Re = 1170$ .

Bellin [15] a développé la technique de détection délocalisée pour l'étude des structures cohérentes bidimensionnelles d'une couche de mélange turbulente. Cette technique requiert la connaissance de la vitesse longitudinale instantanée à travers la couche de mélange et donc l'utilisation de mesures multi-points (peigne de fils chauds). La détection est basée sur la déformation des iso-contours de vitesse lors du passage d'une structure cohérente. Le principal avantage de cette méthode est que la détection est basée sur plusieurs points et lève ainsi l'ambiguité de savoir si le signal de détection provient d'une structure peu énergétique proche ou d'une structure énergétique lointaine.

Nous pouvons également ranger dans cette catégorie les algorithmes de reconnaissance de forme. Cette technique consiste à corréler un motif de référence avec les acquisitions afin d'en extraire les  v nements les mieux corrélés. La dépendance du résultat obtenu vis-à-vis du motif de référence choisi peut être minimisé par une procédure itérative où le motif de référence est choisi comme la moyenne des motifs extraits à l'itération précédente. Parmi les principales études utilisant cette technique, nous pouvons citer Ferre and Giralt [57], Giralt and Ferré [61] ou encore Scarano et al. [112].

Les études précitées ont montré l'efficacité de ces techniques pour analyser les propriétés de structures cohérentes, ainsi que la topologie des plus petites échelles dans leur voisinage. Cependant, comme le notent Bonnet et al. [25] et Bonnet and Delville [23],

un lien avec une formulation mathématique 'continue' de l'écoulement est difficile du fait justement du caractère conditionnel de ces méthodes. En effet, la présence irrégulière de ces structures implique dans ces méthodes de ne prendre en compte que les instants de l'écoulement où une structure est présente. De plus, ces méthodes ayant un caractère local, il paraît difficile d'établir des équations issues de cette décomposition régissant l'écoulement sur un domaine entier.

### *Méthodes basées sur le contenu fréquentiel*

Bien que n'ayant pas abordé ces techniques dans cette étude, nous présentons très brièvement dans ce paragraphe deux principales techniques basées sur l'information fréquentielle utilisées pour l'extraction des structures cohérentes.

Le caractère répétitif plus ou moins régulier des structures cohérentes confère à celles-ci une signature sur le plan fréquentiel. Dans l'exemple du cylindre, du point de vue temporel, le spectre d'une quantité fluctuante (vitesse ou pression) en un point de l'écoulement présente une partie continue liée aux fluctuations turbulentes et un ou plusieurs pics prononcés correspondant au lâcher quasi-périodique des structures tourbillonnaires. L'utilisation d'un simple filtre passe bande ne suffit pas à isoler les structures cohérentes car elle ne permet pas de séparer la contribution des structures cohérentes et celle du mouvement aléatoire dans une bande de fréquence donnée.

Dans le but d'accomplir cette tâche, Brereton and Kodal [34] proposent un filtre adaptatif. Cette méthode consiste à évaluer le spectre turbulent à partir d'une estimation de celui-ci et de la connaissance du spectre complet. L'algorithme fournit un filtre qui sépare les composantes organisées et turbulentes du signal considéré en minimisant leur corrélation. Brereton and Kodal [34] ont appliqué cette technique à une couche limite, puis, en étendant la technique à deux dimensions, à des mesures PIV dans une flamme de propane. D'après Faghani [53], cette technique est d'autant plus performante que le mouvement organisé est à bande fréquentielle étroite.

Une alternative à ce type d'approche est l'analyse temps-fréquence, particulièrement adaptée dans le cas où les structures cohérentes apparaissent à des instants moins réguliers. Parmi les techniques d'analyse temps-fréquence, une des plus utilisées est la transformée en ondelettes. Dans un article de synthèse, Farge [55] présente les fondements de cette technique et différentes applications en mécanique des fluides. Le principe est de rechercher l'existence au sein du signal de structures ressemblant à une fonction de référence (l'ondelette mère). Par translation et dilatation de cette ondelette mère, l'information résultant de l'intercorrélacion de ces fonctions avec le signal (les coefficients d'ondelettes) fournit une information dépendant du temps et de l'échelle. Cette technique s'applique également à des données spatiales où en général, les ondelettes sont considérées comme des filtres spatiaux détectant les concentrations de vorticit   à grandes   chelles.



### *Méthodes basées sur les moments d'ordre deux*

Comme le souligne Faghani [53], l'une des caractéristiques les plus importantes des structures cohérentes est leur cohérence spatio-temporelle qui induit une corrélation importante des champ de vitesse. Bon nombre de techniques sont donc basées sur le tenseur des corrélations en deux points, ces deux points pouvant être séparés en espace comme en temps. Les deux paragraphes qui suivent présentent brièvement deux méthodes d'extraction de structures cohérentes basées sur ce tenseur des corrélations en deux points, l'estimation stochastique linéaire (LSE) et la décomposition en modes propres orthogonaux (POD). Les aspects techniques de ces méthodes sont relégués au chapitre 3.

### 2.2.2 Estimation stochastique linéaire

L'estimation stochastique linéaire ou LSE pour 'Linear Stochastic Estimation' est introduite par Adrian [2]. Elle permet, en fonction d'une variable considérée en un ou plusieurs points de l'écoulement, d'estimer le champ de vitesse (ou d'autres variables) en d'autres positions. L'estimation recherchée est celle qui approche le mieux le champs réel sous la condition des variables de référence. Si l'on note  $g$  la variable à estimer et  $f$  la variable de référence, la meilleure estimation  $\tilde{g}$  de  $g$  en fonction de  $f$  est donnée par la moyenne conditionnelle de  $g$  sachant  $f$ . Adrian propose d'approcher cette moyenne conditionnelle en développant cette moyenne par rapport à l'événement  $f = 0$  et en tronquant ce développement à l'ordre 1. Une relation linéaire est ainsi établie entre  $\tilde{g}$  et  $f$  où le facteur de pondération est le tenseur de corrélations entre  $f$  et  $g$ . Initialement, Adrian [3] a montré l'existence au sein d'un écoulement homogène et isotrope en moyenne de tourbillons axisymétriques parallèles à la direction de la vitesse de référence, qu'il appelait 'tourbillons conditionnels'. En utilisant le développement de la moyenne conditionnelle par rapport à la vitesse de référence à l'ordre deux, Adrian [3] a montré que les termes quadratiques étaient négligeables. Par la suite, Tung and Adrian [125] ont montré que les termes d'ordre trois et quatre étaient également négligeables. La confirmation que l'estimation stochastique linéaire approchait correctement la moyenne conditionnelle dans bon nombre d'écoulements a été apportée par Adrian et al. [5].

Le grand intérêt de cette technique réside dans le fait d'approcher une moyenne conditionnelle à partir d'acquisitions non conditionnelles, quitte à se contenter d'une approximation. Cette technique requiert la mesure, au préalable, du tenseur des corrélations en deux points et elle permet ensuite d'approcher la moyenne conditionnelle pour différentes valeurs de la variable de référence sans aucune mesure supplémentaire. De par le gain de temps qu'elle représente, cette technique a été largement utilisée pour estimer les moyennes conditionnelles. Cette moyenne conditionnelle étant la meilleure estimation de la variable  $g$  en fonction de  $f$ , l'estimation stochastique linéaire peut également être vue comme un moyen d'estimer le champ de vitesse à un instant donné en fonction de quelques points de mesure. Cole et al. [43] utilisent ainsi cette technique afin d'effectuer une 'reconstruction pseudo-dynamique' d'une couche de mélange à partir de l'évolution temporelle des variables de référence.

Cette technique a depuis connu diverses applications et évolutions. Nous pouvons citer Murray and Ukeiley [91] qui estiment le champ de vitesse au dessus d'une cavité en utilisant une estimation stochastique à l'ordre deux. La LSE a également été utilisée en conjonction avec d'autres techniques telle que la POD, présentée au paragraphe suivant,

notamment dans le cadre de la technique complémentaire.

### 2.2.3 Décomposition orthogonale en modes propres - POD

Comme la LSE, cette approche est basée sur le tenseur des corrélations en deux points. Elle diffère de la LSE et des techniques présentées plus haut par le fait qu'elle n'est pas une technique conditionnelle. La décomposition orthogonale propre (POD) est en fait la décomposition de Karhunen-Loève, encore appelée analyse en composantes principales (ACP) dans le domaine météorologique, et elle revient à la décomposition en valeurs singulière (SVD) d'une matrice du point de vue des mathématiques appliquées. Lumley [86] suggère son emploi dans l'extraction des structures cohérentes d'un écoulement turbulent.

Mathématiquement, la POD, comme la transformation de Fourier, projette le champ de vitesse sur une base orthonormée de fonctions appelées modes. Le champ de vitesse peut alors être exprimé comme une combinaison linéaire de ces modes affectés de coordonnées aléatoires. A l'inverse de la transformation de Fourier, cette base est dépendante de l'écoulement considéré et est optimale dans le sens où la projection de l'écoulement sur la base POD, pour un nombre de modes fixé, contient au moins autant ou plus d'énergie que la projection de l'écoulement sur toute autre base orthonormée avec le même nombre de modes. On parle de convergence optimale. Cette base est donnée par les fonctions propres du tenseur des corrélations en deux points. Ces fonctions propres ou modes propres, classés selon l'énergie qui leur est associée, peuvent être interprétés comme les fonctions qui ressemblent le plus en moyenne aux réalisations de l'écoulement. Lumley [86] propose comme définition des structures cohérentes le mode POD le plus énergétique. Cette définition a l'avantage d'être basée sur une formulation mathématique précise et surtout de ne pas nécessiter de critère subjectif. De plus, la POD est particulièrement bien adaptée aux écoulements inhomogènes, contrairement à la transformation de Fourier. Une propriété importante est que si l'écoulement est homogène dans une direction de l'écoulement (ou stationnaire en temps), les modes de cette décomposition sont les fonctions trigonométriques selon cette direction. La POD apparaît alors comme une généralisation de la transformation de Fourier.

Les modes issus de la POD n'ont en général pas grand chose à voir avec les structures observées par les visualisations, ou extraites par les méthodes conditionnelles. Les structures physiques sont en fait une combinaison linéaire de ces modes. Ainsi, l'extraction des structures énergétiques peut s'effectuer en projetant l'écoulement sur les modes POD. La difficulté principale réside alors dans l'interprétation du rôle joué par chaque mode.

L'optimalité de la base POD a entraîné un engouement important au cours des vingt dernières années pour cette décomposition car celle ci suggère que les écoulements turbulents sont, pour une grande partie, régis par un faible nombre de degrés de liberté. La majorité des études POD montrent en effet qu'une grande partie de l'énergie d'un écoulement est contenue dans un petit nombre de modes. Dans ce contexte, il est possible d'effectuer une projection Galerkin des équations de Navier-Stokes sur une base POD qui conduit à un système dynamique d'équations différentielles. La prise en compte d'un faible nombre de modes conduit à un système d'ordre peu élevé. Cette approche qui consiste ainsi à l'étude de l'écoulement par un nombre réduit d'équations différentielles est nommée LODS pour Low Order Dynamical System ( Aubry et al. [9] ou Ukeiley et al. [127], entre autre). Ce type d'approche connaît également, du fait de cette modélisation d'ordre réduit, un grand essor dans le contrôle des écoulements. A titre d'exemple, nous pouvons



citer Taylor and Glauser [122] dans le cas d'un écoulement entre une rampe descendante et un volet ajustable.

La POD a été employée dans de nombreuses études portant sur les structures cohérentes dans différents écoulements. Elle s'est vue appliquée dans de multiples versions (nous reviendrons sur ces différentes versions dans le paragraphe 3.3.4.), notamment dans l'analyse des écoulements de parois, de couches cisillées libres et de convection de Rayleigh-Bénard. Egaleme nt, Ma et al. [87] applique la POD à l'écoulement autour d'un cylindre. Une revue exhaustive des définitions et propriétés, et diverses applications de la POD peut être trouvée dans Berkooz et al. [17].

Nous signalons également l'utilisation possible de la POD combinée avec d'autres techniques, telles que la LSE. La technique complémentaire, introduite par Ukeiley et al. [126] et Bonnet et al. [24] combine la LSE et la POD dans le but de projeter le champ estimé sur les modes POD, et ainsi d'identifier les structures cohérentes, dans le cas où les moyens de mesures ne permettent pas d'accéder simultanément à l'écoulement en tous points du domaine où les modes POD sont calculés.

## 2.3 Simulations d'écoulements turbulents

Afin de préciser le contexte dans lequel se place cette étude, nous introduisons brièvement dans ce paragraphe différentes approches possibles quant à la prédiction numérique d'écoulements turbulents.

La modélisation **RANS** pour 'Reynolds Averaged Navier Stokes' utilise la décomposition des variables décrivant le mouvement (vitesse et pression dans le cas d'un écoulement incompressible) en leur moyenne statistique et la fluctuation autour de cette moyenne. Dans une première approche, le mouvement moyen est considéré stationnaire et la totalité du mouvement fluctuant est considéré aléatoire. Le moyennage des équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement associé à cette décomposition conduit à un système d'équations pour le mouvement moyen dans lequel apparaissent des termes inconnus : les corrélations doubles des vitesses fluctuantes qui sont les composantes du tenseur des contraintes turbulentes ou tenseur de Reynolds. La résolution de ce système nécessite des lois de fermeture modélisant ces termes. Parmi les modèles les plus répandus, on distingue les modèles au premier ordre qui relient algébriquement le tenseur de Reynolds au mouvement moyen, et les modèles au second ordre qui utilisent les équations de transport de ces contraintes dans lesquelles les termes inconnus sont modélisés (cf. Speziale [119]). Les corrélations doubles des vitesses fluctuantes jouant le rôle de contraintes, les modèles au premier ordre les plus répandus sont les modèles linéaires qui utilisent une hypothèse de fermeture Newtonienne basée sur une analogie avec la loi de comportement de fluide Newtonien. Le tenseur des contraintes turbulentes est dans ce cas relié linéairement au tenseur des taux de déformation moyenne, via une viscosité turbulente qui est déterminée à partir d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur turbulentes. Une classe intermédiaire de modèles de turbulence consiste à adopter des lois constitutives non-linéaires reliant le tenseur de Reynolds au tenseur de déformation et de rotation du mouvement moyen. Ces lois constitutives peuvent découler de concepts rhéologiques par analogie à des fluides viscoélastiques, ([118], par exemple) ou bien de dégénérescence des équations de transport des tensions de Reynolds vers des équations de transport algébriques, (ap-

proche Explicit Algebraic Stress Modelling, EARSM, (Jongen and Gatski [75], Gatski and Jongen [59], Wallin and Johansson [130],...). Cette classe intermédiaire vise à restituer le caractère anisotrope du tenseur turbulent notamment dans les régions proches paroi, alors que les modèles linéaires de par la loi Boussinesq rendent le comportement des tensions normales isotrope.

La présence des instationnarités et de structures organisées dans les écoulements turbulents conduit à ne plus considérer l'ensemble du mouvement fluctuant comme aléatoire, et ainsi à adopter des approches instationnaires. La première approche **URANS** pour 'Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes', et la plus largement utilisée, consiste à ne plus considérer le mouvement moyen stationnaire et à appliquer les mêmes schémas de fermeture qu'en modélisation RANS pour la modélisation des contraintes turbulentes. Les équations du mouvement moyen sont les mêmes que les équations RANS, au terme temporel près. Cette approche conduit bien souvent, notamment dans le cas d'écoulements décollés, à de faibles prédictions, du fait du manque d'adaptation des échelles de vitesse et de longueur du mouvement turbulent utilisées dans ces modèles, quant aux aspects de non-équilibre statistique induit par les instationnarités, (voir par exemple l'ouvrage de synthèse par Haase et al. [65], issu du programme européen UNSI, "Unsteady viscous methods in the context of fluid-structure interaction", en aérodynamique).

Une approche différente consiste à décomposer le mouvement selon les échelles des fluctuations. Ainsi, les grandes échelles de l'écoulement sont calculées explicitement et les petites échelles du mouvement sont à modéliser. Cette approche **LES** pour 'Large Eddy Simulation' consiste ainsi à décomposer les variables décrivant le mouvement au moyen d'un filtre spatial (en général, un filtre gaussien). En ce qui concerne l'approche LES, le lecteur peut se référer à l'article de synthèse de Meneveau and Katz [90]. Du point de vue numérique, l'échelle de coupure en LES est fixée par la taille de la maille. Les équations filtrées par cet opérateur font apparaître des termes inconnus qui sont les contraintes de Leonard et les contraintes de Reynolds de sous-maille qui sont à modéliser. Sur le plan spectral, l'approche LES consiste en une séparation du spectre en deux parties, la première (turbulence résolue) regroupant l'ensemble de structures, organisées ou aléatoires, dont la taille est supérieure à la limite fixée par la coupure du filtre (voir figure 2.14) et la seconde partie (turbulence à modéliser) regroupant les grands nombres d'ondes (petites structures) au delà de la coupure. L'approche LES de par sa définition est intrinsèquement tridimensionnelle. Elle diffère des précédentes en ce sens que la solution d'un calcul LES représente une réalisation de l'écoulement. Pour un écoulement aléatoire, cette approche doit ainsi être couplée avec une moyenne d'ensemble a posteriori et donc nécessite soit l'hypothèse d'ergodicité (quand elle est valable) soit le calcul de plusieurs réalisations afin d'accéder aux propriétés statistiques. La partie à modéliser utilise également des concepts analogues à la viscosité turbulente associés à des fonctions de structure spécifiques et concerne la partie du spectre turbulent gouvernée par des propriétés de turbulence homogène et isotrope. De ces faits, en présence de parois solides, l'approche LES pure (c'est à dire non-couplée avec des modèles statistiques) doit tendre vers une simulation numérique directe (DNS) dans la région proche - paroi et ceci rend l'approche LES très onéreuse pour la prédiction des écoulements instationnaires turbulents *en grand nombre de Reynolds* en présence de parois solides. Ainsi cette approche ne répond pas encore suffisamment aux sollicitations d'aérodynamique industrielle, (voir ouvrage de synthèse issu du programme

européen LESFOIL, Davidson [48]). Pour ces raisons, l'approche LES est récemment couplée avec des approches RANS près de la paroi solide. Cette association a conduit à des approches de macrosimulation hybrides, comme explicité à la fin de ce paragraphe.

Il convient de mentionner que lors de l'approche LES pure, la distinction des structures à calculer directement par rapport aux structures à modéliser est faite selon un critère basé sur la taille de celles-ci et non pas sur leur caractère physique, organisé ou aléatoire.

Une autre approche visant une modélisation statistique avancée s'affranchissant de problèmes de limitation en Reynolds dans les régions proches paroi est apparue dès la fin des années 1970 et a connu une évolution intéressante dans la période des années 1980 jusqu'actuellement. Cette approche est issue de premiers travaux expérimentaux tentant de quantifier la partie cohérente du mouvement turbulent par des mesures conditionnelles, notamment la moyenne de phase (Crow and Champagne [47], Cantwell [36], Favier [56], Boisson et al. [22],...). A l'origine, ces méthodes sont basées sur la décomposition triple introduite par Reynolds and Hussain [106] qui sépare le mouvement en une composante moyenne, une composante fluctuante organisée et une composante fluctuante aléatoire. Cette décomposition conduisant à des équations extrêmement complexes, Cantwell [36], Cantwell and Coles [37] ont proposé la décomposition double qui regroupe la composante moyenne et la composante fluctuante organisée comme étant le mouvement organisé. Pour effectuer cette décomposition, un large recours est fait à la moyenne de phase, qui est alors non seulement un concept mathématique mais une quantité mesurable. En appliquant cet opérateur aux équations de Navier-Stokes, les équations moyennes obtenues sont les mêmes que les équations URANS. Cette approche a été utilisée pour la mesure et la prédiction d'écoulements oscillants autour de profils d'aile à grand nombre de Reynolds (Croskey et al. [46], Piziali [102]). En France, cette approche a été rendue connue par Ha-Minh and Kourta [64], Ha-Minh [63], sous le terme d'*approche demi-déterministe*. Une quantification des termes du mouvement organisé et d'une partie du tenseur des fluctuations d'après cette approche avait été fournie par Braza [28], à l'aide de la simulation numérique 2D.

Cette approche implique alors le calcul du mouvement organisé (turbulence résolue) et la modélisation des effets du mouvement aléatoire. Le tenseur des contraintes turbulentes doit cependant être modélisé différemment. Braza [26], Dervieux et al. [51], Hoarau et al. [68], Braza et al. [32] proposent la méthode *OES* pour 'Organised Eddy Simulation', en remarquant du point de vue spectral que l'interaction non-linéaire entre les structures cohérentes et la turbulence aléatoire induit une modification de la pente de la partie continue du spectre des fluctuations turbulentes par rapport à la pente (-5/3) observée dans les écoulements turbulents pleinement développés en équilibre, en accord avec la théorie statistique de Kolmogorov dans la zone inertielle. Cette modification de la pente, quantifiée par les résultats de la simulation directe de Braza et al. [31] et par des résultats de LDV (Laser Doppler Velocimetry) autour d'un cylindre, Djeridi et al. [52], Braza et al. [32], traduit des effets de non-équilibre induits par l'interaction non-linéaire des processus organisé et aléatoire dans la région inertielle du spectre. Elle implique de reconsidérer les échelles de temps et de longueur de la turbulence pour cette approche de macrosimulation. Ces aspects ont conduit à une reconsidération des modèles de turbulence à deux équations dans le contexte OES depuis les années 1995-98. A l'aide notamment de la modélisation au second ordre et des éléments précités, des échelles adaptées ont été proposées pour réduire le coefficient de diffusivité turbulente utilisé en modélisation au premier ordre, Rodas

[108], Hoarau [67], Hoarau et al. [68], Hoarau et al. [69]. L'approche OES a été largement utilisée par nombre d'instituts de recherche nationaux (INRIA, ONERA) et européens dans le cadre de programmes fédérateurs en aérodynamique (programme ETMA, 'Efficient Turbulence Models for Aeronautics', programmes UNSI, FLOMANIA et DESIDER).

La figure 2.14 illustre du point de vue spectral les décompositions effectuées dans les approches LES et OES. La présence de structures cohérentes impliquent la présence d'un ou plusieurs pics sur les spectres des quantités fluctuantes. L'approche LES qui consiste en une décomposition basée sur les échelles de l'écoulement conduit à modéliser la partie haute fréquence du spectre uniquement et à calculer la partie basse fréquence, y compris sa partie aléatoire. A l'inverse, l'approche OES conduit à isoler les pics du spectre afin de calculer le mouvement cohérent leur correspondant, et ainsi de modéliser la partie continue du spectre qui correspond à tout le mouvement aléatoire, des basses jusqu'aux hautes fréquences. L'approche OES procède à un 'multiple component splitting' du spectre turbulent. L'étendue du spectre à modéliser (partie (2)) dans tout le rang des nombres d'onde (petits et grands) permet d'utiliser des concepts de la modélisation statistique pour sa modélisation, moyennant la nécessité de reconsidérations précitées, à cause de la forme modifiée de ce spectre par rapport au spectre en équilibre statistique.

L'approche OES diffère donc de l'approche LES sur plusieurs points. En premier lieu, la décomposition selon les critères d'échelles spatiales des quantités fluctuantes dans le cas de la LES implique que la composante calculée de l'écoulement contient une partie aléatoire. Ainsi, les quantités calculées par la LES sont, comme dans le cas d'une DNS, une réalisation d'un écoulement à chaque calcul. L'accès à des quantités statistiquement représentatives passe alors par un traitement par moyenne d'ensemble si les hypothèses d'homogénéité et d'ergodicité ne sont pas vérifiées. L'approche OES s'affranchit de ces contraintes car les équations sont écrites pour des quantités moyennes. De plus, de par sa décomposition du mouvement, dans le cas d'écoulement de paroi, l'approche LES doit tendre conceptuellement vers une DNS au voisinage de la paroi. Ce point limite ainsi cette approche à des nombres de Reynolds modérés, alors que l'approche OES, utilisant des modèles statistiques avancés est efficace à de grands nombres de Reynolds.

Il est à noter que pour s'affranchir de ces limitations, des approches hybrides ont été proposées, telles que l'approche DES pour 'Detached Eddy Simulation', Spalart et al. [117], Travin et al. [124], qui combine la LES et l'approche RANS par une sélection locale soit de l'échelle de longueur LES soit de l'échelle de longueur RANS.

Cette approche commence à être utilisée dans des applications industrielles (programme européen DESIDER, auquel participe le groupe EMT2/IMFT). Néanmoins, même dans le cadre de la DES, il a été prouvé nécessaire de reconsidérer l'échelle RANS/URANS pour les mêmes raisons du non-équilibre spectral précitées, valables également pour la région proche. L'approche DES d'origine utilise des échelles RANS issues des écoulements en équilibre et génère à cause de cela des insuffisances de prédiction proche-paroi. Également, l'échelle de longueur 'heuristique', de type LES utilisée dans la DES nécessite des améliorations. Les travaux consignés dans le programme européen DESIDER visent à améliorer ces aspects. Plus spécialement, les travaux du groupe de recherche EMT2/IMFT proposent la reconsidération de l'échelle URANS à l'aide de l'approche OES, dans le sens d'une approche mixte OES-DES. Des améliorations considérables ont été obtenues à l'aide de cette association pour les écoulements turbulents, fortement instationnaires et décollés,

autour de configurations portantes, à de nombres de Reynolds élevés.

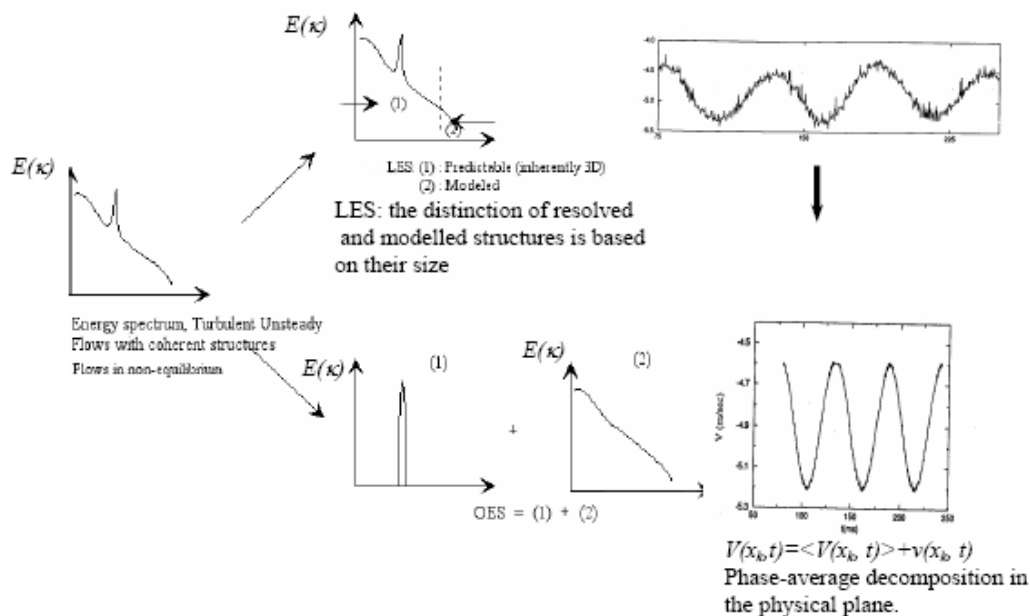


FIG. 2.14: Schématisation du point de vue spectral de l'approche OES par rapport à l'approche LES

C'est dans le contexte de la modélisation OES que se place notre étude, qui a comme objectif de distinguer le mieux possible les processus cohérent et aléatoire et de procéder à une analyse physique de ces parties de l'écoulement, en vue de sa modélisation. Ainsi, après avoir étudié les propriétés statistiques dans le sens stationnaire de l'écoulement (chapitre 5), nous attacherons une importance particulière à la décomposition du mouvement en une partie organisée et une partie aléatoire, ainsi qu'aux termes à modéliser qui découlent de cette décomposition dans les équations moyennées (chapitre 6).



# Chapitre 3

## L'expérience

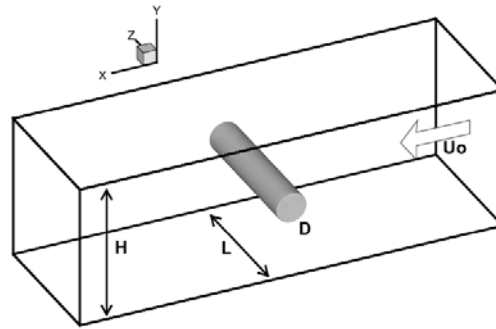
Ce chapitre décrit la configuration de l'expérience, les outils de mesure utilisés, ainsi que les techniques d'analyse que nous avons appliquées.

### 3.1 Configuration étudiée

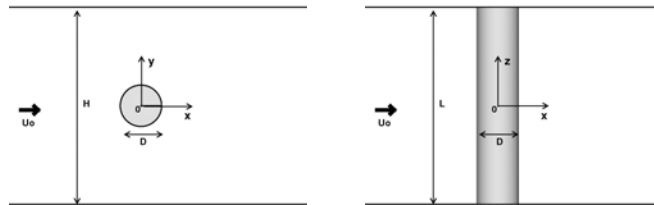
Les différentes campagnes de mesure ont été menées dans la soufflerie S1 de l'IMFT. Cette soufflerie (en fonctionnement depuis 1936!) est une soufflerie subsonique de type Eiffel à veine ouverte et à circuit ouvert. L'écoulement incident est créé par aspiration en aval de la section utile, ce qui permet un écoulement plus stable que par soufflage. Le collecteur en amont d'une longueur de 5m a un diamètre d'entrée de 6m50 et un diamètre de sortie de 2m40. Le diffuseur en aval a un diamètre d'entrée de 2m70 et une longueur de 11m50. Entre le collecteur et le diffuseur, la section utile a un diamètre de 2m40 et une longueur de 2m. La veine présente une ascendance de  $0.6^\circ$ . Le ventilateur à l'arrière du diffuseur, constitué d'une hélice de diamètre 4m20 comprenant 6 pales et entraîné par un moteur de 85CV, permet de monter la vitesse du vent jusqu'à  $35 \text{ m.s}^{-1}$  lorsque la veine est vide.

Le cylindre utilisé pour les essais a été réalisé en plexiglas afin de pouvoir laisser passer une nappe laser. Son diamètre est de 14cm et sa surface a été polie afin de limiter les effets dus à la rugosité de la paroi. Il est monté à l'intérieur d'un canal également en plexiglas sans plaque de garde et son envergure couvre toute la largeur du canal. Celui-ci a une section carrée de 67cm x 67 cm et une longueur de 2m. La configuration est donc caractérisée par un coefficient de blocage de  $D/H=20.9\%$  et un rapport d'aspect de  $L/D=4.8$ . Ce confinement a volontairement été choisi important en vue de permettre une comparaison avec des simulations numériques réalisées sur un domaine 'réaliste'. Le domaine de calcul étant réduit, l'usage de telles conditions aux limites permet également de s'affranchir de conditions aux limites 'infinies' qui bien souvent introduisent un effet de blocage non désiré.

La configuration de l'expérience est résumée sur le schéma 3.1. Le système de coordonnées choisi dans lequel seront exprimés tous les résultats qui suivent y est indiqué. L'axe  $x$  longitudinal est la direction de l'écoulement incident. L'axe  $y$  représente la direction transverse à l'écoulement et normale aux génératrices du cylindre. L'axe  $z$  est dirigé selon l'envergure du cylindre. L'origine du repère se situe au centre du cylindre.



(a) vue 3D



(b) plan (x,y)

(c) plan (x,z)

FIG. 3.1: configuration de l'écoulement et repère de l'étude

La vitesse moyenne  $U_0$  de l'écoulement incident est mesurée au moyen d'un tube de Pitôt placé à l'entrée du canal. Une fois la vitesse réglée, celui-ci a été retiré avant chaque mesure afin de ne pas perturber l'écoulement amont (la régularité de l'écoulement pendant les mesures était vérifiée à l'aide d'un autre tube de Pitôt placé dans la veine à l'extérieur du canal). Les mesures ont principalement été effectuées pour une vitesse en amont de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui donne un nombre de Reynolds basé sur la vitesse en amont et le diamètre du cylindre de  $Re = \frac{U_0 D}{\nu} = 140000$ . Afin de mieux caractériser l'écoulement et le régime étudié, des mesures ont également été effectuées à des vitesses de  $7 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $12 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $18 \text{ m.s}^{-1}$  et  $20.4 \text{ m.s}^{-1}$ , qui correspondent respectivement à des nombres de Reynolds de 65333, 112000, 168000 et 190400.

Dans la suite, par défaut, les coordonnées, vitesses et pressions exprimées seront conventionnellement adimensionnées avec le diamètre  $D$  du cylindre, la vitesse en amont  $U_0$  et la masse volumique  $\rho$  de l'air.

## 3.2 Techniques de mesure

Dans ce paragraphe, nous présentons les moyens de mesures utilisés. Pour chaque technique, nous commencerons par présenter le principe de la mesure et ensuite, nous



exposerons les paramètres et réglages choisis dans l'expérience.

### 3.2.1 Mesures de pression

Des mesures de pression moyenne (tube de Pitôt en amont et pression sur les parois du canal), ainsi que des mesures de pression instationnaire sur la paroi du cylindre ont été réalisées.

Les mesures de pression moyenne sont effectuées au moyen de micromanomètres Furness FC0318 ayant une gamme de mesure de 0-500 Pa. L'erreur de mesure indiquée par le constructeur est de 0.25% de la pleine échelle, ce qui donne une incertitude de 1.25Pa sur les mesures de pression moyenne.

Pour ce qui est de la vitesse en amont, les prises de pression dynamique et statique du tube de Pitôt sont reliées au micromanomètre et la différence entre la pression d'arrêt et la pression statique permet d'accéder à la vitesse de l'écoulement incident via la relation de Bernouilli :

$$\frac{1}{2}\rho U^2 = P_a - P_s \quad (3.1)$$

où

$$\rho = \frac{P_s}{R \cdot T} \text{ avec } R = 287 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

La mesure de la température de l'écoulement étant réalisée avec une précision estimée à 0.5°, on estime en considérant la relation 3.1 que la vitesse en amont est réglée avec une précision de 0.1m.s<sup>-1</sup>.

La pression sur les parois du canal a été mesurée à différentes abscisses le long du canal. Les différentes positions des prises de pression pariétale sont indiquées sur la figure 4.1 dans le paragraphe 4.1. Chaque prise de pression est constituée d'un orifice normal à la paroi de diamètre 0.8 mm et est reliée au micromanomètre par un tube en plastique de diamètre 5mm. Le temps d'intégration du manomètre a été ajusté de manière à obtenir une valeur indiquée stable. Typiquement, le temps nécessaire était de quelques secondes pour les mesures en amont et de l'ordre de la minute à hauteur du cylindre. La répétabilité de ces mesures a été observée à 2% près.

La pression pariétale instationnaire à la surface du cylindre a été mesurée dans le plan médian ( $z/D = 0$ ) à des positions angulaires  $\theta$ , comptées à partir du point d'arrêt amont, allant de 0° à 360° par pas de 10°. Pour ce faire, un capteur Valydine DP15-20 a été monté à l'intérieur du cylindre et relié à un orifice de 0.8mm à la surface du cylindre. Les mesures pour chaque valeurs de  $\theta$  sont ainsi réalisées en tournant le cylindre autour de son axe. Le domaine de mesure du capteur est de  $\pm 860\text{Pa}$  avec une précision de 0.25% de la pleine échelle, et sa bande passante est de 0-1000Hz. La sortie du capteur ( $\pm 10\text{V}$ ) est numérisée au moyen d'une carte d'acquisition DAS 12Bits à une fréquence d'échantillonnage de 1000Hz. L'étalonnage statique du capteur étant réalisé avec une précision de 0.1 Pa.V<sup>-1</sup>, la précision d'une mesure est estimée à 5Pa. Le capteur utilisé n'étant pas à membrane affleurante à la paroi, le raccordement entre la membrane et l'orifice de la prise de pression constitue un système dynamique dont il convient de connaître la fonction de transfert avant d'effectuer des mesures instationnaires. Les dimensions des raccordements

ont été réalisées de manière à obtenir une fréquence de coupure suffisamment éloignée des fréquences auxquelles nous nous sommes intéressés. N'ayant pas pu réaliser d'étalonnage dynamique, nous avons estimé cette fréquence de coupure à 500Hz en se basant sur un modèle linéaire non visqueux (Sevrain [115]). Pour les fréquences inférieures, la fonction de transfert du système est égale à 1. La fréquence principale de l'écoulement (fréquence de Strouhal) ayant une valeur de 30Hz au plus haut nombre de Reynolds étudié, nous pensons que cette fréquence de coupure estimée assure une bonne 'marge de sécurité' vis-à-vis des amplifications et déphasages non désirés qui pourraient être causés par le raccordement. Après quelques mesures préliminaires, nous avons constaté une décroissance importante du spectre vers les hautes fréquences. Nous avons ainsi estimé pouvoir nous passer d'un filtre anti-repliement, l'objectif de ces mesures n'étant pas une étude des très hautes fréquences. Après avoir effectué des tests avec différentes fréquences d'échantillonnage, nous avons fixé la fréquence d'échantillonnage à 1000Hz. Pour les cas les plus défavorables, un léger repliement a été observé pour des fréquences supérieures à 300Hz. Pour cette raison et également par mesure de sécurité vis-à-vis de la fréquence de coupure du montage, nous n'avons pas considéré la partie des spectres obtenus aux fréquences supérieures à 200Hz.

Les mesures de pression moyenne sur les parois du canal et les mesures de pression instationnaires sur le cylindre ont été réalisées en référence à une prise de pression située en dehors de la veine d'essai reliée au micromanomètre par un tube assez long (de l'ordre de 4m) afin d'assurer la stabilité de la pression de référence. Par ailleurs, la pression statique donnée par le Pitôt est mesurée pour chaque vitesse en utilisant cette même pression de référence. Les résultats exposés ultérieurement sont exprimés en référence à cette pression statique et classiquement adimensionnées par  $\frac{1}{2}\rho U^2$ . On exprime ainsi le coefficient de pression :

$$C_p = \frac{P - P_s}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (3.2)$$

### 3.2.2 PIV 2D-2C

La PIV ( Particle Image Velocimetry ) est une technique optique non intrusive de mesure de vitesse dans un écoulement. Elle permet d'accéder à des champs de vitesse instantanée sur un plan. C'est donc une mesure globale au sens spatial. Elle est particulièrement bien adaptée pour la cartographie d'écoulements par rapport à des techniques locales telles que le fil chaud ou l'Anémométrie Doppler Laser avec lesquels on effectue les mesures point par point. Cette technique a connu un essor grandissant depuis un vingtaine d'années du fait de l'information spatiale qu'elle procure. La PIV a été initialement utilisée en 1995 dans le laboratoire. A partir de 2000, le développement d'un algorithme PIV à été initié au sein du groupe 'Ecoulement et Combustion' (Maurel [89]), puis a été développé par le 'Service Signaux Images'. L'objectif n'étant pas d'exposer les diverses applications et évolutions de la PIV, nous décrivons brièvement dans ce paragraphe le principe de la mesure ainsi que le matériel et les procédures utilisées en essayant d'évoquer les principaux aspects métrologiques intervenant dans ce type de mesure. Pour une revue exhaustive sur le sujet, le lecteur peut se référer à des articles de synthèse tels que Adrian [4], Westerweel [134], Raffel et al. [105] ou Lecordier [80].

## 3.2 Techniques de mesure

*principe* : Le fluide est ensemené de particules qui suivent l'écoulement (traceurs). Une nappe laser est générée dans le plan de mesure. Les particules qui passent dans ce plan diffusent alors la lumière de la nappe dans toutes les directions. Une caméra placée normalement au plan de mesure enregistre des doublets d'images de particules, les images d'un doublet étant séparées d'un intervalle de temps connu (temps inter-images). Chaque image est alors découpée en mailles d'interrogation et une intercorrélacion entre les mailles correspondantes de chaque image du doublet permet de quantifier le champ de déplacement des particules d'une image à l'autre. A l'aide d'une calibration et du temps inter-image, on accède ainsi aux deux composantes dans le plan du champ de vitesse instantané.

Le schéma 3.2 tiré de Raffel et al. [105] illustre le principe de la mesure PIV.

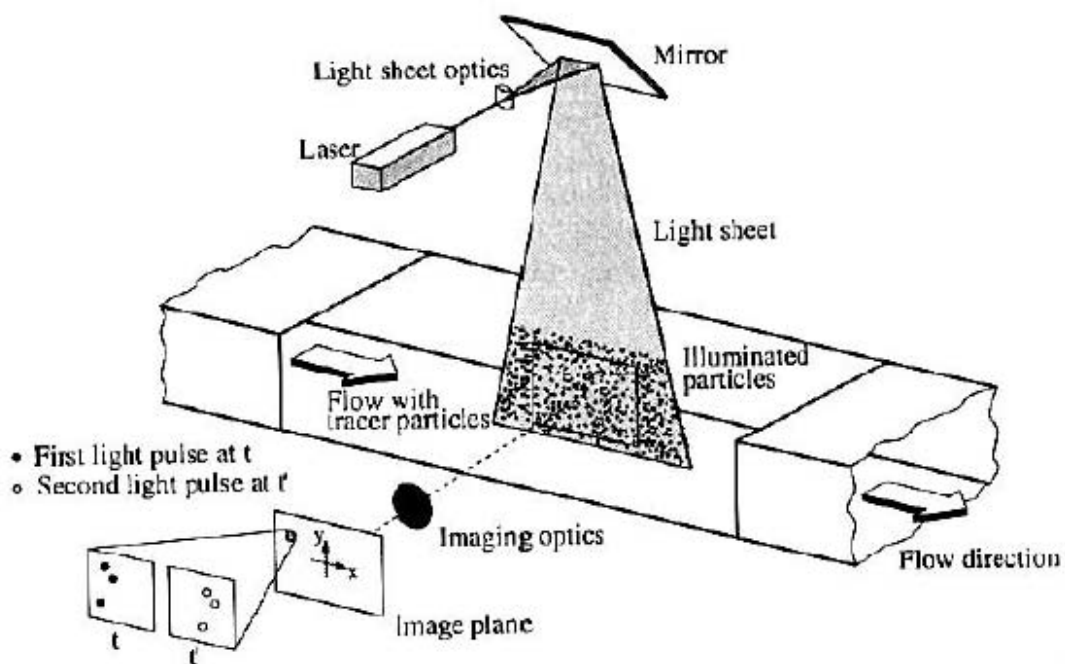


FIG. 3.2: arrangement expérimental de la PIV d'après Raffel et al. [105]

*l'ensemencement* : les particules doivent répondre à plusieurs critères : en premier lieu, elles doivent être de taille suffisamment petite pour suivre l'écoulement sans le perturber. Elles doivent également diffuser correctement la lumière du laser afin de permettre l'acquisition d'images sur une dynamique suffisante. Enfin, contrairement aux techniques de visualisation, l'ensemencement doit être réparti de façon homogène dans l'écoulement afin de pouvoir obtenir une information de vitesse sur tout le domaine mesuré.

Dans notre étude, deux types d'ensemencements ont été utilisés, d'abord des fumigènes Lacroix et ensuite un aérosol de Di(2-ethylhexyl) Sebacate (DEHS) généré par un atomiseur de type Laskin (PIVTEC GmbH). Dans les deux cas, la taille des particules est de l'ordre du micron. L'ensemencement était généré en amont de la veine d'essai, soit en libérant autant de fumigènes que nécessaire, soit en ajustant le débit de gouttelettes de DEHS. La soufflerie étant à veine ouverte, l'ensemencement au préalable de tout le hall était nécessaire afin d'obtenir une répartition homogène des particules. Le DEHS s'est

avéré mieux adapté car les gouttelettes diffusent mieux la lumière et la taille des particules est mieux régulée, ce qui permet une meilleure mise au point de l'objectif de la caméra sur les particules. De plus le débit étant réglable, il est plus facile d'assurer une densité d'ensemencement constante. En contrepartie, les gouttelettes étant assez grasses, nous avons été amené à nettoyer fréquemment le cylindre afin d'éviter les problèmes de dépôt.

*la nappe laser* : Le laser utilisé doit délivrer une énergie suffisante répartie le plus uniformément possible dans le plan de mesure pour que les particules diffusent suffisamment sa lumière. Le laser utilisé est un laser Nd-YAG pulsé double cavité de marque Quantel (Twin CFR 200). Il délivre une énergie de 2x200mJ que l'on répartit sur une nappe au moyen de deux lentilles cylindrique et sphérique. Pour l'acquisition d'un doublet d'images, chaque cavité délivre un 'pulse' laser avec un décalage en temps qui correspond au temps inter-images. La durée du pulse laser est inférieure à 9ns.

L'épaisseur de la nappe générée constitue un paramètre important de la mesure, plusieurs points étant à considérer. Nous verrons au paragraphe suivant que la caméra enregistre le signal émis par les particules qui se trouvent à l'intérieur de la nappe sur toute son épaisseur à l'instant du pulse. On fait donc l'hypothèse que le mouvement des particules est constant sur l'épaisseur de la nappe et bien sûr plus la nappe sera épaisse, moins cette hypothèse sera vérifiée. Par contre, un écoulement parfaitement bidimensionnel étant illusoire, le mouvement des particules comporte une composante normale au plan. Ainsi, si l'épaisseur de la nappe est trop fine, on augmente la probabilité que des particules entrent ou sortent de la nappe entre les deux prises d'images d'un doublet et ceci ne fait qu'ajouter du bruit lors de la détermination du déplacement des particules. Un compromis est donc à trouver. Dans notre cas, l'épaisseur de la nappe générée est de l'ordre de  $e \simeq 1\text{mm}$ , ce qui correspond à une valeur adimensionnée de  $e/D=1/140=0.007$ . Nous notons également que la composante normale au plan induit par projection sur le capteur de la caméra un biais sur la mesure des composantes dans le plan. Nous reviendrons sur cet aspect dans le paragraphe suivant portant sur la PIV stéréoscopique.

*la caméra* : Les images sont acquises avec une caméra PCO-Sensicam (capteur CCD) possédant une résolution de 1280x1024 pixels et une dynamique de 4096 niveaux de gris (12 bits). La caméra est placée en dehors de la veine afin d'éviter les problèmes de vibrations à une distance d'environ 1m du plan de mesure et est équipée d'un objectif de focale 60mm ou 35 mm selon les plans mesurés. La profondeur de champ est estimée de l'ordre du cm. C'est donc bien l'épaisseur de la nappe qui définit l'épaisseur du plan de mesure. Le réglage de l'ouverture du diaphragme est fonction de plusieurs aspects. Plus le diaphragme est ouvert, plus on laisse passer d'énergie jusqu'au capteur et donc plus l'acquisition se fera sur une grande dynamique de niveau de gris. En revanche, la taille des images de particules aura tendance à diminuer (On peut consulter par exemple Raffel et al. [105]). Or, des images de particules de taille inférieure à 2 pixels peuvent entraîner un défaut classique nommé "peak-locking" qui consiste en un biais du calcul du champ de déplacements vers des valeurs entières de pixels (Westerweel [134]). Le réglage de l'ouverture du diaphragme doit donc amener à des images de particules de tailles suffisantes pour éviter le "peak-locking" et suffisamment lumineuses pour permettre la corrélation des images. Dans notre cas, l'ouverture du diaphragme est réglée à 11 pour une dimension de pixel de  $6.7\mu\text{m}$  de côté.

### 3.2 Techniques de mesure

*l'acquisition des images* : L'ensemble de la chaîne de mesure (laser + caméra) est synchronisé à une fréquence de 4Hz au moyen d'un boîtier de synchronisation réalisé au laboratoire par le 'Service Signaux Images' et piloté par un PC. Le schéma 3.3 indique du point de vue temporel comment l'acquisition des doublets d'images est réalisée. L'acquisition de la première image d'un doublet commence au temps  $t_{c1}$  sur une durée  $T_1$  réglable (typiquement  $15\mu s$ ). Pendant ce temps, le premier pulse laser est déclenché à  $t_{l1}$ . A l'instant  $t_{c2}$ , l'acquisition de la seconde image commence et s'effectue sur une durée  $T_2$  qui correspond au temps d'enregistrement de la première image. Le second pulse est déclenché dans cet intervalle de temps à  $t_{l2}$ . L'intervalle de temps  $T_2$ , assez long par rapport à la durée du pulse laser, impose de travailler dans le noir afin de limiter le bruit pouvant être créé par la lumière autre que celle du laser pendant le temps d'intégration de la caméra ( $T_2 = 110ms$ ). Le temps inter-image  $dt = t_{l2} - t_{l1}$  est réglé en fonction des vitesses mesurées et de la taille du champ acquis. Nous reviendrons sur ce réglage dans le paragraphe suivant. Les images acquises par la caméra sont stockées dans la mémoire vive du PC pendant l'acquisition, puis enregistrées sur disque dur.

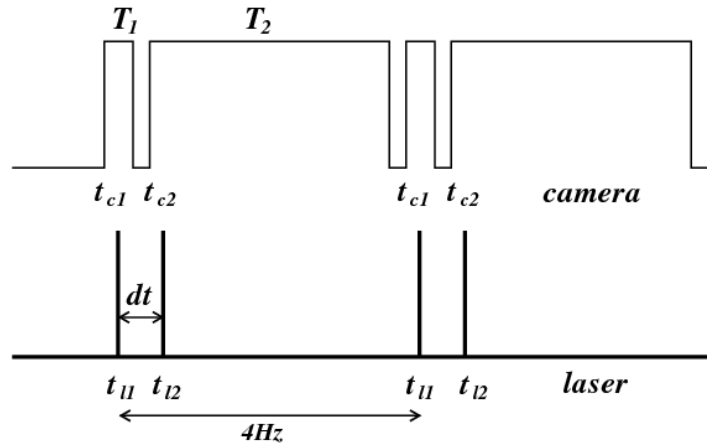


FIG. 3.3: synchronisation de la chaîne PIV

*le traitement des images* : Une fois les images doubles acquises, on doit déterminer le champ de déplacement des particules d'une image à l'autre. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel 'PIVIS' développé au sein du laboratoire par le 'Services Signaux Images'.

Contrairement à des mesures telles que la PTV (Particle Tracking Velocimetry), la densité de particules ne permet pas de suivre le déplacement de chaque particule. On cherche donc à déterminer le déplacement d'un ensemble de particules en reconnaissant le motif qu'elle forment sur chaque image. Les images sont découpées en mailles d'interrogation dont on définit la taille en pixels. L'intercorrélacion des mailles de chaque image du doublet présente un niveau de bruit moyen et un pic de corrélation maximum dont la position correspond au déplacement le plus probable des particules à l'intérieur de la maille. Le rapport entre la valeur du pic de corrélation de plus grande amplitude et le second pic définit le rapport signal sur bruit (rsb) qui est un indicateur de la qualité de la corrélation. Dans PIVIS, l'intercorrélacion 2D est réalisée dans le plan spectral (fft), ce qui permet de gagner en rapidité de calcul par rapport à des méthodes directes. La taille des mailles est alors une puissance de 2 (typiquement 16, 32 ou 64 pixels)

Trois algorithmes sont possibles :

Le calcul '1 passe' calcule l'intercorrélation entre les mailles situées à la même position sur les deux images. Le calcul souffre alors de plusieurs problèmes. Les mailles considérées étant à la même position sur chaque image du doublet, des particules entrent ou sortent de la maille entre les deux images, ce qui réduit la valeur du pic de corrélation, augmente le niveau moyen de bruit et donc détériore la qualité de la mesure. On est donc limité à des tailles de mailles relativement grandes (typiquement pour des déplacements de l'ordre de 6-8 pixels, il est difficile de calculer des corrélations correctes avec des tailles de mailles inférieures à 64x64 pixels). Egalement, l'interpolation 'subpixel' du pic de corrélation introduit très souvent un biais vers les valeurs entières. Ceci constitue une autre source possible de "peak locking".

Afin d'améliorer la précision sur la détermination de la position du pic de corrélation et de permettre un calcul sur des mailles de plus petite taille, des algorithmes itératifs sont utilisés. Le premier que l'on nommera 'itératif subpixel' consiste à décaler les mailles d'interrogation symétriquement sur chaque image à chaque itération afin de faire correspondre au mieux les motifs des particules. Le décalage des mailles est donné par le déplacement calculé à l'itération précédente. Les déplacements de mailles sont calculés en valeurs décimales et les images sont interpolées (interpolateur de type Wittaker) afin de centrer le pic de corrélation sur le centre de la maille. Les itérations sont ainsi répétées jusqu'à trouver un déplacement nul (au critère de convergence près) entre les mailles ainsi décalées. On peut trouver le détail de ce schéma dans Maurel [89] ou Lecordier [80]. Cet algorithme permet de calculer des champs de déplacement sur des mailles de taille 32x32 pixels.

Le second algorithme itératif que l'on nommera 'déformation d'image' ajoute au décalage une déformation des images. La déformation des images est déterminée à partir du champ de déplacement calculé à l'itération précédente interpolé sur chaque pixel. Cet algorithme prend ainsi mieux en compte les gradients de vitesse à l'intérieur de la maille. Les détails de ce schéma peuvent être trouvés dans Lecordier and Trinite [81]. Cet algorithme permet ainsi de calculer les champs pour des tailles de maille de 16x16 pixels ou même 8 x 8 pixels selon les images acquises.

Enfin, afin d'augmenter le nombre de points du maillage, on peut imposer un recouvrement des mailles d'interrogation. La majorité des études montre qu'il n'est pas nécessaire d'imposer un recouvrement supérieur à 50%. En effet, en terme de résolution spatiale, les études Lecordier et al. [82], Foucault [58] montrent que les plus petites échelles résolues sont principalement déterminées par la taille de la maille. De plus, pour ce qui est du calcul des gradients, Raffel et al. [105] montre qu'un recouvrement optimum est atteint pour 50%.

L'erreur avec laquelle sont estimés les déplacements dépend de beaucoup de facteurs. Elle est fonction à la fois de la qualité des images acquises, de l'algorithme utilisé et surtout du gradient local de vitesse au point considéré. Divers tests réalisés sur des images synthétiques et sur des images réelles ont montré que l'erreur peut être largement estimée à 0.1 pixel.

Pour notre étude, la majorité des champs ont été calculés avec l'algorithme 'itératif subpixel' sur des mailles de 32x32 pixels avec un recouvrement de 50%. Les résultats ont cependant été vérifiés ou améliorés pour certains plans de mesure en utilisant l'algorithme 'déformation d'image' sur des mailles de 32 x 32 pixels et 16 x 16 pixels.



*le temps inter-image* : Le champ de vitesse instantané est estimé à partir des déplacements ainsi calculés en pixel. Ainsi, la vitesse mesurée correspond à l'intégration de la vitesse réelle pendant le temps inter-images. Celui-ci doit donc être choisi suffisamment petit pour que cette approximation reste valable. Egalement, la norme des déplacements de particules sont directement fonction du temps inter-images. Ainsi, si les déplacements sont trop grands, la corrélation des deux images sera plus difficile et si les déplacements sont trop petits, l'erreur relative de leur calcul sera grande. Typiquement, le temps inter-images est réglé de manière à obtenir des déplacements de l'ordre de 6-7 pixels pour de mailles de 32x32 voire 16x16 pixels, ce qui permet une bonne corrélation et une erreur relative de 2%.

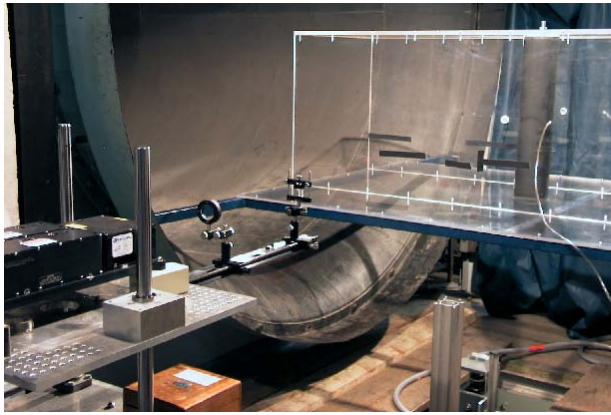
*la calibration* : Une fois les champs de déplacements calculés en pixels, une calibration est nécessaire afin d'exprimer les champs de vitesse dans le plan de mesure. Pour ce faire, les réglages étant effectués pour la mesure d'un plan, l'image d'une mire placée dans le plan de mesure est enregistrée. La correspondance entre les coordonnées physiques des différents points de la mire et leurs coordonnées en pixels sur l'image permet la détermination d'une fonction de passage. L'axe optique de la caméra étant normal au plan de mesure, en négligeant les aberrations géométriques, nous avons classiquement adopté une fonction de la forme :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}_{mm} = \begin{bmatrix} M & 0 \\ 0 & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}_{pixels} = \begin{bmatrix} C & S \\ -S & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}_{pixels}$$

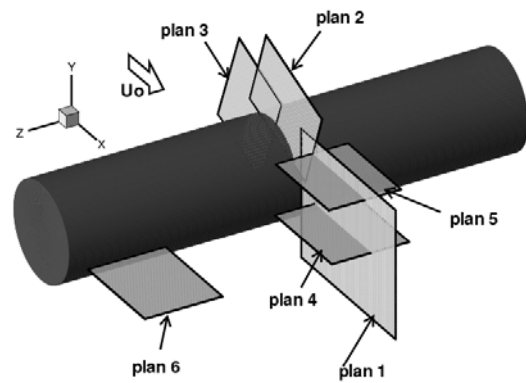
où  $M$  désigne le facteur de calibration et  $\theta$  l'angle entre les axes de la caméra et les axes choisis de l'expérience. Les coefficients sont déterminés par une méthode des moindres carrés sur une trentaine de points repérés sur la mire. Selon les plans mesurés, le facteur de calibration calculé se situe entre 0.1 et 0.2  $mm.pxl^{-1}$  (cf. tableaux 3.1 et 3.2).

*validation des mesures* : Les champs de vecteurs ainsi mesurés comportent bien souvent quelques vecteurs erronés. Le nombre de ces vecteurs erronés dépend de plusieurs paramètres d'acquisition tels que les réglages de la caméra, la densité de particules, la composante normale au plan,... et doit être minimisé lors de la phase de réglage avant l'acquisition. Toutefois, des défauts de densité de particules, des gradients importants ou une composante normale au plan, par exemple, peuvent apparaître localement et de façon non systématique et sont ainsi à l'origine des vecteurs erronés pour la plupart du temps isolés. Ces vecteurs doivent être détectés et par la suite non pris en compte. Plusieurs méthodes ont été proposées pour trier les vecteurs. Le tri le plus simple est réalisé par un seuillage sur le rapport signal sur bruit, issu du calcul de la corrélation. Egalement, les vecteur erronés ayant le plus souvent une norme bien plus grande que les vecteurs valides, un seuillage sur la norme des vecteurs vitesse se révèle efficace. D'autre techniques comparent le vecteur considéré à ses voisins en considérant l'écart avec la valeur moyenne ou la valeur médiane des voisins proches. Etant donné le caractère très turbulent de notre écoulement, nous nous sommes limité à des critères de détection basés uniquement sur le vecteur considéré. Ainsi, dans notre cas, un vecteur est validé si la valeur rsb issue de la corrélation est supérieure à 1.5 et si sa norme est inférieure à 10 pixels. Ce tri a conduit à enlever environ 4% des vecteurs mesurés.

*les plans mesurés* : Le montage complet des mesures PIV 2D-2C, ainsi qu'un schéma des différents plans mesurés sont indiqués sur la figure 3.4. Pour des raisons de commodité, la nappe laser a été générée dans un plan horizontal. La section du canal étant carrée, le cylindre a été monté successivement en position verticale afin de mesurer les composantes U et V sur des plans  $(x,y)$  (plans 1, 2 et 3), puis en position horizontale afin de mesurer les composantes U et W dans des plans  $(x,z)$  (plans 4, 5 et 6). Les plans 1  $(x,y)$  et 4  $(x,z)$  sont situés dans le sillage proche et se coupent sur l'axe arrière dans le plan médian  $y/D = 0.5$ . Le plan  $(x,y)$  2 est situé autour du décollement et le plan 3  $(x,y)$  à l'amont du cylindre. Le plan 5  $(x,z)$  est situé dans la région de cisaillement à  $z/D = 0$ . Enfin le plan 6  $(x,z)$  est proche de la paroi du canal.



(a) montage



(b) plans mesurés

FIG. 3.4: mesures PIV2 2D-2C

Concernant la mesure des plans 2 et 3, la paroi du cylindre est dans le champ de vision de la caméra. La nappe laser impactant sur le cylindre, ceci pose un problème classique de réflexion et de saturation du capteur de la caméra et une limitation de la mesure proche paroi. Après avoir essayé sans succès des mesures du côté de "l'entrée" de la nappe dans le cylindre, nous avons opté pour une mesure du côté de la "sortie" de la nappe, la diffusion par la paroi étant moins importante. La mesure s'est avérée correcte à partir d'une distance de 2mm de la paroi, ce qui a permis d'observer le décollement, mais pas de résoudre la couche limite sur le cylindre. Ultérieurement, une solution à ce problème pourrait être de peindre le cylindre avec de la peinture fluorescente et d'ajouter un filtre qui stoppe la longueur d'onde d'émission du laser sur l'objectif de la caméra.

Les différents paramètres relatifs à chaque plan mesuré sont consignés dans les tableaux 3.1 et 3.2. Le facteur de calibration, la taille du champ, le domaine de mesure dans le système de coordonnées adimensionnées, la résolution ainsi que le temps inter-images à chaque Re mesuré y sont indiqués. La résolution indiquée correspond à un calcul sur des mailles d'interrogation de 32x32 pixels avec un recouvrement de 50%.

*limitations des mesures*



### 3.2 Techniques de mesure

	plan 1	plan 2	plan 3
facteur de calibration	$0.1956\text{mm}\cdot\text{pxl}^{-1}$	$0.1237\text{mm}\cdot\text{pxl}^{-1}$	$0.1209\text{mm}\cdot\text{pxl}^{-1}$
taille du champ	238x188 mm	150x119 mm	147x116 mm
domaine de mesure	$0.51 < x/D < 2.3$ $-0.6 < y/D < 0.6$ $z/D=0$	$0.38 < y/D + 0.37x/D < 1.28$ $-1.58 < y/D - 2.73x/D < 1.55$ $z/D=0$	$0.23 < y/D - 2.53x/D < 2.49$ $-0.32 < y/D + 0.39x/D < 0.81$ $z/D=0$
résolution	$0.0224D$ (3.13mm)	$0.0141D$ (1.98mm)	$0.0138D$ (1.93mm)
Re mesurés et temps inter-images	$Re=65333 : dt=100\mu s$ $Re=112000 : dt=70\mu s$ $Re=140000 : dt=60\mu s$ $Re=168000 : dt=50\mu s$ $Re=190400 : dt=40\mu s$	$Re=65333 : dt=60\mu s$ $Re=112000 : dt=35\mu s$ $Re=140000 : dt=30\mu s$ $Re=168000 : dt=25\mu s$ $Re=190400 : dt=20\mu s$	$Re=140000 : dt=35\mu s$

TAB. 3.1: paramètres des plans  $(x, y)$  mesurés

Comme nous l'avons vu, le "peak-locking", qui consiste en un biais des déplacements mesurés vers des valeurs entières de pixels, peut avoir deux causes différentes. La première est liée à un sous-échantillonnage des images de particules sur le capteur de la caméra. La seconde est liée à un mode de calcul faisant intervenir une dissymétrie dans l'interpolation des pics de corrélation. Les algorithmes utilisés dans notre étude (logiciel 'PIVIS' de l'IMFT) ont été réalisés de manière à éviter ce défaut. Cependant, dans notre étude, les champs mesurés sont de grande dimension et de plus, les dimensions de la soufflerie imposent un certain éloignement du laser ainsi que de la caméra des régions mesurées, ce qui se traduit par une diminution de l'énergie diffusée par les particules sur le capteur. Pour ces raisons, l'échantillonnage optimum qui consiste en des tailles de particules de 2 pixels, a été difficile à obtenir pour toutes les particules. La figure 3.5a montre un exemple d'image acquise. Nous y voyons des images de particules suffisamment résolues mais également des images de particules de taille d'un pixel. Pour identifier les effets de ce défaut, nous traçons sur la figure 3.5b un histogramme des déplacements mesurés que l'on compare à un histogramme typiquement obtenu avec des mesures affectées de "peak-locking" issus de Westerweel [134]. La présence de 'bosses' au niveau des valeurs entières de pixels indique que nos mesures sont légèrement affectées de "peak-locking". Même si cet effet reste faible par rapport à l'exemple de Westerweel [134], il convient de connaître les limitations qu'il entraîne sur les traitements ultérieurs. D'après Christensen [40], le calcul de la moyenne statistique n'est pas influencé par ce biais. Egalement, le calcul des corrélations en 1 points et en 2 points n'est que très faiblement affecté si le niveau des fluctuations turbulentes est large (supérieure à 1 pixel). En particulier, dans le cas d'un "peak-locking" modéré, aucune

	plan 4	plan 5	plan 6
facteur de calibration	$0.118mm.px^{-1}$	$0.1096mm.px^{-1}$	$0.118mm.px^{-1}$
taille du champ	143x113 mm	133x105 mm	143x113 mm
domaine de mesure	$0.79 < x/D < 1.81$ $y/D = 0$ $-0.39 < z/D < 0.41$	$0.75 < x/D < 1.70$ $y/D = 0.5$ $-0.37 < z/D < 0.38$	$0.79 < x/D < 1.81$ $y/D = 0$ $1.56 < z/D < 2.37$
résolution	$0.0134D$ (1.88mm)	$0.0125D$ (1.75mm)	$0.0134D$ (1.88mm)
Re mesurés et temps inter-images	$Re=65333 : dt=50\mu s$ $Re=112000 : dt=35\mu s$ $Re=140000 : dt=30\mu s$ $Re=168000 : dt=30\mu s$ $Re=190400 : dt=25\mu s$	$Re=140000 : dt=30\mu s$	$Re=140000 : dt=40\mu s$

TAB. 3.2: paramètres des plans  $(x, z)$  mesurés

locking” modéré, aucune modification notable sur l’estimation des moments statistiques n’est constaté. Cet aspect est confirmé du point de vue spectral par l’étude de Cid [41] réalisée à partir d’images de synthèses. Dans notre étude, l’essentiel des fluctuations turbulentes observées étant de l’ordre de 3 pixels, nous pensons que les grandeurs estimées à partir de ces mesures ne sont quasiment pas affectées par ce faible effet de ”peak-locking”.

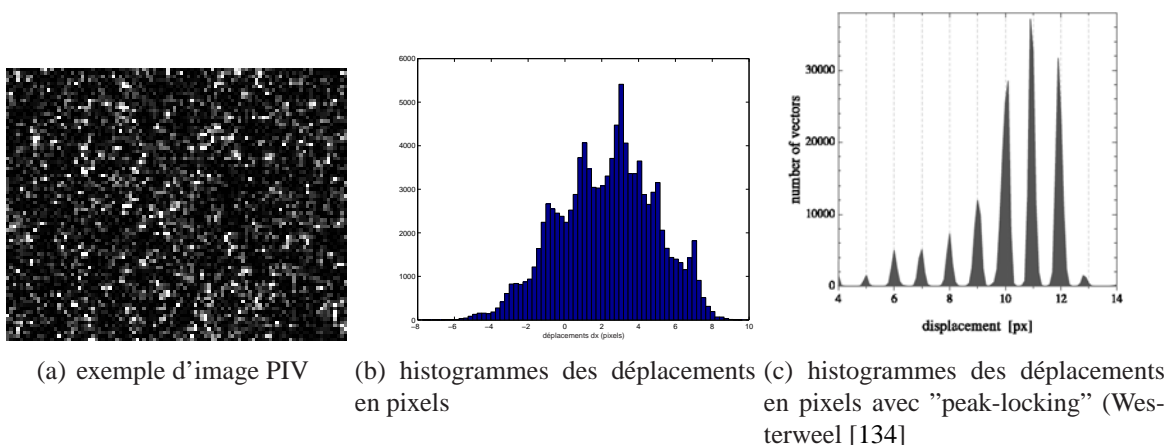


FIG. 3.5: "peak-locking"

### 3.2 Techniques de mesure

Une limitation des mesures réside également dans le fait que les mailles d'analyse sont de taille bien supérieure aux plus petites échelles de l'écoulement. Ainsi la résolution ne permet pas d'accéder à ces échelles. Nous avons vu que les déplacements mesurés correspondent au déplacement le plus probable des particules dans la maille d'analyse pendant le temps inter-image. Le filtrage spatial ainsi induit peut conduire à sous estimer les valeurs rms des fluctuations de vitesse. Nous avons effectué quelques tests préalables en diminuant la taille des plans de mesure, ainsi qu'en diminuant la taille des mailles d'analyse et ces tests n'ont pas montré de variation des valeurs moyennes et rms. Ainsi, nous pensons que la résolution de ces acquisitions permet d'évaluer la majeure partie de l'énergie des quantités fluctuantes. A l'inverse, la taille des mailles d'analyse relativement aux plus petites échelles de l'écoulement, peut avoir pour effet d'augmenter l'erreur sur le calcul des vecteurs si le gradient de vitesse est trop important à l'intérieur de la maille d'analyse. La figure 3.6a est issue de tests effectués par le 'Service Signaux Images' sur des images de synthèse avec un gradient de vitesse imposé. La figure représente l'erreur rms sur le calcul des déplacements en fonction du gradient. Celle-ci reste en dessous de 0.1 pixel pour des gradients inférieurs à 0.1 pixel et augmente fortement pour des gradients supérieurs. Nous avons tracé sur les figures 3.6b et c des histogrammes des gradients de vitesse en pixel/pixel sur le plan 1 ( $x,y$ ) dans la région en aval du décollement où les gradients sont les plus importants, ainsi qu'au centre du sillage. Il s'avère que les gradients dépassent rarement la valeur de 0.1 pixel dans les régions de cisaillement, ce qui laisse supposer que les valeurs rms de vitesse ne sont pas trop surestimées. Dans le sillage, les gradients restent largement en dessous de 0.1 pixel/pixel.

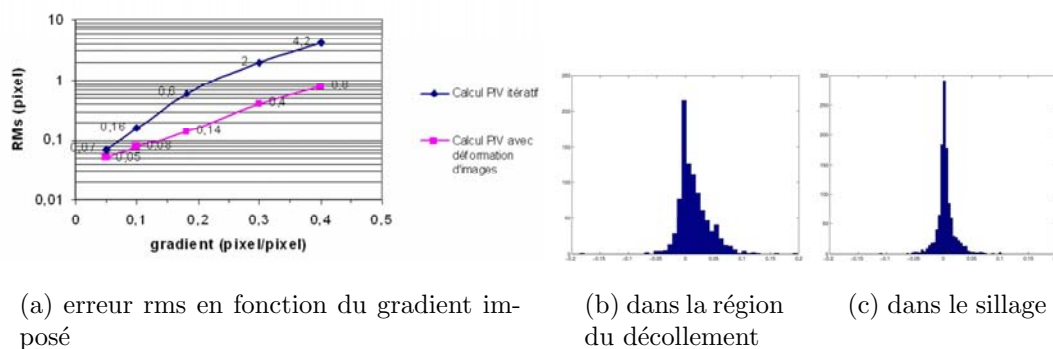


FIG. 3.6: histogrammes des gradients mesurés en pixels

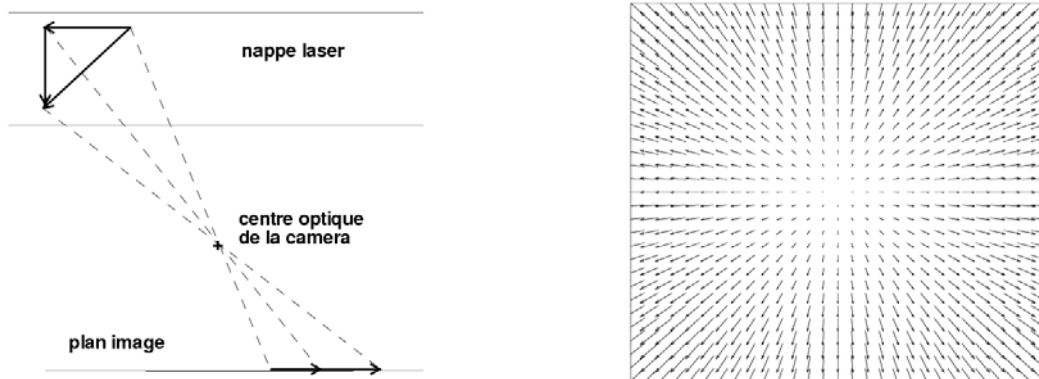
Enfin, les acquisitions sur le plan 4 ( $x,z$ ) ont montré a posteriori des différences quant à la composante longitudinale de vitesse moyenne  $\bar{U}$  avec les mesures effectuées dans le plan 1 ( $x,y$ ) sur l'axe arrière qui excèdent légèrement l'erreur de mesure estimée. Nous rappelons que ce plan 4 a été mesuré avec le cylindre placé horizontalement alors que le plan 1 a été mesuré avec le cylindre placé verticalement. Cependant, ces différences ne peuvent pas être complètement imputées à ce changement de configuration, ce qui laisserait supposer un défaut d'alignement avec l'écoulement incident, car les mesures de PIV stéréoscopique, présentées dans le paragraphe suivant ont également été effectuées avec le cylindre placé horizontalement et un bon accord a été trouvé avec les mesures sur le plan 1. Pour ces raisons, nous pensons que les différences observées sont plutôt dues aux effets de la forte

composante transversale au plan de mesure dans cette configuration. Ainsi, dans la suite, les mesures effectuées dans ce plan 4 ( $x, z$ ) ne sont considérées que de manière qualitative.

Pour chaque plan et à chaque vitesse, un ensemble de champs de vecteurs instantanés est acquis afin d'effectuer des traitements statistiques sur ces données. Nous reviendrons dans le chapitre 3.3 sur l'échantillonnage conditionnel ou non des champs de vitesse ainsi que sur le nombre de réalisations de chaque ensemble.

### 3.2.3 PIV stéréoscopique 2D-3C

La PIV classique 2D-2C permet de mesurer les deux composantes de vitesse appartenant au plan de mesure. La mesure est en fait réalisée en projetant le déplacement des particules du plan de mesure (que l'on nommera plan objet) dans le plan du capteur (que l'on nommera plan image). Ainsi, la composante de vitesse normale au plan objet induit un biais sur les composantes projetées dans le plan image. Le schéma 3.7a illustre ce défaut. Sur la figure 3.7b qui représente un champ de déplacement obtenu par PIV classique lorsque le mouvement est normal au plan, nous voyons que le biais est d'autant plus important que l'on s'éloigne de l'axe optique de la caméra. Notons que ce biais est à la fois fonction de la norme de la composante normale au plan objet et également de l'angle entre la normale au capteur CCD et l'axe formé par le centre optique et le point de mesure. Ainsi, pour une composante normale fixée, plus la caméra sera éloignée, plus ce défaut sera atténué (mais au prix d'une perte d'énergie!).



(a) projection du vecteur vitesse sur le plan image

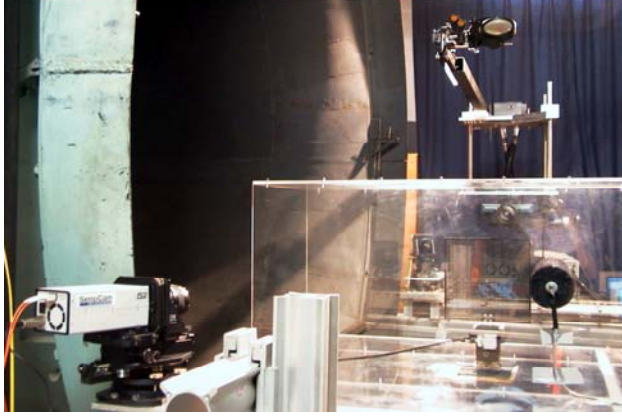
(b) champ de vecteur résultant d'un mouvement normal au plan

FIG. 3.7: biais induit par la composante normale au plan de mesure en PIV 2D-2C

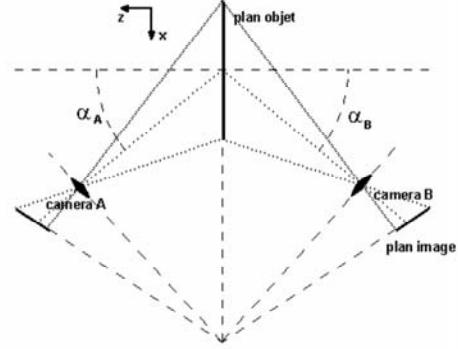
Pour résoudre ce problème, l'utilisation de deux caméras en configuration stéréoscopique permet d'obtenir l'information sur les trois composantes de la vitesse. Pour ce faire, une reconstruction des trois composantes à partir des déplacements 2D enregistrés sur chaque caméra est effectuée. Afin, d'une part, de vérifier l'influence de la composante normale au plan sur les mesures PIV 2D-2C, et d'autre part, afin de mesurer toutes les composantes du tenseur des contraintes turbulentes, nous avons appliqué cette technique

### 3.2 Techniques de mesure

dans le plan 1 (cf 3.4). Pour une revue exhaustive des différents montages et applications possibles de la PIV stéréoscopique, le lecteur peut se reporter à Prasad [104]. Nous présentons ici la configuration utilisée dans notre étude et les procédures développées par le service 'Signaux Images', pour la reconstruction du champ de vitesse (Cid et al. [42]).



(a) montage



(b) configuration angulaire de Scheimpflug

FIG. 3.8: mesures PIV stéréoscopique

Le montage est réalisé en configuration angulaire de Scheimpflug (schéma 3.8b) dans laquelle le plan objet, le plan de l'objectif et le plan image sont colinéaires. Cette configuration permet une mise au point sur tout le plan, au prix d'un grandissement qui n'est pas uniforme. Les images sont donc étirées et une calibration précise doit être établie afin de passer du plan image au plan objet. Similairement à Willert [135], les caméras sont placées de chaque côté du plan objet. Ainsi, l'image est étirée dans le même sens sur chaque caméra, ce qui permet un plus grand recouvrement des régions vues par chaque caméra que si celles-ci étaient placées du même côté du plan. La reconstruction est effectuée dans le plan objet à partir des déplacements enregistrés sur chaque caméra et projetés sur le plan objet. Les équations utilisées sont similaires à celles employées par Willert [135] :

$$\begin{aligned}
 dx &= \frac{dX_B \cdot \tan \alpha_A - dX_A \cdot \tan \alpha_B}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B} \\
 dy &= \frac{dY_A + dY_B}{2} + \frac{dX_B - dX_A}{2} \cdot \frac{\tan \beta_B - \tan \beta_A}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B} \\
 dz &= \frac{dX_B - dX_A}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

où  $dX_A$ ,  $dY_A$ ,  $dX_B$ ,  $dY_B$  sont les déplacements vues par chaque caméra A et B et projetés dans le plan objet et où  $\alpha_A$ ,  $\beta_A$ ,  $\alpha_B$ ,  $\beta_B$  sont les angles entre l'axe normal au plan objet et l'axe formé par le point de mesure et le centre optique de la caméra. Le schéma 3.9, issu de Willert [135] illustre cette reconstruction.

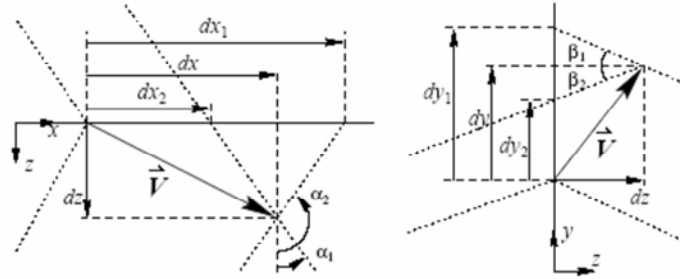


FIG. 3.9: reconstruction des 3 composantes dans le plan objet tiré de Willert [135]

Avant d'effectuer les mesures, une phase de calibration est nécessaire pour déterminer les fonctions de passage qui permettent de projeter les déplacements du plan image sur le plan objet et de quantifier les valeurs des angles  $\alpha$  et  $\beta$  en chaque point du maillage. Celle-ci est effectuée à l'aide d'une mire constituée d'une plaque en aluminium anodisé d'1mm d'épaisseur percée de 1064 motifs circulaires de 5mm de diamètre. Dans un premier temps, la mire, éclairée par une source de lumière blanche, est placée dans le plan de mesure et une image de celle-ci est enregistrée par chaque caméra. La figure 3.10 représente une image de mire. La détection des positions de chaque motif est obtenue par une première étape de seuillage et de détection de contour. Puis un motif moyen est reconstruit et corrélé avec les motifs de l'image originale (Scarano [111]). Une fois les centres des motifs obtenus, on détermine une fonction de passage entre les coordonnées du plan image  $(x_i, y_i)$  et celles du plan objet  $(x_o, y_o)$ , choisie comme étant une fonction polynomiale du 3<sup>eme</sup> ordre :

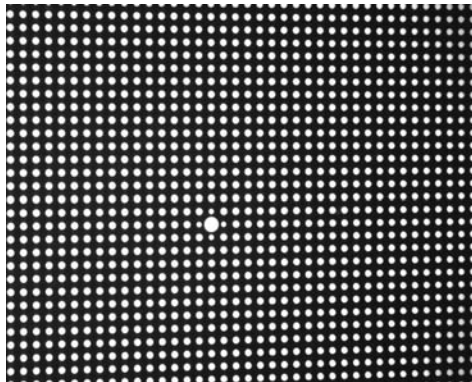


FIG. 3.10: exemple d'image de mire

$$x_o = a_1 x_i^3 + a_2 x_i^2 y_i + a_3 x_i y_i^2 + a_4 y_i^3 + a_5 x_i^2 + a_6 x_i y_i + a_7 y_i^2 + a_8 x_i + a_9 y_i + a_{10}$$

$$y_o = b_1 x_i^3 + b_2 x_i^2 y_i + b_3 x_i y_i^2 + b_4 y_i^3 + b_5 x_i^2 + b_6 x_i y_i + b_7 y_i^2 + b_8 x_i + b_9 y_i + b_{10} \quad (3.4)$$

La précision sur la détection des motifs influe directement sur la détermination des angles  $\alpha$  et  $\beta$ , donc sur le calcul des 3 composantes. L'erreur de reprojction calculée est inférieure à  $16\mu\text{m}$  pour les deux caméras.

Dans un deuxième temps, la mire est translatée selon l'axe normal au plan de -2mm et +2mm. L'acquisition des images de mire permet alors la détermination des angles  $\alpha$  et  $\beta$ .



En utilisant les équations 3.3, on peut donc, à partir des déplacements enregistrés sur chaque plan image, reconstruire les trois composantes des déplacements dans le plan objet. Il faut cependant que  $dX_A$ ,  $dY_A$ ,  $dX_B$ ,  $dY_B$  soient exprimés aux mêmes points du plan objet. Afin d'éviter toute interpolation, une fonction de passage de la caméra A vers la caméra B ( $F_{AB}$ ) est déterminée en intercorrélant des images de particules prises par chaque caméra lors d'un même pulse laser. Ainsi, le défaut d'alignement entre la nappe laser et le plan objet de la mire est corrigé (Coudert and Shon [44]). De plus, les déplacements sur l'image B sont calculés sur un maillage imposé correspondant à la transformée du maillage cartésien sur lequel sont calculés les déplacements de l'image A par la fonction  $F_{AB}$ . Ainsi, les champs de vecteurs issus des caméras A et B sont appariés sans interpolation des vecteurs vitesse. La reconstruction est donc effectuée dans le plan objet sur un maillage non cartésien. On peut ensuite, afin de faciliter les traitements tels que le calcul des gradients, interpoler les champs obtenus sur une grille cartésienne. La figure 3.11 résume cette procédure.

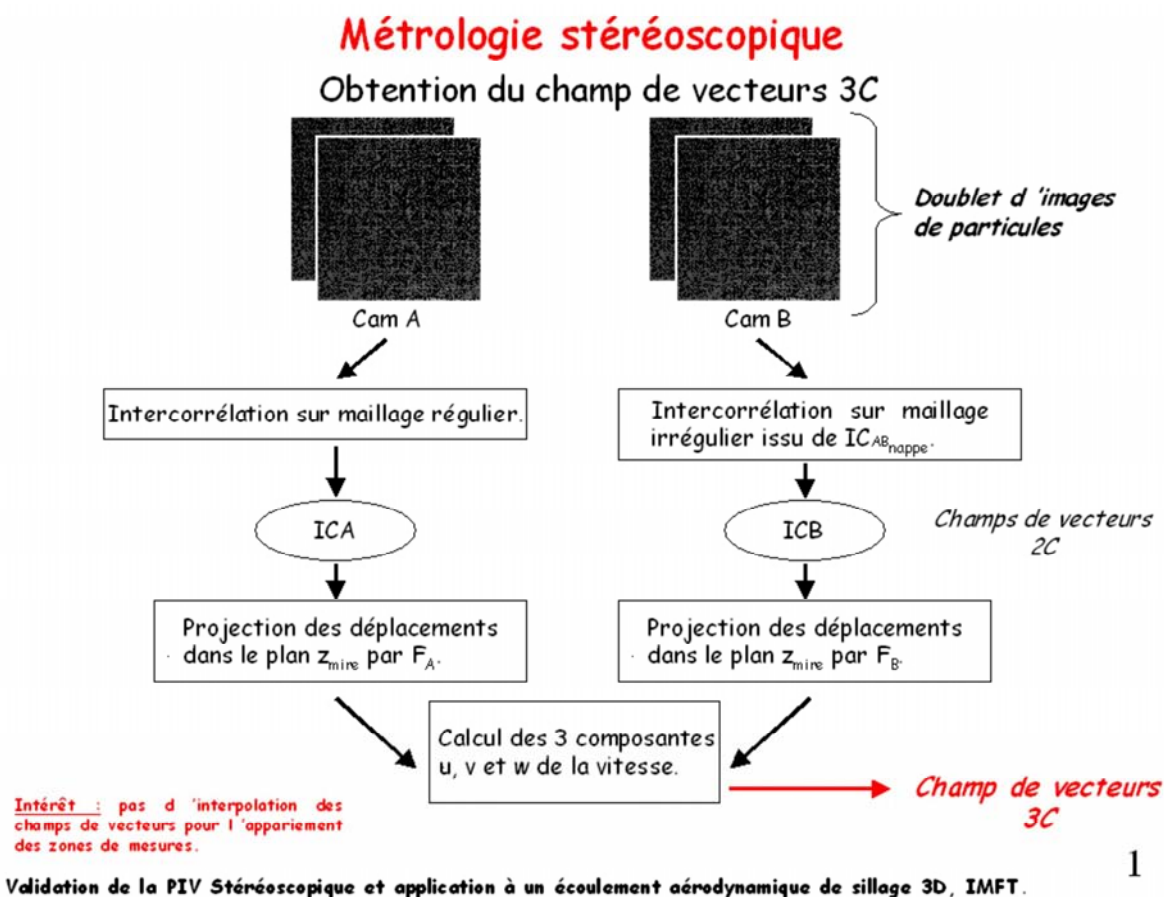


FIG. 3.11: schéma du calcul des trois composantes de vitesse en PIV stéréoscopique tiré de Cid et al. [42]

Le même laser et les mêmes caméras que pour la PIV 2D-2C sont utilisés (Nd-Yag 2x200mJ et PCO-Sencicam), l'ensemble de la chaîne de mesure étant, comme précédemment synchronisée à une fréquence de 4Hz. Comme on peut le voir sur la figure 3.8, la nappe est générée verticalement au moyen d'un miroir de renvoi dans une région correspondant au plan 1 mesuré également par PIV 2D-2C. Celle ci a une épaisseur de 1mm.

Les caméras sont équipées d'un objectif de focale 60mm et l'ouverture du diaphragme est réglée à 11. La configuration de Scheimpflug est obtenue à l'aide d'adaptateurs spécifiquement conçus par le Laboratoire de Mécanique de Lille qui permettent de régler un angle entre l'objectif et le capteur. Pour ce qui est du calcul des champs de déplacements dans les plans images, le logiciel 'PIVIS' est également utilisé avec l'algorithme 'déformation d'images' sur des mailles de tailles 32x32 pixels avec un recouvrement de 50%. La résolution moyenne ainsi obtenue est de  $0.0222D$ . Les mesures ont été effectuées à un nombre de Reynolds de 140000 avec un temps inter-image de  $60\mu s$ .

### synchronisation des acquisitions de pression et des champs PIV

Les acquisitions PIV et PIV stéréoscopique ont été effectuées simultanément avec les acquisitions de pression à la paroi du cylindre, notamment afin de pouvoir calculer des moyennes de phase. Pour ce faire, l'acquisition de pression est déclenchée par le signal TTL envoyé à la caméra (début de l'acquisition au premier front montant). Les acquisitions d'image PIV sont effectuées à 4Hz par séries d'environ 130 images, correspondant à la mémoire vive disponible de l'ordinateur. Pour chaque série de mesure de vitesse, le signal de pression est enregistré à une fréquence d'échantillonnage de 1000Hz à partir de la première image acquise.

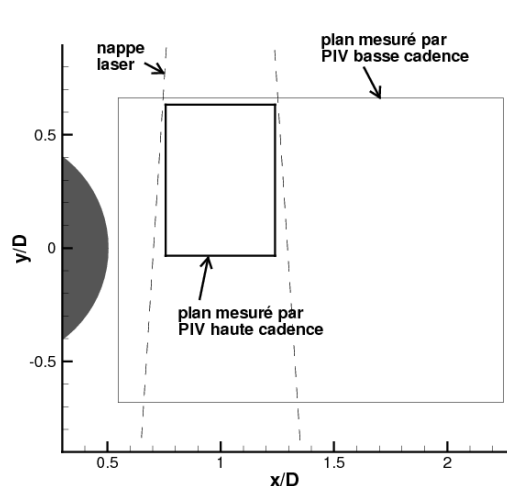
#### 3.2.4 PIV haute cadence

Comme nous l'avons vu aux paragraphes précédents, la fréquence d'acquisition des chaînes PIV et PIV stéréoscopique est de 4Hz (en diminuant la taille des images, il est possible de monter cette fréquence à 10Hz). Cette fréquence est bien sûr très largement en deçà des échelles fréquentielles de l'écoulement et donc les champs de vitesse instantanée obtenus sont décorrélés temporellement. Ce point est très positif pour ce qui est des estimations de quantités statistiques (voir chapitre suivant). Néanmoins, jusqu'ici la seule information temporelle dont nous disposions était donnée par le signal de pression pariétale. Le laboratoire a récemment fait l'acquisition d'une chaîne d'acquisition de PIV haute cadence par l'intermédiaire de la plate forme FERMAT. Nous avons pu utiliser ce matériel et donc accéder ainsi à des données spatio-temporelles. Nous présentons dans ce paragraphe le matériel utilisé ainsi que les mesures effectuées.

La chaîne d'acquisition est fournie par la société Lavision. Elle est composée d'un laser impulsif Pegasus (New Wave) bi-cavité pouvant délivrer une énergie de 2x10mJ et d'une caméra CMOS APX (PHOTRON) ayant une résolution de 1024\*1024 pixels avec une dynamique de 12bits. La chaîne permet d'acquérir 2000 images par seconde, c'est à dire 1000 paires d'images avec un temps inter-images réglable.

Nous avons effectué les mesures dans un plan situé dans le sillage proche à trois nombres de Reynolds (65333, 140000 et 190400) et comme pour les acquisitions basse cadence, ces acquisitions ont été effectuées simultanément avec l'acquisition du signal de pression pariétale. Le laser délivrant une énergie bien plus faible que le laser basse cadence, nous avons dû restreindre les dimensions du plan mesuré par rapport aux plans acquis par PIV basse cadence. La figure 3.12 indique la position et la taille du plan mesuré relativement au plan 1 cité précédemment, ainsi que les différents paramètres de mesure (La largeur de la nappe générée étant d'environ 70 mm, nous avons tronqué les images enregistrées).





grandissement :	$0.101mm.px^{-1}$
taille du champ :	67x92 mm
domaine de mesure :	$0.76 < x/D < 1.24$ $-0.03 < y/D < 0.63$
résolution (64x64pxl) :	$0.0230D$ (3.22mm)
résolution (32x32pxl) :	$0.0115D$ (1.61mm)
temps inter-images :	$Re=65333 : dt=60\mu s$ $Re=140000 : dt=30\mu s$ $Re=190400 : dt=20\mu s$

FIG. 3.12: plan mesuré par PIV haute cadence

La caméra était équipée d'un objectif de focale 80mm, réglé avec une ouverture de diaphragme de 1.8. Cette ouverture s'est avérée nécessaire pour obtenir des images de particules suffisamment lumineuses. Ces images sont moins bien définies que les précédentes du fait de l'énergie du laser en rapport avec les dimensions de l'expérience. En conséquence, il s'est avéré difficile de calculer les vecteurs avec des tailles de maille de 32 x 32 pixel avec un algorithme classique. Les calculs ont donc été effectués avec l'algorithme 'itératif suxpixel' avec des tailles de mailles de 64 x 64 pixels. Ceci conduit à détecter 5% de vecteurs erronés. Les acquisitions à  $Re=140000$  ont également été dépouillées avec l'algorithme 'déformation d'image' avec mailles de 32x 32 pixels et conduit à détecter 20% de vecteurs erronés. Afin de faciliter l'analyse spectrale que nous avons réalisée à partir de ces signaux, nous avons remplacé ces vecteurs faux en utilisant une interpolation par moindres carrés à l'ordre deux avec les voisins validés les plus proches. La comparaison des spectres obtenus avec chacune des tailles de mailles montre que les spectres calculés à partir des signaux avec des mailles de 32x 32 pixels se relèvent à des fréquences moins élevées que ceux issus du calcul 64x64pixels. Nous verrons au paragraphe 5.2 que ces derniers présentent une pente (-5/3) pour les plus hautes fréquences résolues et ne se relèvent que proche de la fréquence maximale (autour de 450Hz). L'essentiel des traitements effectués sur ces mesures ont donc été réalisés à partir des champs de vecteurs issus du calcul sur des mailles de 64x64 pixels. Notons cependant que la résolution obtenue avec les mailles de 64x 64 pixels est semblable à la résolution des champs du plan 1 mesuré à basse cadence avec des mailles de 32x32 pixels.

### 3.3 Traitements statistiques

En suivant Chassaing [38], le caractère turbulent d'un écoulement implique que la répétition d'une expérience avec des conditions initiales et aux limites identiques à un certain degré de tolérance près, conduit à des résultats différents à chaque réalisation. Ceci conduit à une description statistique des variables du mouvement. Le degré de tolérance avec lequel les conditions initiales et aux limites sont connues joue bien sûr un rôle fondamental dans la description d'un écoulement et les traitements statistiques appliqués en dépendent. Nous présentons dans ce chapitre, les différents outils statistiques utilisés pour traiter les données acquises.

Nous notons  $U(X)$ ,  $V(X)$ ,  $W(X)$  et  $P(X)$  les variables dépendantes du mouvement, où  $X = (x, y, z, t)$  représente les variables indépendantes d'espace et de temps. Lorsque toutes les quantités d'une expression sont exprimées au même point  $X$ , la dépendance est omise.

#### 3.3.1 Moyennes statistiques

Dans un premier temps, l'écoulement est analysé dans le sens de la décomposition de Reynolds (cf. annexe B). Les variables dépendantes sont donc décomposées comme étant la somme de leur moyenne statistique et de leur fluctuation.

$$\begin{aligned} U_i &= \bar{U}_i + u_i \quad \text{pour } i = 1, 2, 3 \\ P &= \bar{P} + p \end{aligned} \tag{3.5}$$

où les lettres capitales désignent une grandeur instantanée et les lettres minuscules désignent une grandeur fluctuante. Pour une grandeur  $A$ , la moyenne statistique ou espérance mathématique est notée  $\bar{A} = E(A)$ .

Les propriétés des fluctuations sont alors décrites par les moments statistiques. Ceux-ci jouent un rôle prépondérant dans la description de variables aléatoires et, de fait, dans l'analyse des écoulements. Les équations moyennées du mouvement (RANS) font apparaître les corrélations d'ordre deux  $\overline{u_i u_j}$ , qui sont les composantes du tenseur des contraintes turbulentes en point. Les équations de transport du tenseur des contraintes turbulentes font elles-même apparaître les corrélations triples  $\overline{u_i u_j u_k}$ , ainsi que les corrélations vitesse-pression  $\overline{u_i p}$ . Également, la plupart des traitements effectués dans cette étude (analyse spectrale, LSE, POD) sur lequel nous reviendrons dans les paragraphes suivants, font intervenir les corrélations doubles en deux points  $\overline{u_i(X) u_j(X')}$ . Nous voyons dans ce paragraphe comment sont estimées ces quantités et avec quelles incertitudes.

Les sources d'erreur d'une mesure peuvent être classées en deux catégories : les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires. De par leur nature, les erreurs systématiques sont difficiles à quantifier car elles sont répétitives et empêchent ainsi de voir la 'vraie valeur'. Bien souvent, ces erreurs sont issues d'un biais induit par le moyen de mesure ou peuvent provenir de la manipulation de l'expérimentateur. La meilleure façon de détecter ces erreurs est de remesurer la même quantité de façon différente. Dans ce paragraphe, nous ne considérons que les erreurs aléatoires.

*définitions, estimateurs et incertitudes :*

A partir d'un ensemble de  $N$  réalisations indépendantes d'une grandeur  $A$ , les moments sont estimés avec l'opérateur de moyenne arithmétique. Pour connaître avec quelle erreur

aléatoire ces estimateurs approchent la valeur réelle des moments, nous avons utilisé une estimation de l'incertitude par intervalle de confiance à 95%.

Ainsi, la moyenne statistique ou espérance mathématique d'une grandeur  $A$  définie par :

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha f(\alpha) d\alpha \quad (3.6)$$

où  $f(\alpha)$  est la densité de probabilité de  $A$ , est estimée par :

$$\bar{A} \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A^{(i)} \quad (3.7)$$

avec un intervalle de confiance à 95% donnée par  $\pm 1.96 \sqrt{\frac{\sigma^2}{N}}$ .

En ce qui concerne les moments d'ordre supérieur, les estimations d'incertitudes classiquement utilisées sont basées sur la loi du  $\chi^2$  pour la variance. Cette dernière estimation n'étant valable que pour des variables à distribution normale (ce qui n'est pas le cas des variables d'un mouvement turbulent) nous avons utilisé les estimations introduites par Benedict and Gould [16] (issues des résultats de Stuart and Ord [120]) valables sans hypothèse sur la distribution des variables considérées. L'intervalle de confiance est défini à partir de la variance de l'estimateur, celui-ci tendant vers une distribution normale quand  $N \rightarrow \infty$ . Pour simplifier les écritures nous reprenons les notations de Benedict and Gould [16] : les moments exacts sont notés  $\mu$  et leurs estimations  $m$ .

Les moments statistiques centrés d'ordre  $n$  de  $A$  sont définis par :

$$\bar{a}^n = \overline{(a - \bar{A})^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\alpha^n - \bar{A}) f(\alpha) d\alpha = \mu_n \quad (3.8)$$

La variance est le moment centré d'ordre 2 dont la racine carrée est l'écart type. Les facteurs de dissymétrie (skewness) et d'aplatissement (kurtosis) sont les moments centrés d'ordre 3 et 4 normalisés par la variance.

Ces moments sont approchés avec l'estimateur

$$\bar{a}^n \simeq m_n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (A^{(i)} - \bar{A})^n \quad (3.9)$$

dont la variance est donnée par :

$$\text{var}(m_n) = \frac{1}{N} (\mu_{2n} - \mu_n^2 + n^2 \mu_{n-1} \mu_{n+1} - 2n \mu_{n+1} \mu_{n-1}) \quad (3.10)$$

Egalement, les moments croisés d'ordre  $m$  et  $n$  de  $A$  et  $B$  sont définies par :

$$\overline{a^m b^n} = \overline{(A - \bar{A})^m (B - \bar{B})^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\alpha - \bar{A})^m (\beta - \bar{B})^n f(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \mu_{m,n} \quad (3.11)$$

Ils sont approchés par l'estimateur :

$$\bar{a}^n \simeq m_{m,n} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (A^{(i)} - \bar{A})^m (B^{(i)} - \bar{B})^n \quad (3.12)$$

dont la variance est donnée par :

$$\begin{aligned} \text{var}(m_{m,n}) = & \frac{1}{N} (\mu_{2m,2n} - \mu_{m,n}^2 + m^2 \mu_{m,0} \mu_{m-1,n} + n^2 \mu_{0,2} \mu_{m,n-1} \\ & + 2mn \mu_{1,1} \mu_{m-1,n} \mu_{m,n-1} \\ & - 2m \mu_{m+1,n} \mu_{m-1,n} - 2n \mu_{m,n+1} \mu_{m,n-1}) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Pour chaque estimateur  $m$ , l'intervalle de confiance est ainsi donné par  $m \pm 1.96 \sqrt{\text{var}(m)}$ . Benedict and Gould [16] indiquent que les expressions 3.10 et 3.13 supposent la convergence de la distribution des estimateurs vers une loi normale et donc des nombres  $N$  grands.  $N = 1000$  leur semble suffisant pour approcher correctement une distribution normale des estimateurs jusqu'à l'ordre 4. Egalement, les moments intervenant dans les expressions 3.10 et 3.13 sont les moments exacts et doivent être approché par leur estimation, d'où, encore une fois, la nécessité de  $N$  grand. Notons encore que notamment l'estimateur utilisé de la variance est un estimateur biaisé par le facteur  $\frac{n-1}{n}$ . Pour des grandes valeurs de  $n$ , ce biais est négligeable.

*stationnarité, ergodicité et homogénéité :*

Dans le cas le plus général, la moyenne statistique et les moments centrés sont des fonctions certaines du temps et de l'espace et l'on doit estimer ces grandeurs à partir de  $N$  réalisations. Cependant, les propriétés de certaines fonctions aléatoires peuvent permettre d'approcher la moyenne statistique à partir d'autre types de moyennes. Un processus est dit stationnaire quand sa moyenne statistique et ses moments d'ordre supérieur sont indépendants du temps. En pratique, on parle souvent de stationnarité à l'ordre deux. Ainsi, la stationnarité implique que la moyenne est indépendante du temps et que les corrélations temporelles  $\overline{A(t)A(t')}$  ne dépendent que du retard  $t' - t$ . L'homogénéité est l'équivalent de la stationnarité au sens spatial, les moments dans ce cas étant invariants par translation spatiale dans une ou plusieurs direction. Egalement, l'ergodicité implique que la moyenne temporelle d'une réalisation est égale à la moyenne statistique, ce qui est d'un grand intérêt car on ne dispose bien souvent que d'une réalisation. Les propriétés de stationnarité et d'ergodicité dépendent fortement des conditions initiales de chaque réalisation. Considérons les signaux temporels de pression ou de vitesse en un point de notre écoulement. Ils présentent une forte composante quasi-périodique et des fluctuations turbulentes. Ainsi, si l'enregistrement de chaque réalisations débute à la même phase de la composante quasi périodique, le processus sera instationnaire. Par contre, si les phases à l'origine de chaque réalisation sont uniformément réparties sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  (à cause du caractère aléatoire de la phase), le processus est stationnarisé et ergodique. Ainsi, dans un premier temps, nous adoptons un modèle stationnaire pour la description de l'écoulement, les acquisitions étant réalisées de manière non conditionnelle. Les moments statistiques peuvent être estimés à partir de la moyenne temporelle d'une réalisation.

*statistiques des acquisitions de pression :*

Les acquisitions de pression pariétale sur le cylindre sont effectuées avec une fréquence d'échantillonnage de 1kHz sur des durées allant de 2mn à 5mn selon les angles considérés. Les moments statistiques sont estimés en utilisant la moyenne temporelle. Le pas d'échantillonnage étant constant, ceci revient à calculer les expressions 3.7 et 3.9. Cependant, l'incertitude associée à ces estimateurs doit être évaluée en ne considérant que le nombre d'échantillons indépendants. Benedict and Gould [16] indiquent que la fréquence d'échantillonnage doit être inférieure à  $\frac{1}{2T}$  où  $T$  est l'échelle intégrale temporelle du signal considéré, déterminée par la fonction d'autocorrélation. En ne considérant ainsi qu'un nombre d'échantillons indépendants, nous avons estimé l'incertitude sur les valeurs moyennes de l'ordre de 6Pa et de l'ordre de 7 Pa sur les écarts-type. Nous avons observé une répétabilité des mesures moyennes à 2% près, ce qui correspond à l'erreur estimée. En considérant la relation 3.2, ainsi que les différentes incertitudes de mesure, nous estimons une incertitude sur le coefficient de pression moyen de 3.5%.

*statistiques des champs de vitesse PIV :*

Dans le cas des mesures PIV 2D-2C et PIV stéréoscopique, la cadence d'acquisition des champs de vitesse (4 Hz) est bien inférieure aux échelles temporelles de l'écoulement (Nous verrons que la fréquence de Strouhal du lâcher tourbillonnaire est de 22.5Hz) ; Nous pouvons donc considérer que les champs de vitesse sont indépendants. Les moyennes et les moments statistiques sont donc estimés par les expressions 3.7 et 3.9 et les incertitudes sont estimées en considérant le nombre de champs acquis pour chaque plan. Chaque ensemble de données correspondant à chaque plan et à chaque vitesse est acquis de manière non conditionnelle et contient entre 1500 et 3000 champs de vecteurs. Notons que les vecteurs instantanés ayant été triés (par un seuillage sur la valeur  $r_{sb}$  et sur la norme), le nombre  $N$  de valeurs utilisées pour le moyennage est fonction du point considéré. Les incertitudes maximum sur les vitesses moyennes sont de l'ordre de 0.02 pour  $\bar{U}$ , 0.03 pour  $\bar{V}$  et 0.02 pour  $\bar{W}$ . Concernant les moments centrés en un point les incertitudes sont estimées à 0.015 pour  $\overline{u^2}$ , 0.02 pour  $\overline{v^2}$ , 0.01  $\overline{w^2}$  et 0.01 pour  $\overline{uv}$ . Les quantités  $\overline{uw}$  et  $\overline{vw}$  sont trouvées inférieures à 0.01 en valeur absolue et considérées nulles.

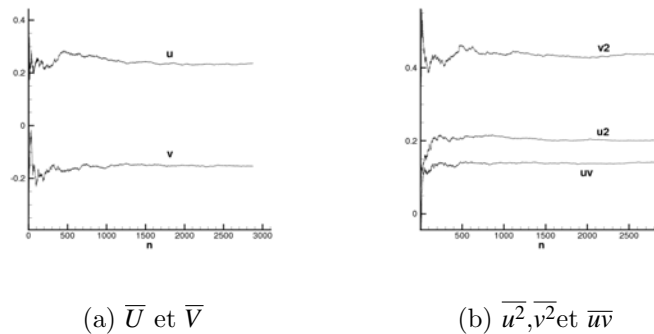


FIG. 3.13: convergence des moyennes statistiques

Les figures 3.13a et b montre un exemple de l'évolution des moyennes et des moments centré d'ordre 2 en fonction du nombre d'instantanés. La convergence est bien observée dans la limite de erreurs de mesures estimées.

### 3.3.2 Moyennes de phases

Comme nous l'avons vu, les propriétés d'ergodicité et de stationnarité sont atteintes si les acquisitions sont effectuées indépendamment des conditions initiales. Ce modèle stationnaire considère l'ensemble des fluctuations autour de la valeur moyenne comme aléatoires. La présence de structures organisées dans l'écoulement conduit à reconsidérer ce point de vue en essayant de séparer le mouvement organisé du mouvement aléatoire. Du fait du caractère absolu de l'instabilité de von Kármán, les vitesses et la pression présentent en tous points de l'écoulement une composante quasi-périodique liée au lâcher tourbillonnaire. Un opérateur adapté à ce type de signal est l'opérateur de moyenne de phase qui permet de séparer cette composante quasi-périodique du reste des fluctuations. L'opération consiste à recalculer temporellement les signaux temporels par rapport à une référence de phase. La phase à un instant  $t$  est définie comme la phase de la composante périodique d'un signal pilote indicateur du lâcher tourbillonnaire. Connaissant  $\varphi$ , la moyenne de phase peut s'écrire, pour la variable  $U$ , comme la moyenne conditionnelle :

$$\langle U \rangle (\varphi) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U^{(i)}(t) I_{\varphi}^{(i)}(t) \quad (3.14)$$

où  $I_{\varphi}^{(i)}(t)$  vaut 1 si la phase de l'écoulement est  $\varphi$  à l'instant  $t$ , 0 sinon.

L'écoulement est ainsi décomposé comme étant la somme de l'écoulement moyen, d'une fluctuation quasi-périodique et d'une fluctuation aléatoire. En reprenant les notations de Reynolds and Hussain [106], nous écrivons la décomposition triple, pour la vitesse  $U_i$  :

$$U_i = \bar{U}_i + \tilde{U}_i + u'_i \quad (3.15)$$

La moyenne de phase s'écrit alors :

$$\langle U_i \rangle = \bar{U}_i + \tilde{U}_i \quad (3.16)$$

Comme nous l'avons vu au chapitre bibliographique, des équations de mouvement peuvent être déduites des équations de Navier-Stokes, en adoptant soit la décomposition triple ci-dessus, soit en adoptant la décomposition double  $U_i = \langle U_i \rangle + u'_i$ . L'avantage de cette dernière est de conduire à des équations de la même forme que les équations en moyenne de Reynolds, les contraintes turbulentes en moyennes de phase étant bien sûr à modéliser différemment.

*procédure expérimentale :*

Pour mesurer les moyennes de phase, plusieurs stratégies sont possibles :

- on peut piloter les acquisitions en temps réel : ceci implique un tri au niveau du signal pilote, la détermination de la phase de l'écoulement et si l'instant est validé, le déclenchement de l'acquisition. Dans ce cas, le temps de traitement du signal pilote nécessaire à la validation d'un instant doit être minimisé ou tout au moins connu.
- on peut trier les acquisitions en temps réel : les acquisitions se font à des instants indépendants du signal pilote et si l'instant est validé, l'acquisition est autorisée. Si le traitement du signal pilote demande un temps non négligeable, une alternative peut être de stocker temporairement les acquisitions (dans la mémoire vive d'un PC par exemple) et, une fois la validation effectuée, les acquisitions non désirées sont effacées.

### 3.3 Traitements statistiques

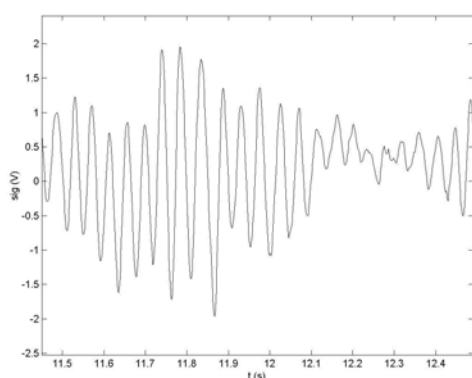
- on peut enfin procéder par post-traitement : les acquisitions sont effectuées indépendamment du signal pilote, et l'enregistrement simultané du signal pilote et des instants d'acquisitions par rapport au signal pilote permet d'effectuer un tri des acquisitions à posteriori.

Dans notre cas, le signal pilote n'étant pas strictement périodique, la validation d'un instant d'acquisition nécessite un certain temps, ce qui n'autorise pas un tri en temps réel. Bien que coûteuse en temps et en stockage, la dernière option a été choisie, dans un premier temps, car elle permet une plus grande souplesse dans le choix des méthodes et des paramètres. Notamment, nous avons ainsi pu nous affranchir des limitations dues au principe de causalité.

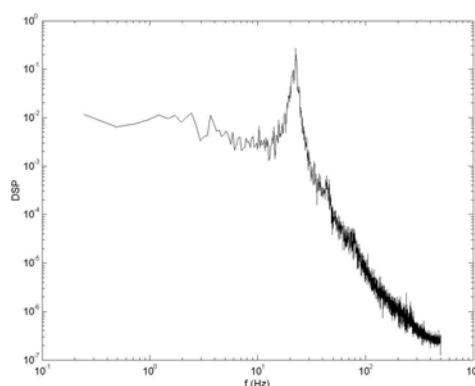
#### *signal pilote :*

Le signal pilote doit être un bon indicateur du lâcher tourbillonnaire. Plusieurs choix sont possibles : Davies [49] (dans le cas d'un cylindre en forme de D) et Wlezien and Way [139] utilisent un signal de vitesse, mesuré par fil chaud. Davies [49] place la sonde de référence dans la zone potentielle à côté du sillage. Wlezien and Way [139] placent la sonde juste en dehors de la couche limite du cylindre, près de la ligne de séparation. Cantwell and Coles [37], et Boisson [21] utilisent comme signal de référence la pression pariétale sur le cylindre.

Nous avons choisi d'utiliser comme signal pilote, le signal de pression pariétale sur le cylindre à un angle de  $70^\circ$  avec le point d'arrêt amont afin de limiter le caractère intrusif de la mesure. La position angulaire de la prise de pression est choisie proche du décollement et en amont de la transition. Ainsi, le signal présente une forte composante quasi-périodique liée au lâcher tourbillonnaire et n'est pas trop affecté par les fluctuations turbulentes. L'allure du signal choisi est représenté sur la figure 3.14a et son spectre de puissance est représenté sur la figure 3.14b. (Le signal enregistré à la sortie du capteur est une tension. Nous avons laissé ce signal exprimé en volt, une calibration n'apportant rien aux informations temporelles dont nous nous servons.)



(a) allure du signal pilote



(b) spectres de puissance correspondant

FIG. 3.14: signal pilote des moyennes de phase

Sur le spectre, on observe un pic correspondant au lâcher tourbillonnaire à une fréquence de Strouhal de 22.5 Hz ( fréquence adimensionnée :  $St = \frac{fD}{U} = 0.21$ ). Pour ce qui est de l'allure du signal, on observe bien la composante périodique, mais on s'aperçoit que le signal est à la fois modulé en amplitude et en fréquence. Par ailleurs on voit des instants où le signal ne



le signal est à la fois modulé en amplitude et en fréquence. Par ailleurs on voit des instants où le signal ne présente plus cette composante périodique et où il sera donc impossible de déterminer la phase de l'écoulement. La modulation en phase du signal peut être quantifié en première approche en traçant un histogrammes des périodes. L'histogramme représenté sur la figure 3.15 a été réalisé en conditionnant le signal avec un filtre passe-bas non causal sans déphasage et en repérant les maxima. Un indice du degré de périodicité peut être donné par l'écart-type des périodes  $\sigma_T$  normalisé par la période moyenne  $T_0$ . Pour le signal pilote choisi,  $\frac{\sigma_T}{T_0} = 10.5\%$ , valeur qui est comparable à celle obtenue par Boisson [21] à un nombre de Reynolds de 53200.

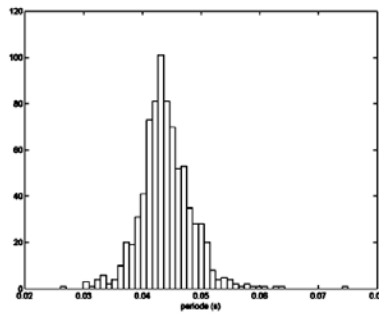


FIG. 3.15: histogramme des périodes du signal pilote

*détermination de la phase :*

Pour calculer la phase à un instant donné à partir du signal pilote, il faut choisir une référence de phase. Le choix le plus classique consiste à prendre les maxima ou les zéros du signal pilote (pour lesquels  $\varphi=0$ ). A partir de la, plusieurs méthodes sont possibles :

- On peut rechercher les maxima ou les zéros du signal et le temps entre l'instant considéré et l'instant de la référence de phase définit la phase de l'écoulement (Davies [49], Boisson [21], Parriel and Boisson [98],...). Cette procédure est adaptée aussi bien pour des écoulements périodiques que pour des écoulements où les structures arrivent à des instants aléatoires. Cependant, pour des signaux modulés la moyenne de phase obtenue est évanescence quand  $t$  augmente. En effet, les modulations à chaque période entraînent un 'désalignement' des différentes réalisations aux temps supérieurs à quelques périodes.

- On peut également considérer la quasi-périodicité du signal (signal à bande étroite). Cantwell and Coles [37] utilisent le composant PLL (Phase Locked Loop) et déterminent la phase par une interpolation linéaire pour les débuts de chaque cycle. Wlezien and Way [139] appliquent la transformée de Hilbert qui donne accès à l'enveloppe et à la phase du signal. Si l'on considère la quasi-périodicité du signal, on peut ainsi prendre en compte la variation de période d'un cycle à l'autre, ce qui est bien adapté dans le cas du cylindre circulaire où les signaux sont modulés en amplitude et en fréquence, selon Wlezien and Way [139].

Compte tenu de la forte modulation de fréquence du signal pilote, nous avons utilisé la transformation de Hilbert afin de 'suivre' ces modulations en fréquence. Cette transformation est bien adapté dans le cas d'un signal à bande étroite. La transformée de Hilbert d'un signal  $s(t)$  est définie par :

$$h(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\xi)}{\xi - t} d\xi$$



### 3.3 Traitements statistiques

Du point de vue spectral, si  $S(f)$  et  $H(f)$  sont les transformées de Fourier de  $s(t)$  et  $h(t)$  respectivement, on a :

$$H(f) = \begin{cases} iS(f) & \text{si } f > 0 \\ 0 & \text{si } f = 0 \\ -iS(f) & \text{si } f < 0 \end{cases}$$

La transformation de Hilbert déphase donc de  $\frac{\pi}{2}$  les fréquences positives et de  $-\frac{\pi}{2}$  les fréquences négatives. A partir de cette transformée, on construit le signal analytique :

$$z(t) = s(t) - ih(t) = A(t)e^{i\varphi(t)}$$

dont le module  $A(t)$  est l'enveloppe de  $s(t)$  et l'argument  $\varphi(t)$  est la phase instantanée de  $s(t)$ .

En prenant un exemple simple, si  $s(t) = \cos(\omega t)$ , alors  $h(t) = -\sin(\omega t)$  et ainsi  $z(t) = \cos(\omega t) + i\sin(\omega t)$ . Comme le montre la figure 3.16, dans le plan complexe, le signal analytique est un vecteur tournant autour de l'axe  $A(t) = 0$  à la fréquence instantanée du signal original.

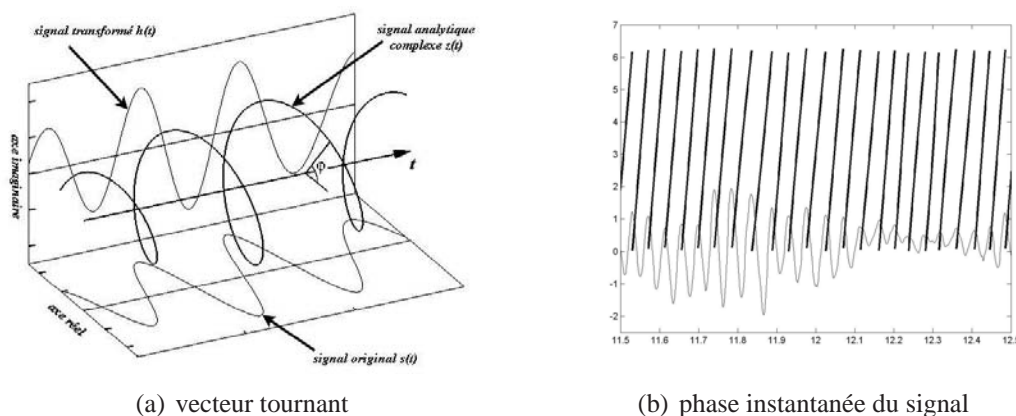


FIG. 3.16: transformation de Hilbert

La transformation de Hilbert ne s'applique que dans le cas d'un signal à bande étroite. En effet, si le signal n'est pas centré ou présente une composante continue de basse fréquence, le signal analytique  $z(t)$  tourne 'à côté' de l'axe  $A(t) = 0$  et son argument n'est pas la phase désirée. Egalement, si le signal présente des hautes fréquences, la phase obtenue présente des irrégularités dues à des petites rotations de  $z(t)$  non centrées. Cette technique nécessite donc un conditionnement du signal avant son application. Nous avons isolé le pic du signal brut avec un filtre passe bande 14Hz-31Hz equiripple de largeur 528 points. Le fait de travailler sur des signaux enregistrés autorise l'application du filtre sans déphasage (filtre non causal). A partir du signal ainsi filtré, et donc à bande étroite, la phase instantanée peut être déterminée en utilisant la transformation de Hilbert.

#### détection des irrégularités

Nous avons vu sur la figure 3.14 que le signal pilote présente à certains instants (autour de  $t=12.3$ , sur la figure) des irrégularités ou une extinction de la composante quasi-périodique.

Nous reviendrons sur les événements liés à ces irrégularités dans le chapitre 4.3. Pour le moment, nous constatons simplement qu'il est impossible de déterminer la phase à ces instants, ou tout au moins nous pouvons supposer que la phase donnée par la transformation de Hilbert n'a pas grand chose à voir avec le lâcher tourbillonnaire. Ces instants doivent donc être détectés et non pris en compte dans le calcul des moyennes de phase. Nous avons essayé plusieurs méthodes pour détecter ces instants. L'idée est d'enlever les instants où la fréquence instantanée s'écarte trop de la fréquence moyenne et où l'amplitude de la composante quasi-périodique est trop faible. Nous avons donc essayé en premier lieu d'imposer des seuils sur l'amplitude et la fréquence instantanée (obtenus par dérivation de la phase) issues de la transformation de Hilbert. Le signal étant filtré avant transformation, nous avons constaté que ceci ne permettait pas une détection de tous les instants jugés irréguliers. Nous avons donc appliqué un tri basé sur les périodes et amplitudes calculés en repérant les extrema du signal. Pour ceci, le signal original est légèrement lissé par un filtre passe-bas (fréquence de coupure : 150Hz) et les maxima et minima sont repérés. La durée d'une période est calculée comme  $T_i = t_{i+1}^{max} - t_i^{max}$  et l'amplitude est estimée par  $A_i = \min(s(t_i^{max}) - s(t_i^{min}), s(t_{i+1}^{max}) - s(t_i^{min}))$  où  $t_i^{max}$  et  $t_i^{min}$  sont respectivement les instants des maxima et minima repérés et o  $t_i^{max} < t_i^{min}$ . Ainsi si  $T_i$  s'écarte trop de la période moyenne ou si  $A_i$  est trop faible, la période considérée ainsi qu'une demi-période avant et après sont rejetées. Egalement si un segment de signal validé est trop court, il est rejeté. La figure 3.17 montre un exemple de détection des irrégularités.

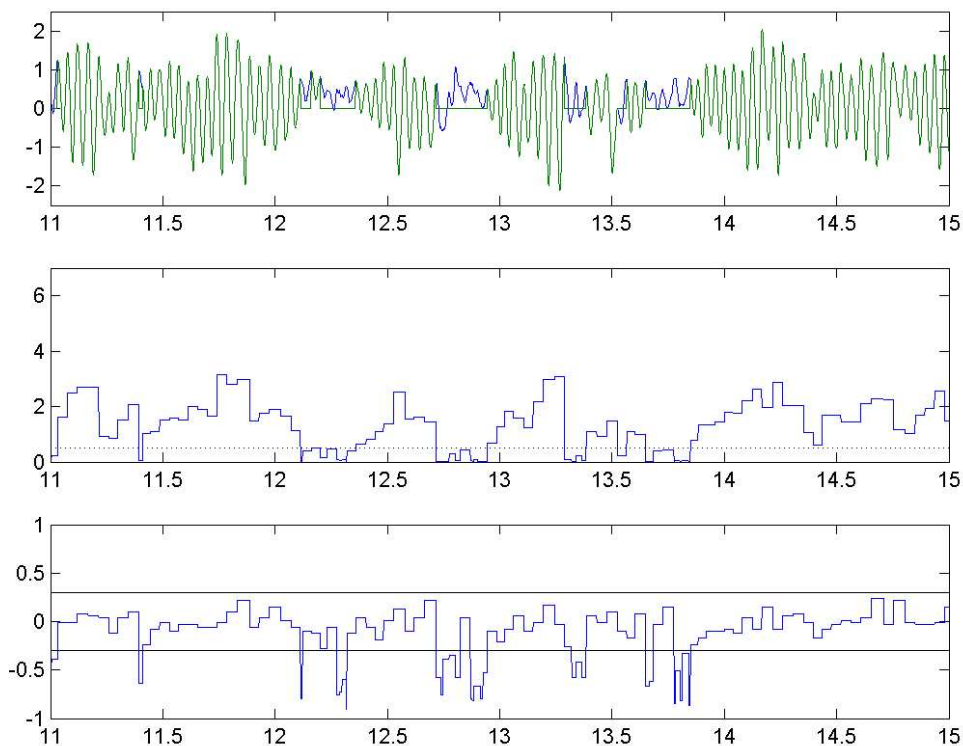


FIG. 3.17: détection des irrégularités du signal pilote

### 3.3 Traitements statistiques

La procédure de moyennage en phase se résume donc ainsi : Nous avons considéré 16 angles de phase équirépartis sur une période. 16 classes sont ainsi définies par des intervalles de largeur  $\frac{2\pi}{128}$  autour de ces angles de phase (l'indépendance des résultats vis-à-vis de la largeur de ces intervalles a été vérifiée à partir des acquisitions de PIV haute cadence). Les acquisitions de champs PIV (à 4Hz) et du signal de pression (à 1000Hz) sont enregistrés simultanément. Comme nous l'avons vu au chapitre 3.2.3, l'enregistrement de la pression démarre à l'acquisition de la première image PIV d'une série. A partir du signal pilote, un angle de phase est affecté à chaque champ instantané de vitesse et une validation de la qualité du signal est effectuée. Les champs instantanés sont ensuite triés selon chaque classe puis moyennés. Le schéma 3.18 résume les différentes étapes de l'opération.

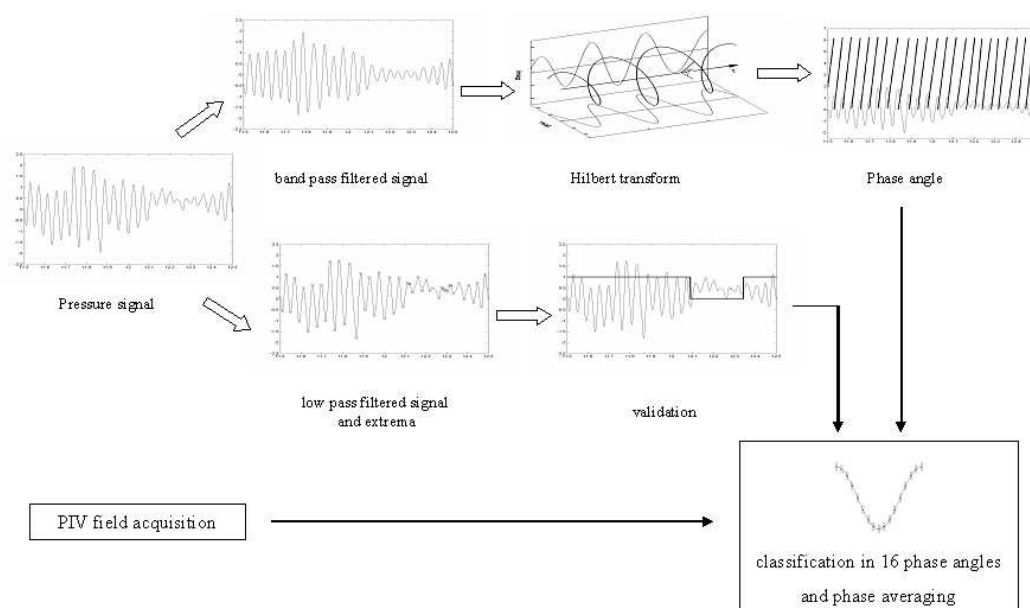


FIG. 3.18: mesure des moyennes de phase

La procédure employée pour le moyennage en phase impose donc d'ajuster les paramètres de seuillage sur l'amplitude et sur la période et les résultats doivent en être indépendants. Nous avons donc fait varier les valeurs de ces seuils et regardé leur influence sur les résultats. Sur la figure 3.19, nous avons représenté les moyennes de phase obtenus à l'angle de phase  $\pi$  pour différentes valeurs de seuils imposés sur la période (de 10% à 50% de la période moyenne par pas de 10%) et sur l'amplitude (de 0 à 1 V par pas de 0.1 V). Trois ensembles de profils sont obtenus. Le profil noté a sur la figure est obtenu sans effectuer de tri. L'ensemble noté c est obtenu avec les valeurs de seuils les plus sévères, si bien que le nombre de champs retenus n'est pas suffisant pour assurer la convergence. L'ensemble noté b est obtenu pour des valeurs de seuils allant de 20% à 50% de la période moyenne pour la période et de 0.1 à 0.5 pour l'amplitude. Ces profils étant très proche, nous pensons qu'un choix de seuils dans cette plage assure l'indépendance des résultats vis-à-vis de ces paramètres. Nous avons finalement imposé que l'écart de la période considérée à la période moyenne soit inférieur à 30% et que son amplitude soit supérieure à 0.1 V. Une fois ce tri effectué, environ 75% du signal est validé.

Nous avons effectué ces mesures en moyennes de phases par PIV 2D-2C sur les plans 1, 2 et 4 décrits dans le paragraphe 3.2.2 à un nombre de Reynolds de 140000. Pour chaque plan, envi-

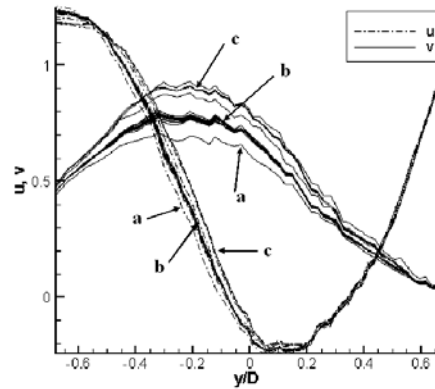


FIG. 3.19: profils selon  $y/D$  des moyennes de phase  $\langle U \rangle$  et  $\langle V \rangle$  à  $x/D = 1.06$  et  $\varphi = \pi$  obtenues pour différentes valeurs des seuils imposés sur le signal pilote.

ron 170 champs instantanés sont retenus dans chaque classe, puis moyennés. Les incertitudes, estimées comme précédemment par intervalle de confiance à 95%, sont évaluées de l'ordre de 0.07 pour  $\langle U \rangle$ , 0.1 pour  $\langle V \rangle$ , 0.05 pour  $\langle u^2 \rangle$ , 0.08 pour  $\langle v^2 \rangle$ , 0.04 pour  $\langle uv \rangle$ , 0.05 pour  $\langle W \rangle$  et 0.04 pour  $\langle w^2 \rangle$ . (La composante  $\langle uw \rangle$  est trouvée proche de 0 et est considérée comme nulle à l'erreur de mesure près.)

Les figures 3.20a et b montrent un exemple de l'évolution des moyennes et moments en fonction du nombre d'instantanés.

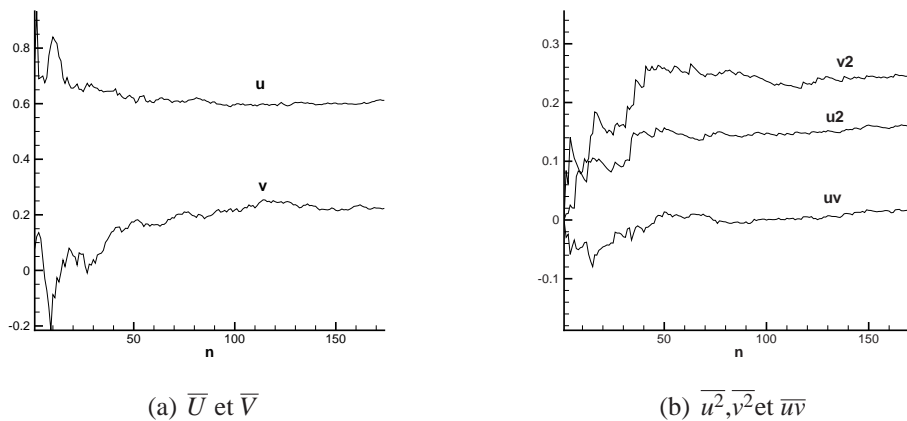


FIG. 3.20: convergence des moyennes de phase

#### 3.3.3 Linear Stochastic Estimation et estimation de la moyenne de phase

La mesure des moyennes de phase telles que nous l'avons décrite dans le paragraphe précédent nécessite un long temps d'acquisition ainsi qu'une grosse capacité de stockage. En effet, la sélection des champs selon la phase qui leur est attribuée et la validation du signal pilote conduit à jeter plus de 80% des images acquises. Ce tri étant effectué par post-traitement, il est nécessaire d'acquérir toutes les images au préalable. Ainsi, sur un plan, pour conserver environ 170 champs par classe, il a fallu enregistrer plus de 25000 images PIV (environ 125 Go). Pour cette raison, nous nous sommes limité au Reynolds 140000 concernant ces mesures conditionnelles. Afin de s'affranchir de ces contraintes, nous avons adapté l'estimation stochastique linéaire (LSE) à notre problème, ce qui nous a permis d'approcher les moyennes de phase à partir d'acquisitions non conditionnelles.

L'estimation stochastique linéaire (LSE) fut introduite par Adrian [2]. Elle permet, en utilisant les moments statistiques d'ordre deux, d'estimer une variable en une position  $X'$  en fonction d'autres variables connues en une ou plusieurs positions  $X$ . De manière formelle, si l'on note,  $g$  la fonction aléatoire à estimer et  $f$  le vecteur formé par les variables connues ( $f$  et  $g$  peuvent être la vitesse ou la pression en différents points), on cherche la meilleure estimation possible de  $g$  en fonction de  $f$ . Cette estimation écrite sous la forme  $\hat{g} = F(f)$  celle qui minimise l'erreur quadratique  $E((g - F(f))^2)$ . La solution de ce problème est la moyenne conditionnelle de  $g$  sachant  $f$  (Adrian [3]). Cette moyenne conditionnelle peut être développée en série de Taylor autour de  $f = 0$ . Dans le cas de l'estimation stochastique linéaire, cette série est tronquée au premier ordre. On cherche donc une solution sous optimale de la forme :

$$\hat{g} = A_j F_j$$

Etant donnée le produit scalaire  $(f, g) = E(fg)$ , on cherche  $A_j$  minimisant la norme  $\|g - \hat{g}\| = (g - \hat{g}, g - \hat{g})^{\frac{1}{2}} = \|g - A_j f_j\|$ . Ceci est obtenu en exprimant le fait que  $g - A_j f_j$  est orthogonal à  $f_k$ . On écrit donc  $(g - A_j f_j, f_k) = 0$ , qui conduit à :

$$E(g f_k) = A_j E(f_j f_k)$$

L'inversion de ce système linéaire permet ainsi d'obtenir  $A_j$ . Comme nous le voyons, l'application de la LSE nécessite une phase préalable de mesure qui consiste à déterminer les corrélations  $E(g f_k)$  et  $E(f_j f_k)$ . Adrian et al. [5] a montré par l'expérience que l'estimation linéaire approche correctement la moyenne conditionnelle dans nombre d'écoulements (turbulence de grille, couche de cisaillement plane, couche de cisaillement axisymétrique,...). Le grand intérêt de cette technique réside dans le fait que l'on peut accéder à des moyennes conditionnelles à partir d'acquisitions non conditionnelles. Beaucoup d'études utilisant la LSE estiment la vitesse en un point de l'écoulement en fonction de la pression à une paroi en un ou plusieurs points ou en fonction de la vitesse en des points de l'écoulement. On peut citer, entre autre, Faghani [53].

Dans notre cas, nous cherchons à estimer la vitesse dans l'écoulement en fonction de la phase qui est déterminée à partir du signal de pression. Comme précédemment, les champs PIV sont acquis à une fréquence de 4Hz et dans le même temps, le signal de pression est enregistré à une fréquence de 1kHz. En utilisant la transformation de Hilbert, on peut donc attribuer à chaque champ instantané un angle de phase  $\varphi$ . Contrairement au

traitement précédent, nous gardons toutes les acquisitions sans les trier en fonction de leur phase. Les acquisitions étant réalisées de manière non conditionnelle,  $\varphi$  est uniformément répartie sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$ .

Nous considérons alors comme variable à estimer la vitesse en un point :  $g = U(\varphi)$ . Les variables de référence sont construites à partir de la phase du signal de pression et sont définies comme les fonction trigonométriques de la phase et leurs harmoniques. Nous avons donc :

$$f = (\dots e^{-jH\varphi} \dots e^{-j\varphi} \ 1 \ e^{j\varphi} \ e^{j2\varphi} \ \dots e^{jH\varphi} \ \dots)^T$$

Notons que  $f$  n'est en fait une variable aléatoire que si l'échantillonnage est réalisé de manière non conditionnelle.

En écrivant le système  $E(gf_k) = A_j E(f_j f_k)$ , on obtient  $E(f_j f_k) = \delta_{jk}$  (matrice unité) et donc  $A_k = E(gf_k) = E(U(\varphi)e^{-jk\varphi})$ .

Cette opération consiste en fait à rechercher la composante déterministe du signal  $U$  de même fréquence que la fonction  $f_k$  considérée.

$A_k$  peut en fait s'interpréter comme le coefficient de la décomposition en série de Fourier de la moyenne de phase. En effet, l'opération de moyenne de phase consiste à recaler temporellement les réalisations par rapport à une référence de phase. On réécrit :

$$\langle U \rangle (\varphi) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U^{(i)}(\varphi)$$

Etant donné son caractère déterministe et périodique, on peut écrire la moyenne de phase en utilisant un développement en série de Fourier :

$$\langle U \rangle (\varphi) = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \rho_k e^{jk\varphi}$$

où les coefficients  $\rho_k$  sont définis par  $\rho_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \langle U \rangle (\varphi) e^{-jk\varphi} d\varphi$ .

Considérons maintenant la variable  $\langle U \rangle (\varphi + \varphi_0) e^{-jk(\varphi + \varphi_0)}$  où  $\varphi_0$  est la phase à l'origine de chaque réalisation. Si  $\varphi_0$  est uniformément répartie sur  $[0, 2\pi]$ , alors  $\langle U \rangle (\varphi + \varphi_0) e^{-jk(\varphi + \varphi_0)}$  est une variable aléatoire stationnaire et ergodique ; On peut donc confondre la moyenne statistique et la moyenne temporelle d'une réalisation et écrire :

$$\rho_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \langle U \rangle (\varphi) e^{-jk\varphi} d\varphi = E(\langle U \rangle (\varphi + \varphi_0) e^{-jk(\varphi + \varphi_0)}) = E(\langle U \rangle (\varphi_0) e^{-jk\varphi_0})$$

En écrivant  $U = \langle U \rangle + u'$ , on obtient :

$$\rho_k = E(\langle U \rangle (\varphi) e^{-jk\varphi}) = E(U(\varphi) e^{-jk\varphi} - u'(\varphi) e^{-jk\varphi}) = E(U(\varphi) e^{-jk\varphi}) = A_k$$

Dans notre cas, chaque réalisation de  $U(\varphi) e^{-jk\varphi}$  est instantanée du fait de l'acquisition de champ de vecteurs instantanés. La même démarche peut être adoptée avec des séries temporelles.

Nous pouvons noter que, dans ce cas, une estimation stochastique quadratique ou d'ordre plus élevé revient à considérer des harmoniques supplémentaires (produit de fonctions trigonométriques).

En pratique, il est important de vérifier que les phases des échantillons soient uniformément réparties sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  afin de vérifier l'hypothèse d'ergodicité et de stationnarité. Egalement, on ne calcule que  $H$  termes de la série, si bien que l'on approche la moyenne de phase par

$$\langle U \rangle (\varphi) = \sum_{k=-H}^{k=+H} \rho_k e^{jk\varphi}$$

Le nombre  $H$  d'harmoniques nécessaires à une approximation correcte doit être déterminé.

De la même manière, on peut chercher à estimer le tenseur des contraintes turbulentes en moyenne de phase :

$$\langle u_i u_j \rangle = \langle (U_i - \langle U_i \rangle)(U_j - \langle U_j \rangle) \rangle$$

A partir de la moyenne de phase estimée, on calcule les fluctuations de vitesse et leur produit. On approche ensuite la moyenne de phase de cette quantité de la même manière que pour les vitesses moyennes. Notons qu'il n'est pas correct d'utiliser l'expression  $\langle u_i u_j \rangle = \langle U_i U_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle$  en remplaçant les termes en moyenne de phase par leurs estimations du fait de la troncature des séries de Fourier. Nous estimons donc le tenseur des contraintes à partir des fluctuations estimées.

Nous verrons au paragraphe 6.2.2 que ces estimations réalisées sur l'ensemble des acquisitions non conditionnelles approchent les moyennes de phase mesurées par échantillonnage conditionnel avec une différence inférieure aux incertitudes de mesure à partir de  $H = 3$ .

#### 3.3.4 Décomposition en modes propres orthogonaux- POD

L'analyse POD des champs de PIV issus de cette expérience, a été initiée dans le cadre du stage de DEA de A. Barthet (Barthet [11]). Nous décrivons brièvement dans ce paragraphe les définitions et principales propriétés de la décomposition en modes propres orthogonaux (POD pour 'Proper Orthogonal Decomposition'), ainsi que les façons dont elle a été appliquée dans notre étude. Pour une revue exhaustive des différentes versions et applications de la POD, le lecteur peut se référer à Berkooz et al. [17] ou Faghani [53].

##### *définitions et propriétés*

Nous considérons dans ce paragraphe un processus aléatoire vectoriel à énergie finie  $\mathbf{u}(X)$  où l'on rappelle que  $X = (x, y, z, t)$ .

La décomposition orthogonale propre ou décomposition de Karhunen-Loève, consiste à rechercher les fonctions  $\phi(X)$  qui "ressemblent le plus aux réalisations de  $\mathbf{u}(X)$  en moyenne". Ceci suppose la définition d'une moyenne et d'un produit scalaire, indicateur de cette "ressemblance". Dans ce paragraphe uniquement, nous notons  $\langle \cdot \rangle$  l'opérateur de moyenne qui peut être une moyenne statistique, une moyenne spatiale, une moyenne temporelle ou une moyenne conditionnelle selon les cas considérés. Pour deux fonctions  $\mathbf{f}$  et  $\mathbf{g}$  définies sur un domaine  $\Omega$  et de carré intégrable, on définit le produit scalaire :

$$(\mathbf{f}, \mathbf{g}) = \int_{\Omega} f_i(x) g_i^*(x) dx$$

où  $\cdot^*$  désigne le conjugué.

Les fonctions  $\phi$  recherchées sont ainsi les fonctions qui maximisent leur produit scalaire normalisé avec  $\mathbf{u}(X)$  :

$$\max_{\psi} \frac{\langle |(\mathbf{u}, \psi)|^2 \rangle}{(\psi, \psi)} = \frac{\langle |(\mathbf{u}, \phi)|^2 \rangle}{(\phi, \phi)}$$

Ce problème revient à résoudre un problème aux valeurs propres dont le noyau est le tenseur des corrélations en deux points :

$$\int_{\Omega} \langle u_i(X) u_j^*(X') \rangle \phi_j(X') dX' = \lambda \phi_i(X) \quad (3.17)$$

Nous noterons  $R_{ij}(X, X') = \langle u_i(X) u_j^*(X') \rangle$ .

Si  $\Omega$  est borné, ce problème admet une infinité dénombrable de solutions. Les valeurs propres  $\lambda_k$  sont ordonnées tel que  $\lambda_{k+1} \geq \lambda_k$ . Comme  $R_{ij}(X, X')$  est symétrique défini positif, on a  $\lambda_k \geq 0$ . Les fonctions propres ou modes  $\phi^{(k)}$  sont normalisées tel que  $\|\phi^{(k)}\| = (\phi^{(k)}, \phi^{(k)})^{\frac{1}{2}} = 1$ . Une propriété importante est l'orthogonalité de ces modes :

$$\int_{\Omega} \phi_i^{(k)}(X) \phi_i^{(k')*}(X) dX = \delta_{kk'}$$

Cet ensemble de solutions fournit une décomposition diagonale du tenseur des corrélations en deux points :

$$R_{ij}(X, X') = \sum_k \lambda_k \phi_i^{(k)}(X) \phi_j^{(k)*}(X') \quad (3.18)$$

Egalement, du fait de l'orthogonalité des modes, chaque réalisation de  $\mathbf{u}(X)$  accepte la décomposition modale :

$$\mathbf{u}(X) = \sum_k a_k \phi^{(k)}(X)$$

où les coefficients aléatoires  $a_k$  sont la projection de  $\mathbf{u}$  sur le mode  $k$  déterministe :

$$a_k = \int_{\Omega} u_i(X) \phi_i^{(k)*}(X) dX$$

Ces coefficients sont décorrélés et l'on a :

$$\langle a_k a_{k'} \rangle = \delta_{kk'} \lambda_k$$

Ainsi, chaque valeur propre représente l'énergie sur le domaine  $\Omega$  du mode qui lui est associé. L'énergie totale sur  $\Omega$  peut ainsi être décomposée (en intégrant l'équation 3.18 sur  $\Omega$ ) en une contribution de chaque mode :

$$E = \int_{\Omega} \langle |(\mathbf{u}, \mathbf{u}^*)| \rangle dx = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k$$

Un des grand intérêts de la POD réside dans l'orthogonalité des modes. En effet, la reconstruction d'une variable avec un nombre  $N$  de modes est ainsi décorrélée de la projection de cette variable sur les modes restants (ce qui ne signifie pas qu'il n'y a pas d'échanges d'énergie).



Egalement, la base ainsi construite est optimale dans le sens de l'énergie. En effet, si l'on considère une autre base orthonormée  $\psi^{(k)}$ , pour un même nombre  $N$  de modes considéré, l'énergie de la projection de la variable sur cette base quelconque  $\sum_k b_k \psi^{(k)}(X)$  est inférieure à celle de la projection sur la base POD :

$$\forall N, \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \geq \sum_{k=1}^N \langle b_k^2 \rangle$$

Les modes étant rangés par ordre décroissant des valeurs propres, les premiers modes obtenus sont donc les plus énergétiques.

Nous avons considéré dans ce paragraphe un processus à énergie finie, c'est-à-dire de carré intégrable sur le domaine considéré. (Dans la pratique, les variables calculées ou mesurées sont à énergie finie du fait de l'inévitable troncature du domaine observé, spatial ou temporel). Dans le cas d'un processus à puissance moyenne finie, on est amené à reconsidérer ces définitions (cf. Faghani [53]). Comme le montre Berkooz et al. [17], dans le cas où la variable considérée est homogène dans une direction spatiale (ou stationnaire en temps), les modes obtenus par la décomposition POD sont les modes de Fourier selon cette direction. Dans ce cas, le tenseur des corrélations est mis sous forme spectrale avant d'en effectuer une décomposition POD selon les directions inhomogènes. Ceci entraîne une perte d'information de la phase et l'emploi de théories telles que le modèle du bruit de grenaille ('shotnoise') ou encore les ondelettes. Pour des détails concernant ces applications, le lecteur peut se référer à Delville et al. [50], Gordeyev and Thomas [62] ou Liu et al. [85].

#### *POD séparable*

Dans le cas le plus général, la décomposition est définie avec la moyenne statistique comme opérateur de moyenne et avec le produit scalaire défini précédemment sur un domaine spatio-temporel. Du point de vue pratique, cette décomposition suppose la connaissance de  $N$  réalisations d'un écoulement en tous points et à chaque instant, ce qui est difficilement accessible. De plus, dans le cas où le tenseur des corrélations spatio-temporel serait connu, le problème aux valeurs propres à résoudre serait alors d'une dimension considérable en comparaison aux tailles mémoire disponibles des calculateurs.

Une alternative généralement utilisée consiste à séparer les variables de temps et d'espace. D'un point de vue physique, cette séparation du temps et de l'espace se justifie largement par le rôle particulier joué par la variable temporelle. On cherche en fait à observer une évolution temporelle de la variable considérée projetée sur des modes spatiaux. On ne considère alors que les corrélations spatiales sans considérer la dépendance en temps. Le problème à résoudre s'écrit ainsi, pour un domaine spatial  $\mathcal{D}$  :

$$\int_{\mathcal{D}} \langle u_i(\vec{x}, t) u_j(\vec{x}', t) \rangle \phi_j(\vec{x}') d\vec{x}' = \lambda \phi_i(\vec{x}) \quad (3.19)$$

Dans le cas général, si la moyenne retenue est la moyenne statistique, cette équation dépend du temps et ainsi les modes qui en découlent ne sont pas des fonctions continues du temps. On obtient en effet une base différente pour chaque temps et rien ne permet d'associer un mode à un temps  $t_1$  à un mode à un temps  $t_2$ . Dans le cas d'un processus stationnaire et ergodique, les moments statistiques ne sont plus dépendants du temps et donc l'équation aux valeurs propres

non plus. La projection des réalisations sur les modes s'écrit alors :

$$\mathbf{u}(X) = \sum_k A_k(t) \phi^{(k)}(\vec{x})$$

où les  $A_k(t)$  sont des processus aléatoires stationnaires. On parle alors de POD séparable. Cette approche a été introduite par Sirovich [116] sous le nom de la méthode des 'snapshots' sur laquelle nous reviendrons dans le paragraphe suivant.

Si l'on utilise une moyenne temporelle, le problème s'apparente à la décomposition bi-orthogonale introduite par Aubry et al. [10]. Cette décomposition écrit une fonction déterministe  $U(\vec{x}, t)$  sous la forme :

$$U(\vec{x}, t) = \sum_k a_k \psi_k(t) \phi_k(\vec{x})$$

en utilisant les noyaux :

$$\begin{aligned} l(\vec{x}, \vec{x}') &= \int U(\vec{x}, t) U(\vec{x}', t) dt \\ s(t, t') &= \int U(\vec{x}, t) U(\vec{x}, t') d\vec{x} \end{aligned}$$

La diagonalisation de ces deux noyaux conduit aux deux familles de fonctions orthonormées  $\psi_k(t)$  et  $\phi_k(\vec{x})$  (les 'chronos' et les 'topos'). Bien que très proche, la POD séparable et la décomposition bi-orthogonale diffèrent en ce sens que la décomposition bi-orthogonale se place dans un cadre déterministe et traite d'une seule trajectoire déterministe. Ainsi le noyau  $l(\vec{x}, \vec{x}')$  ne peut pas être assimilé au noyau  $R(\vec{x}, \vec{x}', t, t')$  issu d'un processus aléatoire et utilisé dans la POD séparable. Typiquement, pour des données issues d'une DNS, où l'on dispose d'une seule réalisation d'un écoulement et où les variables sont connues en tous points et à chaque instant, on applique la décomposition bi-orthogonale. La POD séparable s'applique à un processus aléatoire stationnaire, et donc entre autre à des données issus de mesures PIV, où l'on dispose de champs de vitesse instantanée décorrélés temporellement, et dont la moyenne arithmétique approche la moyenne statistique.

Un des avantages de cette séparation du temps et de l'espace est qu'elle permet, au moyen d'une projection de Galerkin des équations de Navier-Stokes sur les modes  $\phi_k(\vec{x})$ , d'obtenir un système d'équations différentielles ordinaires pour les coefficient  $A_k(t)$ . En ne considérant qu'un nombre  $N$  de modes, on aboutit à un système réduit décrivant l'écoulement qui est de faible dimension. Cette approche (LODS pour Low Order Dynamical System) est décrite dans Ukeiley et al. [127].

Dans notre cas, les données étant acquises par PIV, la décomposition est naturellement appliquée aux composantes de la vitesse sur le plan de mesure. Deux choix sont possibles concernant les variables considérées. On peut calculer le tenseur des corrélations à partir des vitesses instantanées ou bien à partir des fluctuations par rapport à la moyenne. Dans le premier cas, une majorité d'études ont montré que le premier mode est très proche de la moyenne. Nous avons également constaté ce résultat. Afin notamment d'obtenir directement une décomposition du tenseur des contraintes turbulentes qui sont les corrélations centrées en un point, nous avons appliqué la POD aux fluctuations de vitesse  $u$  et  $v$  et les résultats présentés dans le paragraphe 6.4 sont issus de cette décomposition.

La moyenne utilisée est la moyenne statistique approché par la moyenne arithmétique (assimilée à la moyenne temporelle via l'hypothèse d'ergodicité). La base ainsi obtenue est ainsi composée de modes qui sont fonction des variables d'espace. Chaque champ instantané peut ainsi être décomposé sur cette base.

#### *méthode des snapshots*

La décomposition est effectuée à partir des données PIV sur un maillage cartésien dont le nombre de points est noté  $n_X = n_x \cdot n_y$ . Pour résoudre le problème aux valeurs propres discrétisé sur ce maillage cartésien, nous avons utilisé la méthode des 'snapshots', introduite par Sirovich [116]. Cette méthode est basée sur la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $M$  des réalisations. En effet, les  $N$  réalisations de  $u$  et  $v$  sur un domaine discrétisé avec  $n_X$  points sur un maillage cartésien peuvent s'écrire dans la matrice :

$$M = \begin{bmatrix} u^{(1)}(X_1) & u^{(2)}(X_1) & \dots & u^{(N)}(X_1) \\ u^{(1)}(X_2) & u^{(2)}(X_2) & \dots & u^{(N)}(X_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ u^{(1)}(X_{n_X}) & u^{(2)}(X_{n_X}) & \dots & u^{(N)}(X_{n_X}) \\ v^{(1)}(X_1) & v^{(2)}(X_1) & \dots & v^{(N)}(X_1) \\ v^{(1)}(X_2) & v^{(2)}(X_2) & \dots & v^{(N)}(X_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v^{(1)}(X_{n_X}) & v^{(2)}(X_{n_X}) & \dots & v^{(N)}(X_{n_X}) \end{bmatrix}$$

Le tenseur des corrélations, de dimension  $2n_X$ , s'écrit ainsi :

$$R = \frac{dx dy}{N} M \cdot M^T$$

et l'équation aux valeurs propres s'écrit :

$$\frac{dx dy}{N} M \cdot M^T \phi = \lambda \phi$$

Le nombre de valeurs propres non nulles qui peuvent être déterminées est fixé par le rang du tenseur  $R$ . Si les  $N$  réalisations sont linéairement indépendantes, ce rang est  $\min(N, 2n_X^2)$ . Cette limitation est due à la discrétisation et la troncature du domaine, ainsi qu'au nombre de réalisations disponibles.

En multipliant à gauche l'équation précédente par  $M^T$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dx dy}{N} M^T \cdot M \cdot M^T \phi &= \lambda M^T \cdot \phi \\ \frac{dx dy}{N} M^T \cdot M \phi' &= \lambda \phi' \end{aligned}$$

On voit que  $MM^T$  de dimension  $2n_X^2$  a les mêmes valeurs propres que  $M^T M$  de dimension  $N$ . Ces deux matrices étant de rang  $\min(N, 2n_X^2)$ , les valeurs propres restantes de la plus grande des deux matrices sont nulles. On a donc intérêt à choisir pour le calcul des valeurs propres la matrice de plus petite dimension. Dans notre cas,  $2n_X^2 = 2 \times 77 \times 61 = 9394$  et  $N=3072$  pour le plus grand ensemble de données. Nous avons donc calculé les valeurs

propres de  $M^T \cdot M$ . Les vecteurs propres de chacune des deux matrices considérés sont liées par les relations :

$$\begin{aligned}\phi' &= M^T \phi \\ \phi &= M \phi\end{aligned}$$

Ainsi, les modes désirés sont obtenus en multipliant les vecteurs propres de la matrice  $(\frac{dx dy}{N} M^T M)$  par  $M$ .

# Chapitre 4

## Caractérisation de l'écoulement

### 4.1 Mesures préliminaires

Nous présentons dans ce paragraphe un certain nombre de mesures préliminaires effectuées afin de caractériser l'expérience, notamment quant aux conditions aux limites de l'écoulement.

#### 4.1.1 Ecoulement amont

En premier lieu, il convient de connaître autant que possible l'écoulement amont. Nous avons mesuré l'intensité turbulente par fil chaud au centre du canal à l'entrée en amont du cylindre ( $x/D = -5.0$ ,  $y/D = z/D = 0$ ). Les valeurs mesurées sont de 1.5% de la vitesse moyenne pour chaque vitesse considérée. Egalement, une mesure PIV sur un plan autour de la même abscisse et proche de la paroi a montré un profil de vitesse uniforme jusqu'à 9mm ( $0.064D$ ) de la paroi à  $x/D = -5$ . Nous avons comparé cet ordre de grandeur avec l'épaisseur d'une couche limite turbulente se développant sur plaque plane dont l'expression est donnée par la loi expérimentale (Chassaing [38]) :

$$\frac{\delta(x)}{x} \simeq 0.37 \left( \frac{U_0 x}{\nu} \right)^{-\frac{1}{5}}$$

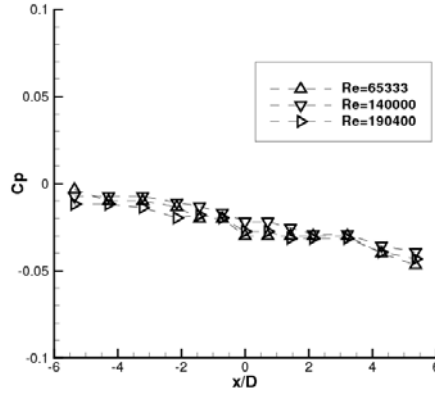
Cette relation donne une estimation de la couche limite de  $\delta = 7.7\text{mm}$  ( $0.055D$ ), pour nos dimensions.

Egalement, des visualisations de fil de laine sur les parois du canal à son entrée n'ont pas montré de décollement apparent qui laisserait supposer un défaut d'alignement avec l'écoulement incident.

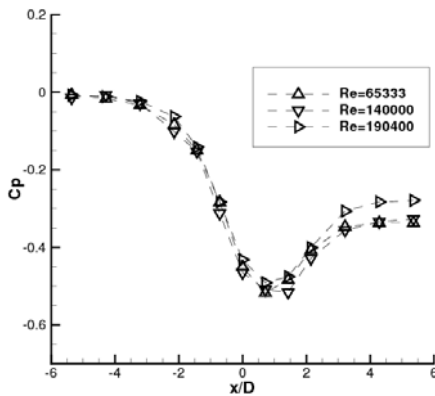
#### 4.1.2 Pression moyenne sur les parois du canal

Nous avons mesuré la pression pariétale le long des parois du canal, en l'absence et en présence du cylindre. Les parois du canal étant parallèles, le profil de pression en l'absence du cylindre montre un léger gradient négatif de pression dans le sens de l'écoulement (Figure 4.1a). Ce gradient est dû au développement de la couche limite sur les parois du canal. Ce gradient est très faible par rapport au gradients observés en présence du cylindre. West and Apelt [132] ont également effectué des essais avec des parois parallèles et donc un léger gradient de pression. Ils ont imposé une inclinaison des parois afin d'obtenir un

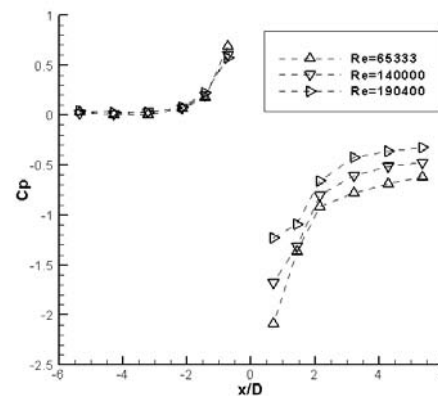
gradient de pression nul et ont constaté que ceci n'entraînait pas de changement significatif sur les résultats.



(a) pression sur les parois du canal vide



(b) pression sur les parois du canal en présence du cylindre



(c) pression sur les parois du canal où est fixé le cylindre

FIG. 4.1: conditions aux limites de l'écoulement : pression sur les parois du canal

Les profils de pression selon  $x/D$  en présence du cylindre sont représentés sur les figures 4.1b et 4.1c. Sur les parois parallèles au cylindre, nous constatons un gradient de pression négatif en amont du cylindre, qui correspond à une accélération de l'écoulement entre les parois et le cylindre créée par le blocage lié à la présence du cylindre (conservation du débit). Le gradient négatif devient plus grand à partir de  $x/D = 3$  et atteint un maximum juste en amont du cylindre à  $x/D = -1$ . Un minimum de pression  $C_p \approx -0.5$  est atteint à hauteur de l'aval du cylindre  $x/D \approx 0.5$ . Ensuite le gradient de pression est positif à hauteur du sillage proche jusqu'à  $x/D \approx 4$  où la pression atteint un plateau. Le niveau de ce plateau est  $C_p \approx -0.35$  pour les nombres de  $Re = 65333$  et  $Re = 140000$  et de  $C_p \approx -0.3$  pour  $Re = 190400$ . Cette dépression en aval du cylindre est bien sûr liée à la présence du sillage. Le fort gradient négatif de pression juste en amont du cylindre ainsi que le niveau

de dépression en aval sont à mettre en relation avec la proximité du cylindre et des parois (Rappelons que le coefficient de blocage est de 20%). West and Apelt [132] ont étudié les influences du coefficient de blocage pour des nombres de Reynolds similaires et constatent que pour un coefficient de blocage plus petit, le gradient de pression est quasiment constant. Dans le cas d'un blocage fort (16% dans l'étude de West and Apelt [132]), le profil de pression présente ce fort gradient. Contrairement à nos mesures, les profils de pression West and Apelt [132] ne présentent pas de gradient positif juste en aval du cylindre mais plutôt un plateau et également la dépression est moins importante au niveau du cylindre ( $C_p \approx -0.2$ ). Nous pensons que ces différences sont liées aux différences entre les deux installations. En effet West and Apelt [132] ont réalisé leurs essais dans une veine fermée dont la longueur avale est plus importante que la nôtre. De plus, le cylindre est monté avec des plaques terminales (end plates).

Les profils de pression sur les parois normales au cylindre montrent, comme on pouvait s'y attendre, une surpression en amont du cylindre et une dépression en aval. En amont, le gradient de pression positif est significatif à partir de  $x/D = -2.5$ , et traduit le ralentissement devant l'obstacle jusqu'au point d'arrêt amont. On note que la valeur du coefficient de pression à ce niveau semble bien tendre vers une valeur de 1, ce qui est cohérent avec la relation de Bernouilli, bien qu'elle néglige les effets visqueux. En aval, on observe une dépression importante dans le sillage proche et un gradient de pression positif à partir de la base du cylindre  $x/D = 0.5$ . Nous constatons, comme sur le profil 4.1b, mais de manière plus significative, que la dépression en aval du cylindre devient moins importante quand le nombre de Reynolds augmente. Nous verrons dans le paragraphe 4.2 que ceci est lié à l'entrée de l'écoulement dans le régime critique.

## 4.2 Pression pariétale sur le cylindre et traînée - Régime de l'écoulement

Les profils du coefficient moyen de pression pariétale  $C_p$  sur le cylindre selon l'angle  $\theta$ , compté à partir du point d'arrêt amont sont représentés sur la figure 4.2(a) pour l'ensemble des nombres de Reynolds mesurés. Sur la figure 4.2(b) sont représentés les valeurs *rms* correspondantes.

Le coefficient de traînée  $C_d$  peut être estimé en intégrant le coefficient de pression autour du cylindre.

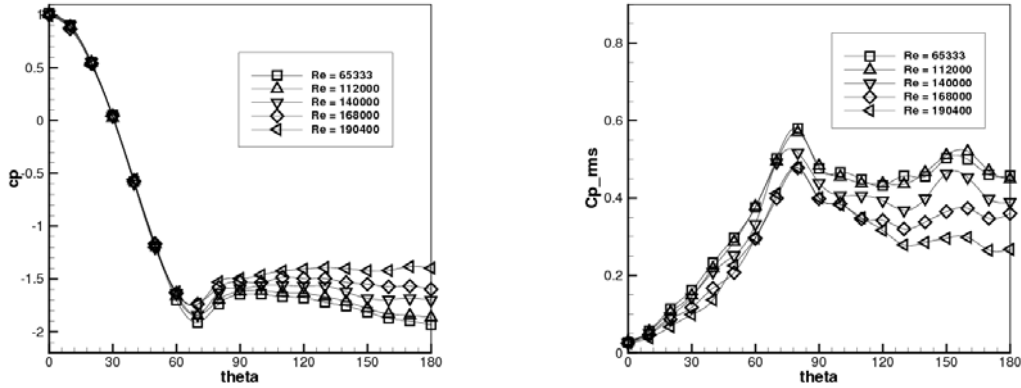
$$C_d = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta$$

Cette estimation de la traînée néglige la traînée visqueuse liée au frottement et de plus suppose la bidimensionnalité de l'écoulement du fait qu'elle n'intègre la pression que sur une section du cylindre. Toutefois, Achenbach [1] a montré que la traînée visqueuse ne contribue que pour quelques % à la traînée totale et nous verrons au chapitre 5 suivant que l'écoulement est 'en moyenne' bidimensionnel sur une large partie de l'envergure du cylindre. Le coefficient ainsi estimé est représenté sur la figure 4.3 et comparé à l'évolution de  $C_d$  en fonction de  $Re$  présenté par Roshko [110] sur la base de mesures collectées de différents auteurs.

Les profils de  $C_p$  obtenus ont typiquement l'allure d'un régime sous-critique. La position du maximum de gradient de pression adverse est située autour de  $80^\circ$ . Selon Achen-



bach [1], qui a mesuré le coefficient de pression ainsi que le coefficient de frottement pariétal, ce point est situé proche du décollement dans le régime sous-critique.



(a) coefficient de pression moyen sur le cylindre

(b) valeur rms du coefficient de pression sur le cylindre

FIG. 4.2: coefficients de pression pariétale

L'évolution de ces profils en fonction du nombre de Reynolds montre que la dépression à l'aval du cylindre et ainsi le coefficient de succion ( $-C_{pb}$ ) à la base du cylindre ( $\theta = 180^\circ$ ) diminue quand  $Re$  augmente. La même tendance est ainsi observée que sur les valeurs de pression aux parois du canal en aval du cylindre. Cette augmentation se traduit par une diminution du coefficient de traînée et indique que l'écoulement considéré se situe à l'entrée du *régime critique*.

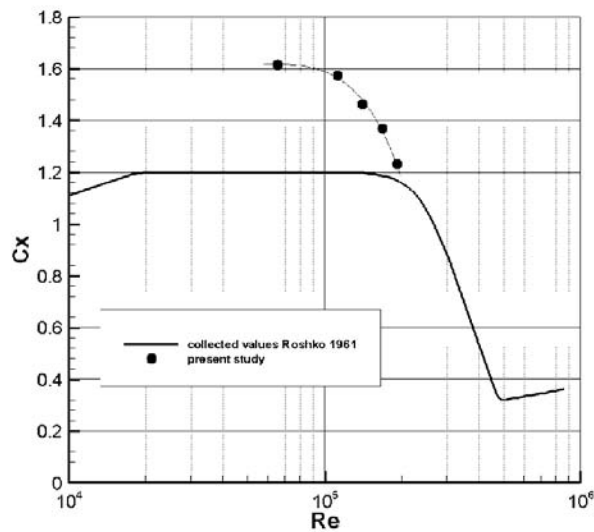


FIG. 4.3: coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds

Nous voyons que cette diminution du coefficient de traînée (la 'crise de traînée') apparaît pour des nombres de Reynolds inférieurs à ceux indiqués par Roshko [110]. Ceci est lié à l'intensité turbulente de l'écoulement amont (1.5% dans notre cas) et également au blocage important. En effet, Bearman and Morel [14], ainsi que Kiya et al. [76], ou encore Norberg [93], montrent que le nombre de Reynolds critique diminue avec l'intensité turbulente en amont. Ce régime étant lié au fait que le point de transition turbulente rejoint le point de décollement de la couche limite, celle-ci devient turbulente à des nombres de Reynolds inférieurs quand l'écoulement incident est plus turbulent. Egalement, Richter and Naudascher [107] montrent que la 'crise de traînée' est observée à des nombres de Reynolds qui diminuent quand le blocage augmente, du fait de l'accélération que ce blocage entraîne, comme nous l'avons constaté au paragraphe précédent. A l'entrée du régime critique, les mêmes tendances concernant le coefficient de pression à la base du cylindre et à  $90^\circ$  sont observées par Norberg [93], ou encore Bearman [13].

La valeur du coefficient de pression  $C_{pb}$  à la base du cylindre ( $\theta = 180^\circ$ ), ainsi que la dépression à l'aval du cylindre, est plus faible que celle observée généralement dans les études en milieu non confiné (Achenbach [1], ou Cantwell and Coles [37], par exemple) et ceci se traduit par un coefficient de traînée plus important qu'en milieu non confiné. Cet effet dû au fort coefficient de blocage et au faible rapport d'aspect de notre configuration est en accord avec les conclusions des études de l'influence de ces deux paramètres (West and Apelt [132], Szepessy and Bearman [121], Norberg [95], ou encore Richter and Naudascher [107]). L'objectif de l'étude étant de permettre une comparaison avec des simulations numériques, nous n'avons pas appliqué de correction de blocage telles que Maskell [88].

Les profils de pression fluctuante  $C'_p$  sont en bon accord avec les résultats de Norberg [94] ou encore West and Apelt [133]. Ils montrent un maximum proche du décollement et également un second maximum autour de  $\theta = 160^\circ$ . Ce second maximum exhibe une tendance à disparaître lorsque  $Re$  augmente et ainsi que l'écoulement entre dans le régime critique. Les valeurs de  $C'_p$  à la base du cylindre peuvent être comparés avec Norberg [93] qui observe également une diminution à l'entrée du régime critique.

## 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

Afin de mieux appréhender le comportement de l'écoulement dans ce régime, nous présentons dans ce paragraphe quelques signaux bruts de la pression et de la vitesse.

### 4.3.1 Signaux temporels de pression

Les figures 4.4 à 4.8 présentent l'allure de l'évolution temporelle du coefficient de pression pariétale sur le cylindre à différents angle  $\theta$  et pour chaque nombre de Reynolds mesuré. Sur ces figures, le temps est adimensionné avec la vitesse de l'écoulement incident et le diamètre du cylindre.

En amont du cylindre, à  $\theta = 20^\circ$ , les signaux de pression montrent principalement une composante périodique liée au lâcher tourbillonnaire qui est modulée en amplitude et en fréquence. Le signal présente à certains instants des irrégularités où la composante périodique semble s'atténuer. Nous n'observons pas de différence notable entre les différents nombres de Reynolds.

A  $\theta = 40^\circ$ , la composante périodique est de plus grande amplitude. Cette composante

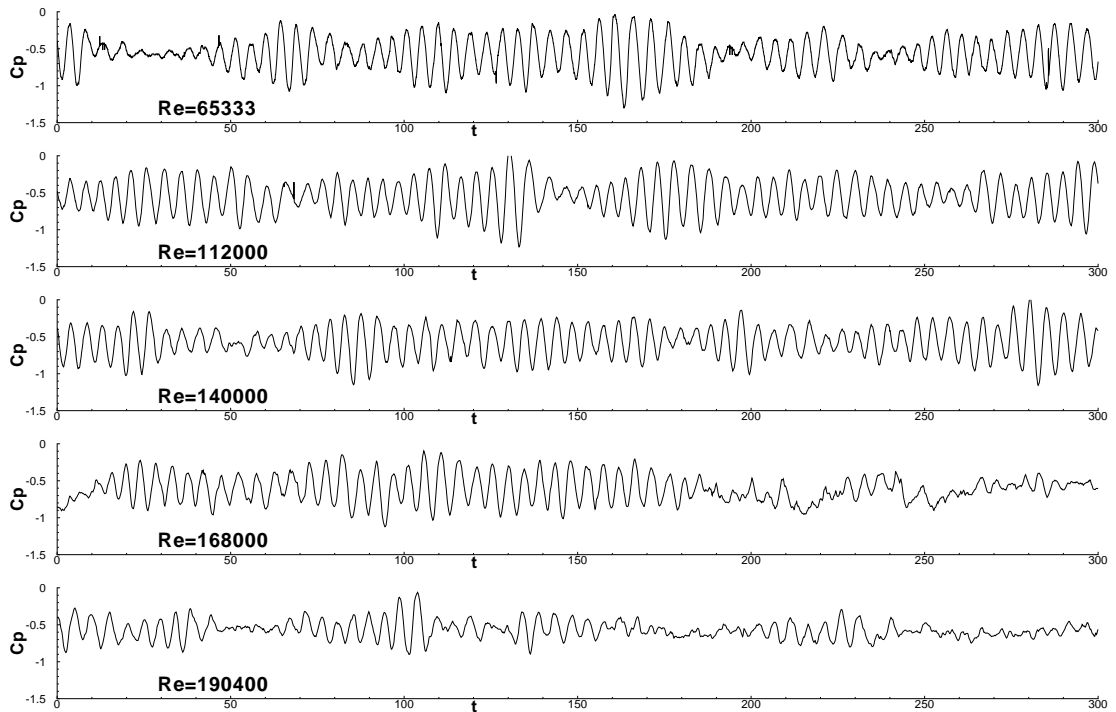
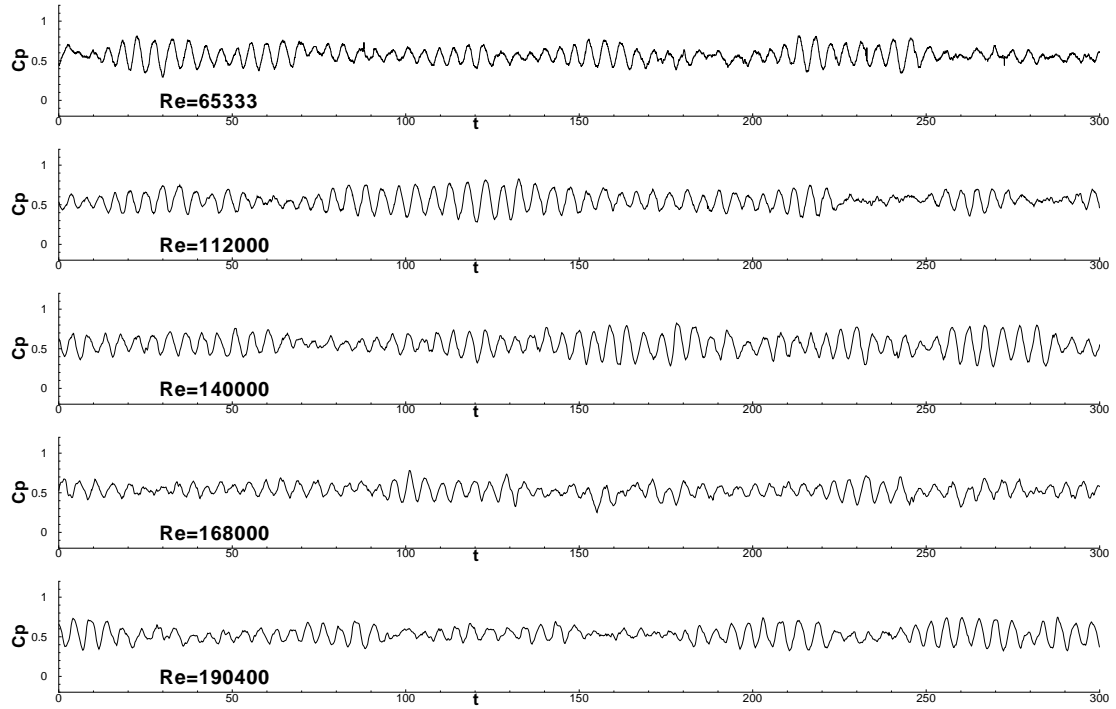
étant liée au lâcher tourbillonnaire, il est normale que son amplitude augmente quand on se rapproche du décollement qui, d'après les profils de pression pariétale moyenne se situe proche de  $\theta = 80^\circ$ . L'amplitude semble diminuer quand le nombre de Reynolds augmente et surtout, les passages irréguliers semblent plus fréquents et également plus longs quand le nombre de Reynolds augmente.

Aux angles  $\theta = 70^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ , c'est-à-dire au voisinage du décollement, les mêmes tendances sont observées. L'amplitude de la composante périodique est la plus importante par rapport aux autres angles, à cause du décollement. Ceci explique le premier pic sur les profils de  $C'_p$  présentés au paragraphe précédent. Cette amplitude, comme aux autres angles, diminue quand le nombre de Reynolds augmente. Les passages irréguliers sont plus marqués pour les nombres de Reynolds les plus grands. A  $Re = 190400$ , le signal présente en plus de larges fluctuations irrégulières et lentes par rapport aux fluctuations périodiques (basse fréquences). Le niveau de pression des ces fluctuations est plus bas que le niveau moyen. A  $\theta = 90^\circ$ , on observe autour de quelques instants l'apparition de hautes fréquences, qui reflètent une turbulence de petite échelle, pour les nombres de Reynolds 168000 et 190400. Cette diminution de l'amplitude de la composante périodique et ces irrégularités de plus en plus présentes quand le nombre de Reynolds augmente est à mettre en rapport avec l'entrée de l'écoulement dans le régime critique. En effet, nous avons vu au chapitre bibliographique que le lâcher tourbillonnaire cesse d'exister à la fin du régime critique. Egalement l'apparition de hautes fréquences à certains instants au nombres de Reynolds de 168000 et 190400 est en accord avec le fait que le point de transition turbulente rejoint le point de décollement dans le régime critique.

A  $\theta = 120^\circ$ , en aval du décollement, le signal est plus irrégulier pour tous les nombres de Reynolds. Les hautes fréquences se superposent à la composante périodique. Dans cette partie avale du cylindre, l'écoulement présente le caractère double, à la fois organisé et chaotique. Ces hautes fréquences apparaissent plus importantes à certains passages et ces événements semblent arriver à des instants aléatoires. Comme aux angles plus en amont, la composante périodique est d'autant moins importante que le nombre de Reynolds augmente et celle ci semble se noyer dans les hautes fréquences à certains instants.

A  $\theta = 140^\circ$ , les hautes fréquences ont de fortes amplitudes à chaque instant. A  $Re = 190400$ , la composante périodique n'est plus discernable. Pour les nombres de Reynolds inférieurs, on note la présence de fortes dépressions par rapport au niveau moyen qui se répètent sur quelques périodes du lâcher tourbillonnaire. Ces événements sont rares par rapport aux périodes où le signal semble symétrique autour de son niveau moyen. Ces fortes dépressions sont certainement à l'origine du second pic observé sur les profils de  $C'_p$ .

### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané



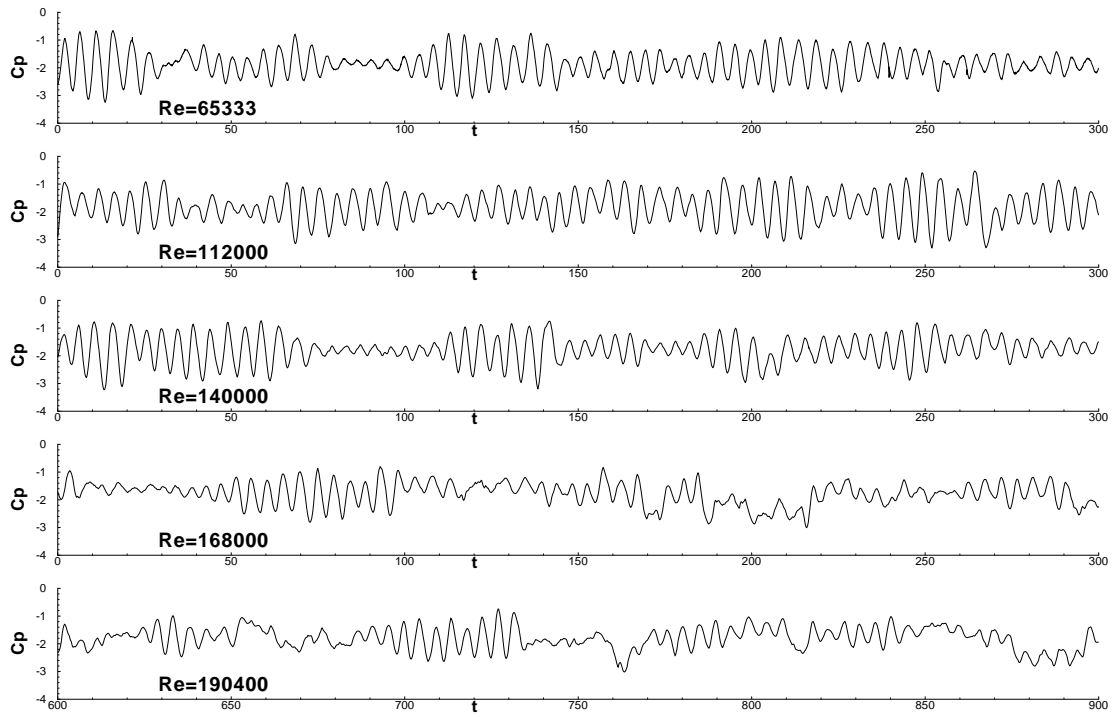


FIG. 4.6: signal de pression pour les différents  $Re$  à  $\theta = 70^\circ$

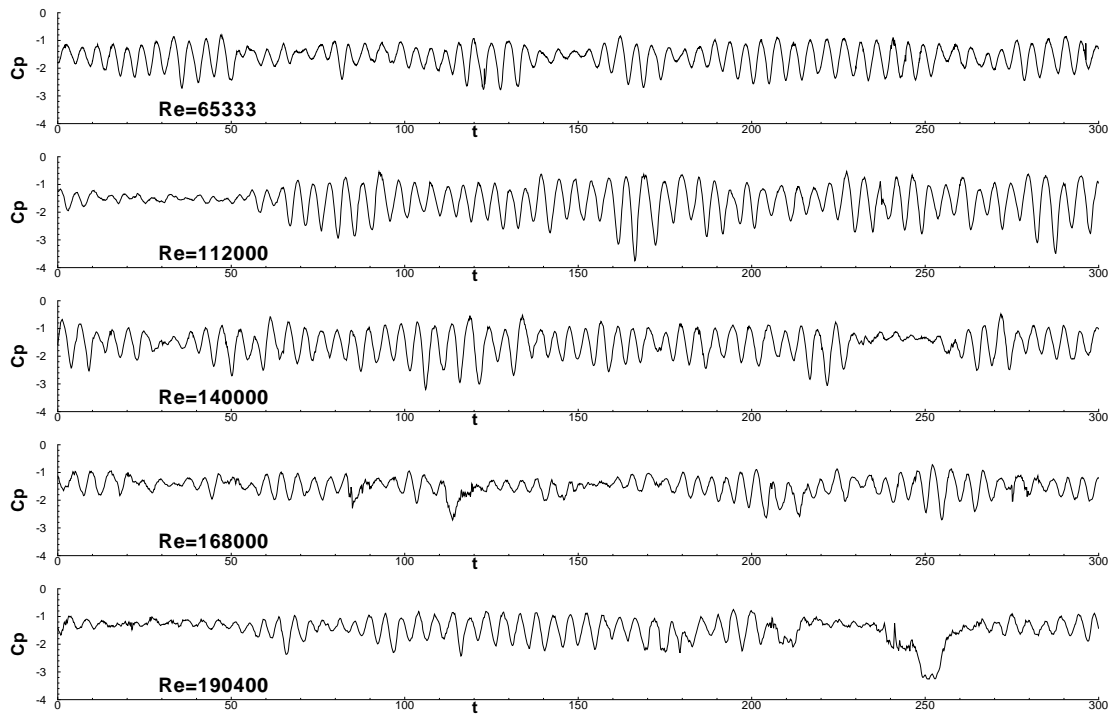


FIG. 4.7: signal de pression pour les différents  $Re$  à  $\theta = 90^\circ$

### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

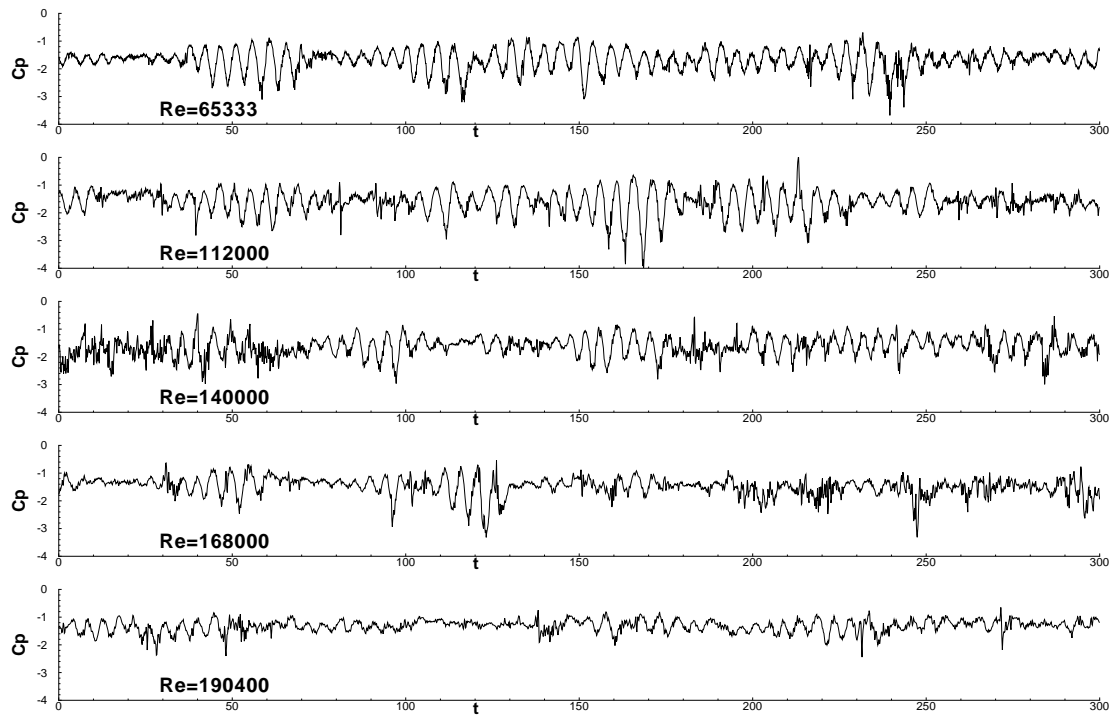


FIG. 4.8: signal de pression pour les différents  $Re$  à  $\theta = 120^\circ$

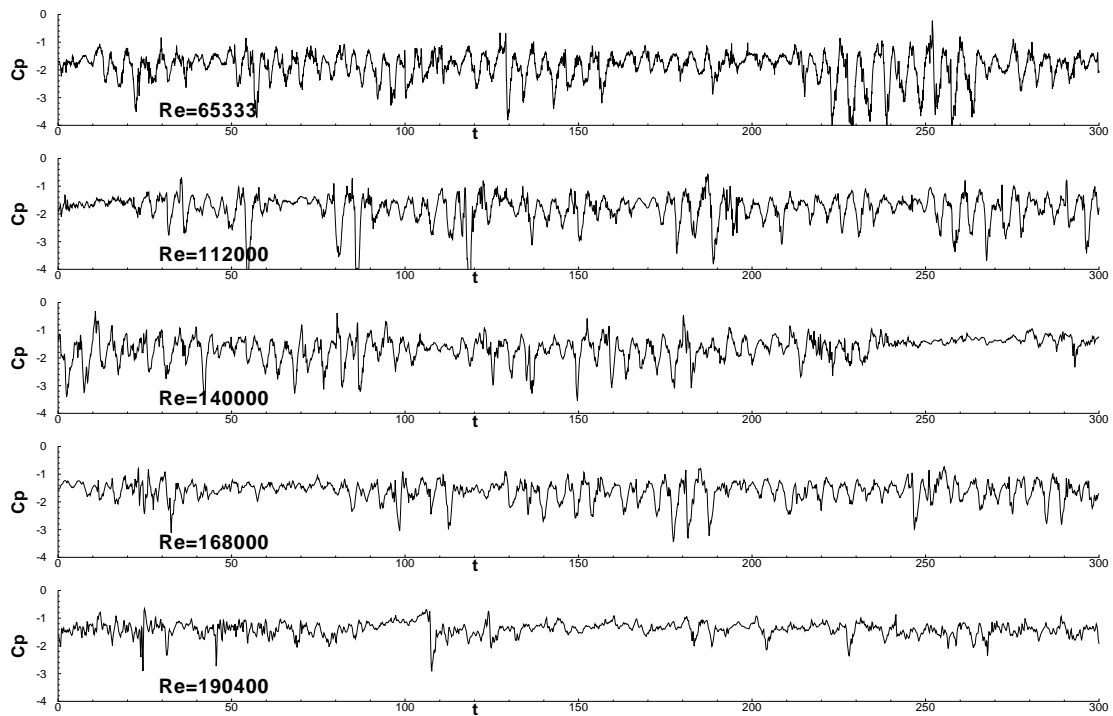


FIG. 4.9: signal de pression pour les différents  $Re$  à  $\theta = 160^\circ$

### 4.3.2 Champs de vitesse instantanée

La figure 4.10 présente l'allure de quelques champs de vitesse instantanée en aval du cylindre (plan 1  $(x, y)$ ) au nombre de Reynolds 140000. Sous chaque champ de vecteur est représenté le signal de pression au même instant. Les figures 4.10a et b montrent l'allure de l'écoulement quand le signal de pression est relativement régulier. Les deux instants sont choisis à des angles de phase de l'écoulement opposés. Le détachement tourbillonnaire est clairement identifié et deux tourbillons alternés sont présents sur chacune des deux images. Le repère dans lequel sont représentés ces vecteurs étant fixe par rapport au cylindre, seul le premier tourbillon qui se détache du cylindre à l'abscisse  $x/D \simeq 0.6 - 0.7$  sur ces figures, forme des lignes de courant 'enroulées'. Le second tourbillon, qui commence à être convecté, situé autour de  $x/D \simeq 1.5 - 1.7$  forme des lignes de courant courbes. Dans un repère se déplaçant à la vitesse de convection du tourbillon, les lignes de courant s'enrouleraient autour du centre du tourbillon.

Trois régions peuvent être identifiées par rapport à ces tourbillons. Entre les deux tourbillons contrarotatifs, et surtout légèrement en aval du tourbillon qui se détache, le fluide extérieur non turbulent est entraîné vers le centre du sillage. Ce fluide rencontre alors en amont du tourbillon convecté le fluide de l'autre côté du sillage et une importante agitation s'en suit. L'allure des vecteurs semble indiquer une forte tridimensionnalisation de l'écoulement dans cette région. Egalement, du côté opposé au tourbillon qui se détache, à des abscisses autour de  $x/D \simeq 0.5 - 1.2$ , nous observons une importante agitation dans cette région de cisaillement.

Afin d'entrevoir à quoi correspondent les passages irréguliers du signal de pression dont nous avons parlé dans les paragraphes 3.3.2 et 4.3.1, les figures 4.10c et d représentent le champ de vitesse à de tels instants. Nous observons que l'allée tourbillonnaire est fortement dégradée et que l'agitation de petite échelle est répartie sur l'ensemble du sillage. Ceci justifie largement le fait de ne pas prendre en compte ces instants dans les moyennes de phase (cf. 3.3.2). Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent 4.3.1, ces instants semblent arriver de façon non régulière et de plus en plus fréquemment lorsque le nombre de Reynolds augmente.

La figure 4.11 montre également des champs de vecteurs instantanés sur le même plan au nombre de Reynolds 190400. Les mêmes régions d'agitation sont observées sur les figures 4.11a et b qui montrent des instants où le signal de pression présente une forte composante périodique. Aux mêmes angles de phase du signal de pression, le tourbillon qui se détache semble être plus éloigné du cylindre qu'au nombre de Reynolds 140000. Quand le signal est irrégulier, (figure 4.11c), le sillage proche ne semble également plus présenter de lâcher tourbillonnaire régulier. Nous avons également observé au paragraphe précédent que la pression pariétale présentait de larges dépressions à certains instants. Nous voyons sur les figures 4.11d et e que ces dépressions irrégulières sont associées à une accélération de l'écoulement de chaque côté du sillage, et surtout à une réduction de la largeur du sillage qui ne présente plus d'allée tourbillonnaire. Cette dégradation de l'allée tourbillonnaire à des instants de plus en plus fréquents et longs marque l'entrée de l'écoulement dans le régime critique.



### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

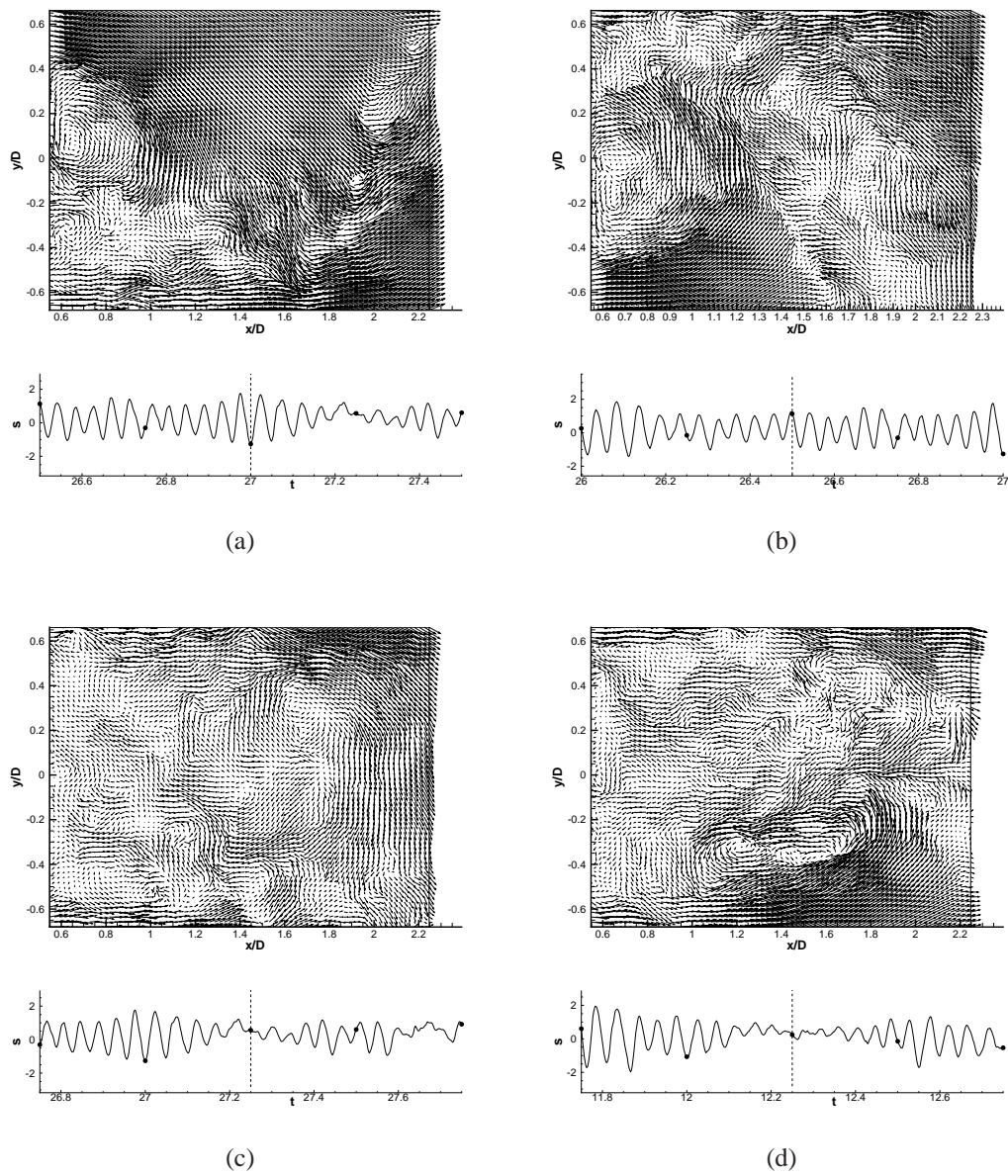


FIG. 4.10: champs de vitesse instantanée et signal de pression correspondant.  $Re=140000$

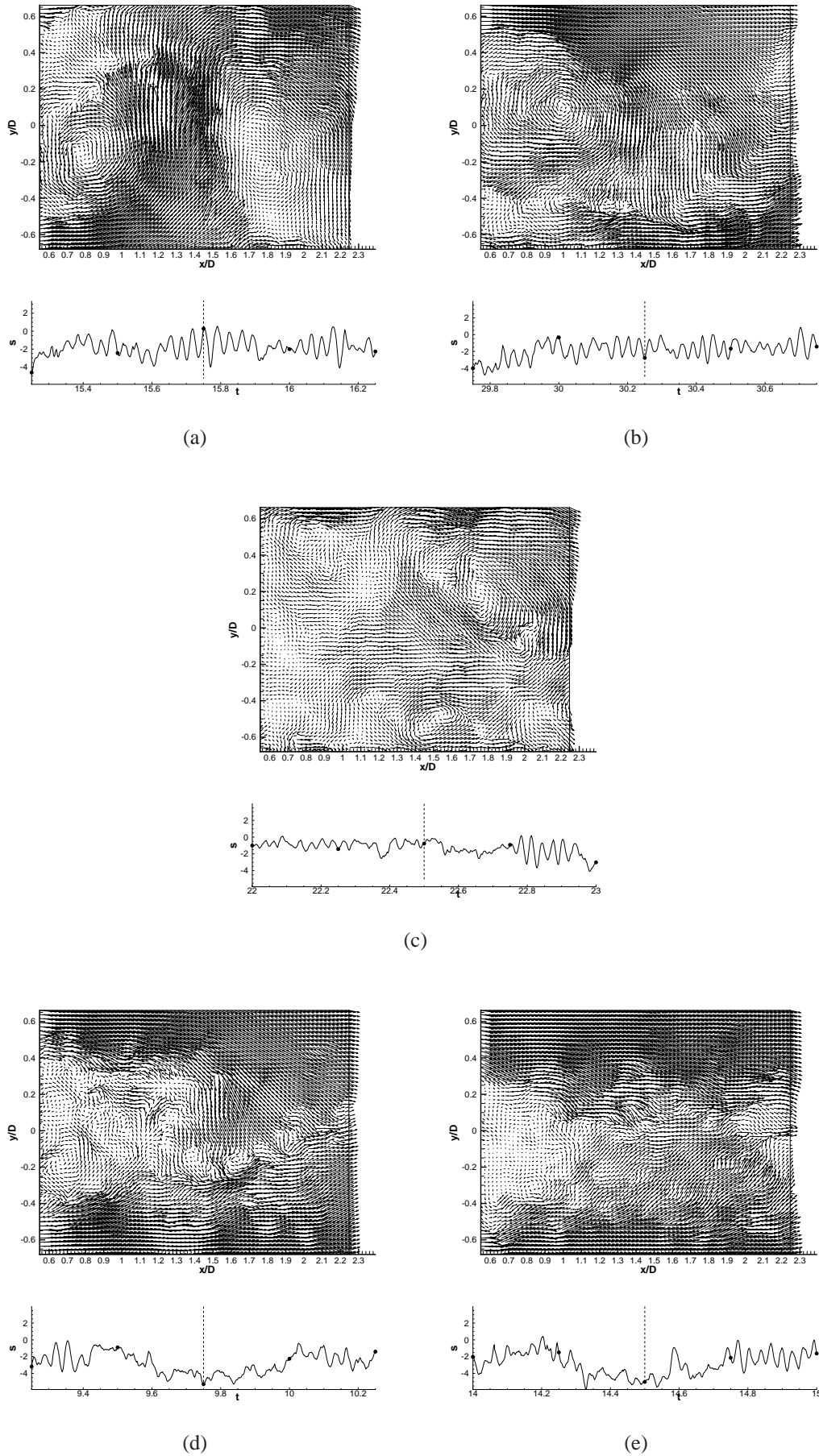


FIG. 4.11: champs de vitesse instantanée et signal de pression correspondant.  $Re=190400$

### 4.3.3 Evolutions temporelles de vitesse

La PIV temporelle permet un suivi de l'évolution spatio-temporelle de l'écoulement. Nous présentons dans ce paragraphe l'allure des signaux temporels de la vitesse en quelques points du sillage proche et à quoi correspond cette évolution dans l'espace.

Les figures 4.12 et 4.13 présentent les composantes longitudinales  $\bar{U}$  et transversales  $\bar{V}$  respectivement en différents points à l'abscisse  $x/D = 1$  pour le nombre de Reynolds 140000. Comme pour les signaux de pression, ces signaux présentent une forte composante périodique liée au lâcher tourbillonnaire et à cette composante se superposent des hautes fréquences de plus faibles amplitudes correspondant à l'état turbulent du sillage. Lorsque le point considéré se rapproche de l'axe arrière les fluctuations aléatoires sont plus importantes et présentes à chaque instant. A la frontière du sillage, aux points  $y/D = 0.61$  et  $y/D = 0.5$ , le signal présente au cours d'une période successivement des passages turbulents et des passages où le signal est plus 'lisse'. Ces passages correspondent à une accélération de  $\bar{U}$  et à une valeur à peu près constante de  $\bar{V}$  à son niveau bas. Sur les figures 4.14 et 4.15 sont représentés les champs de vitesse instantanée à différents instants répartis sur les deux périodes contenues entre les deux traits en pointillés sur les figures 4.12 et 4.13. Nous voyons que les passages non turbulents des signaux de vitesse à la frontière du sillage correspondent bien à l'entraînement du fluide extérieur peu turbulent par l'allée tourbillonnaire (instants  $t = 66.3214$  à  $t = 67.3929$  et  $t = 70.6071$  à  $t = 71.6786$ ). Quand le tourbillon est passé, le fluide extérieur de l'autre côté du sillage est entraîné par le tourbillon alterné suivant (que l'on ne voit que partiellement ou pas du tout sur ces champs qui sont situés d'un côté du sillage) et une agitation importante se produit dans cette zone (instants  $t = 68.4643$  à  $t = 69.5357$  et  $t = 72.75$  à  $t = 73.4286$ ).

Les figures 4.16 et 4.17 montrent l'allure temporelle de la vitesse aux mêmes points du sillage pour le nombre de Reynolds 190400. En accord avec les observations précédentes, l'évolution de la vitesse est beaucoup plus irrégulière et le lâcher tourbillonnaire ne se fait pas à chaque instant. Sur les champs de vitesse instantanée correspondants représentés sur les figures 4.18 et 4.19, il est beaucoup plus difficile de discerner les tourbillons.

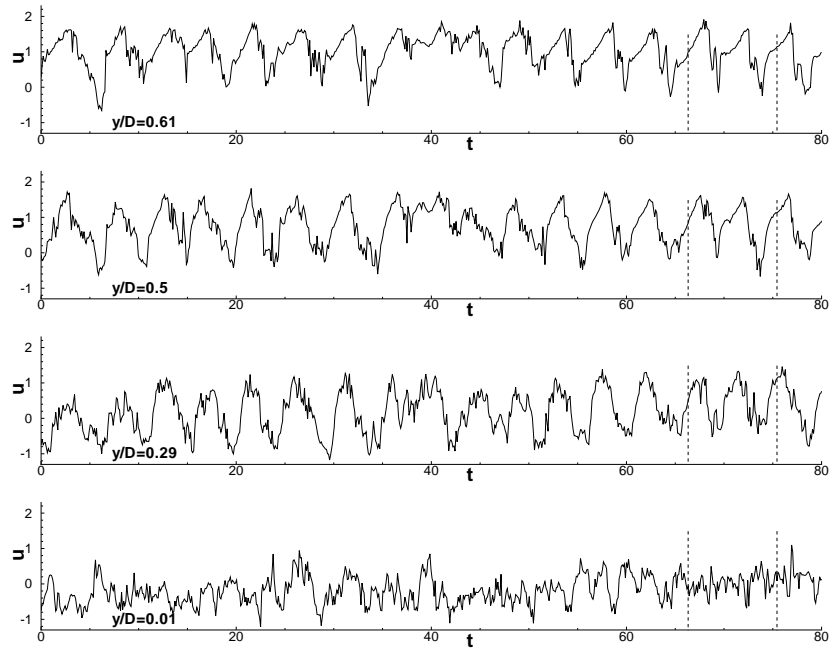


FIG. 4.12: signaux bruts de vitesse  $U$  à  $Re = 140000$ ,  $x/D = 1$ ,  $y/D=0.61$ , 0.5, 0.29 et 0.01

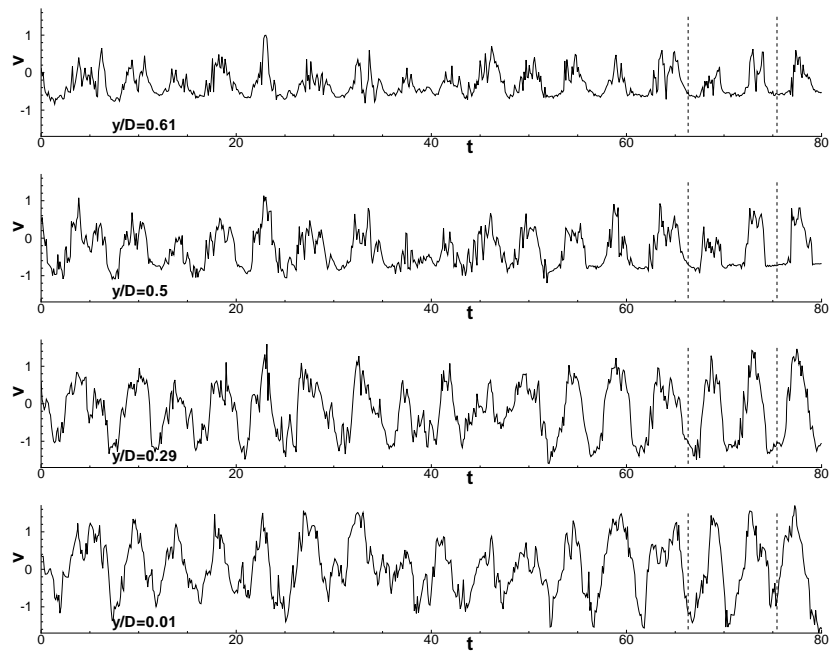


FIG. 4.13: signaux bruts de vitesse  $V$  à  $Re = 140000$ ,  $x/D = 1$ ,  $y/D=0.61$ , 0.5, 0.29 et 0.01

### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

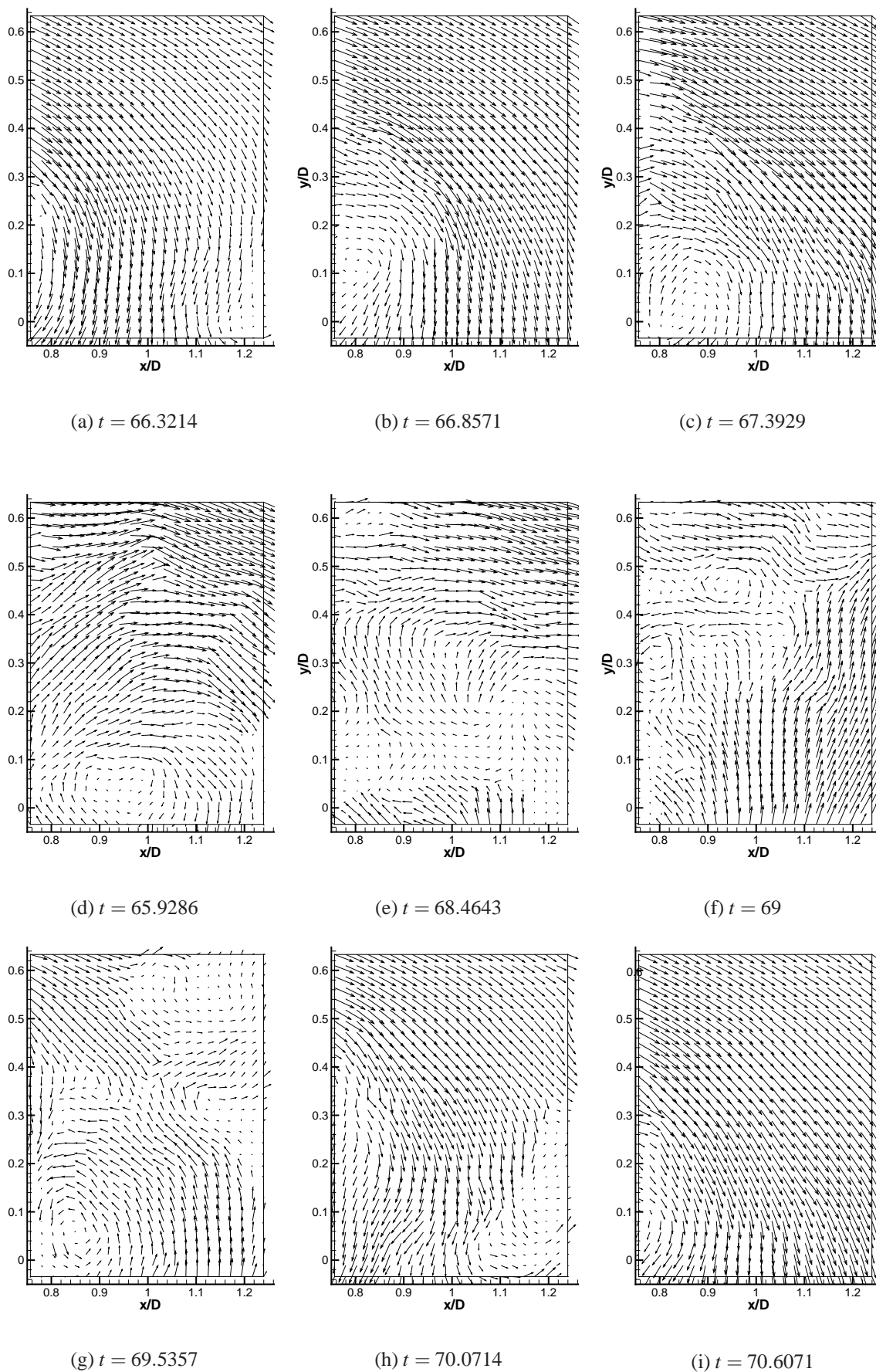


FIG. 4.14: champs instantanés en fonction du temps à  $Re=140000$  (1)



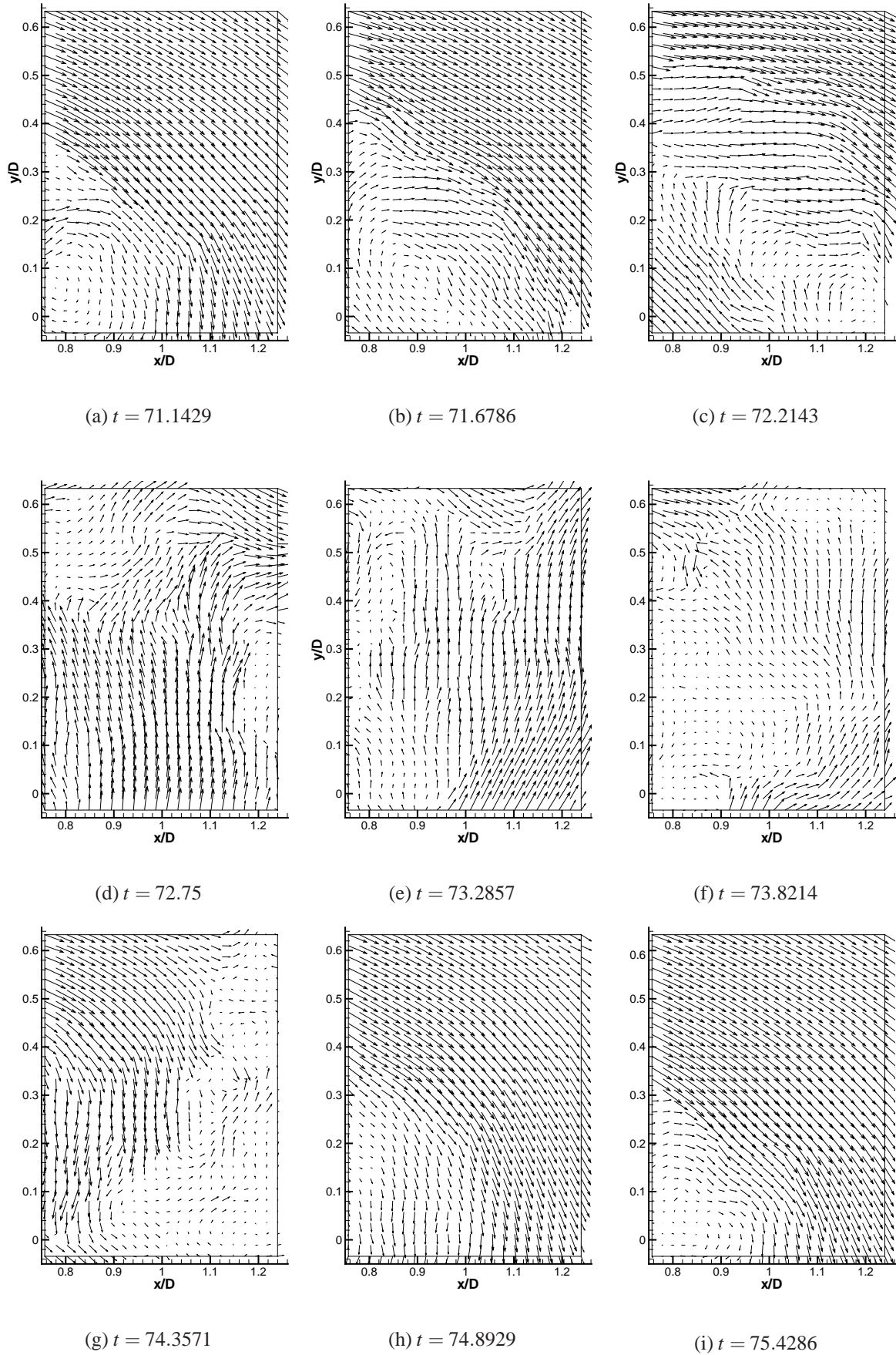


FIG. 4.15: champs instantanés en fonction du temps à  $Re=140000$  (2)

### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

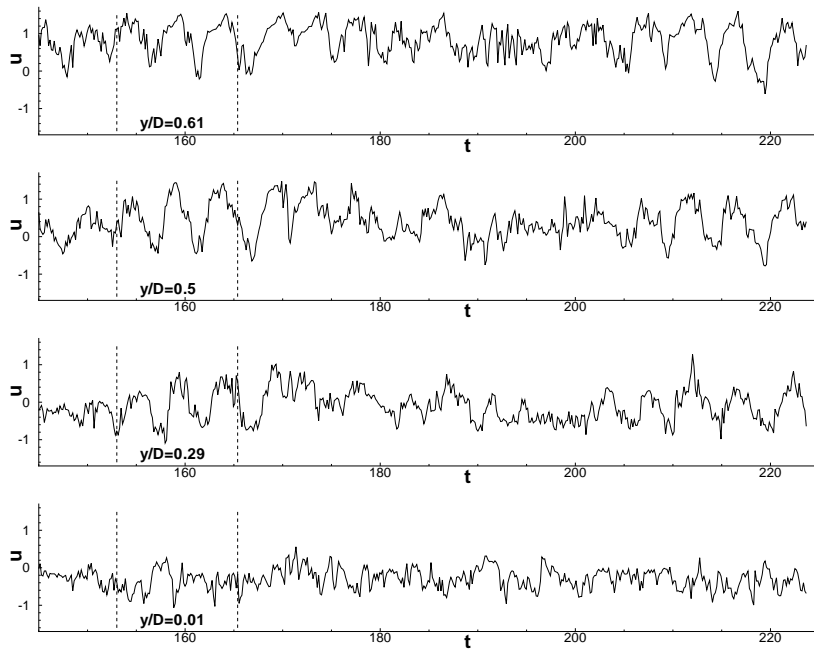


FIG. 4.16: signaux bruts de vitesse  $U$  à  $Re = 190400$ ,  $x/D = 1$ ,  $y/D=0.61, 0.5, 0.29$  et  $0.01$

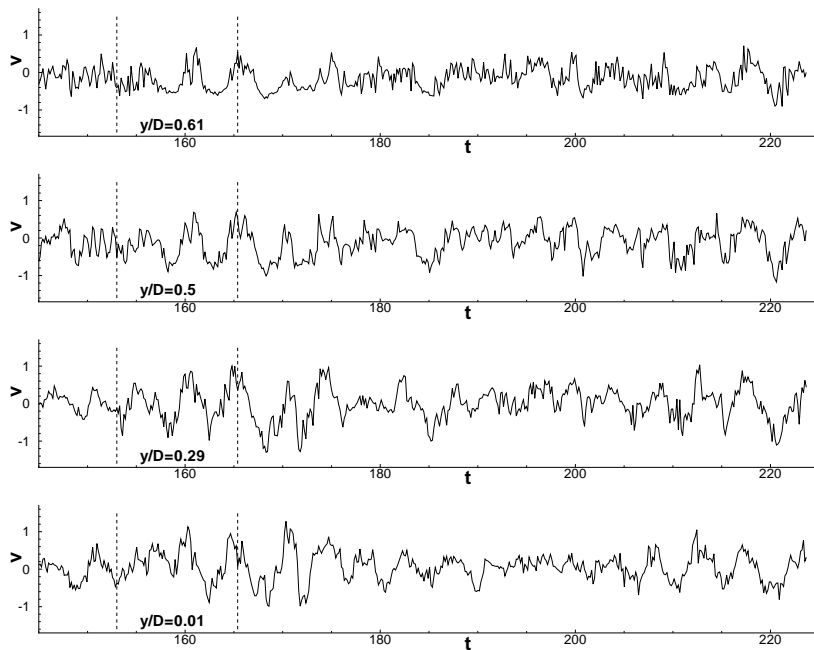


FIG. 4.17: signaux bruts de vitesse  $V$  à  $Re = 190400$ ,  $x/D = 1$ ,  $y/D=0.61, 0.5, 0.29$  et  $0.01$



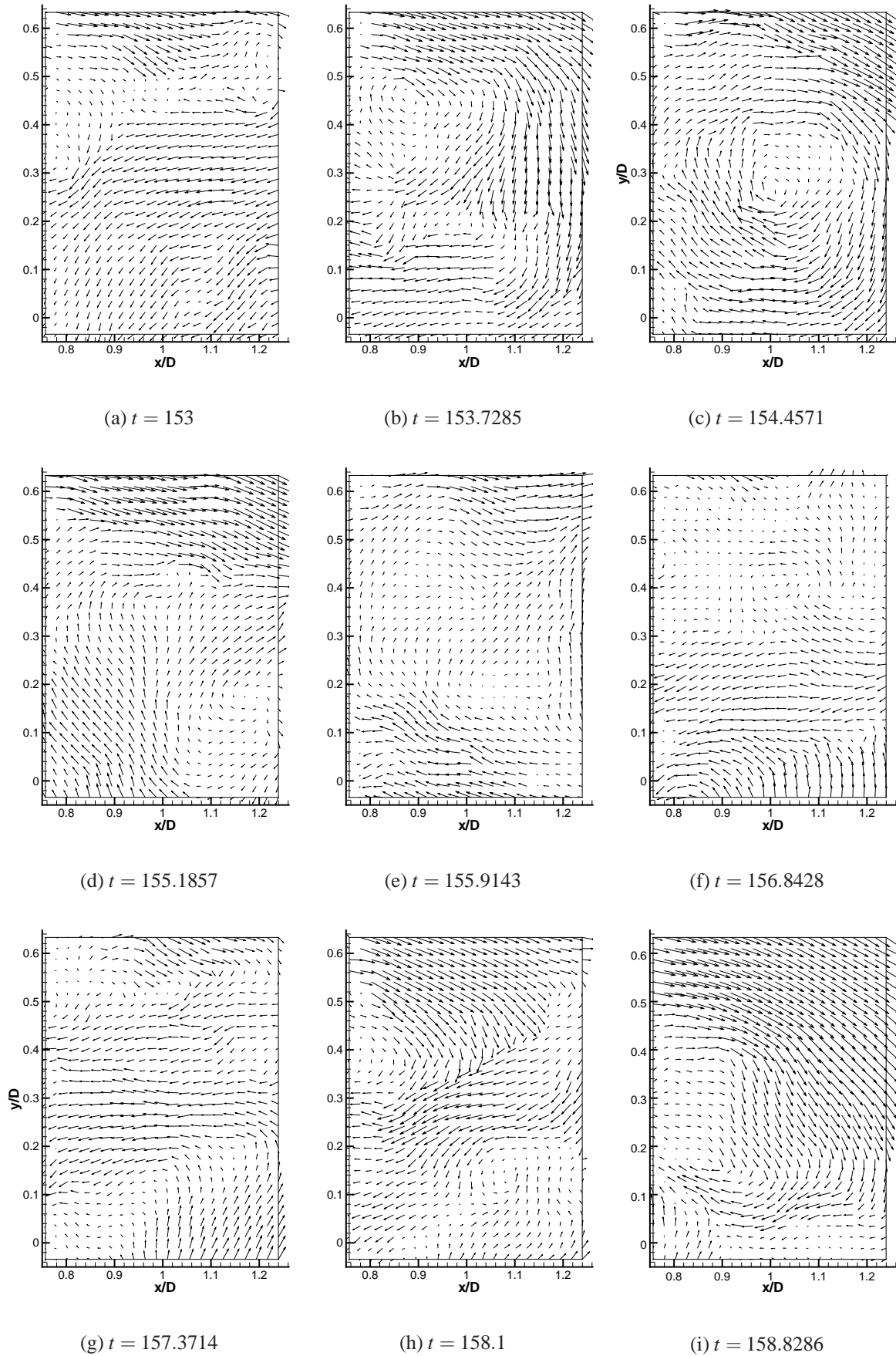


FIG. 4.18: champs instantanés en fonction du temps à  $Re=190400$  (1)

### 4.3 Analyse de l'écoulement instantané

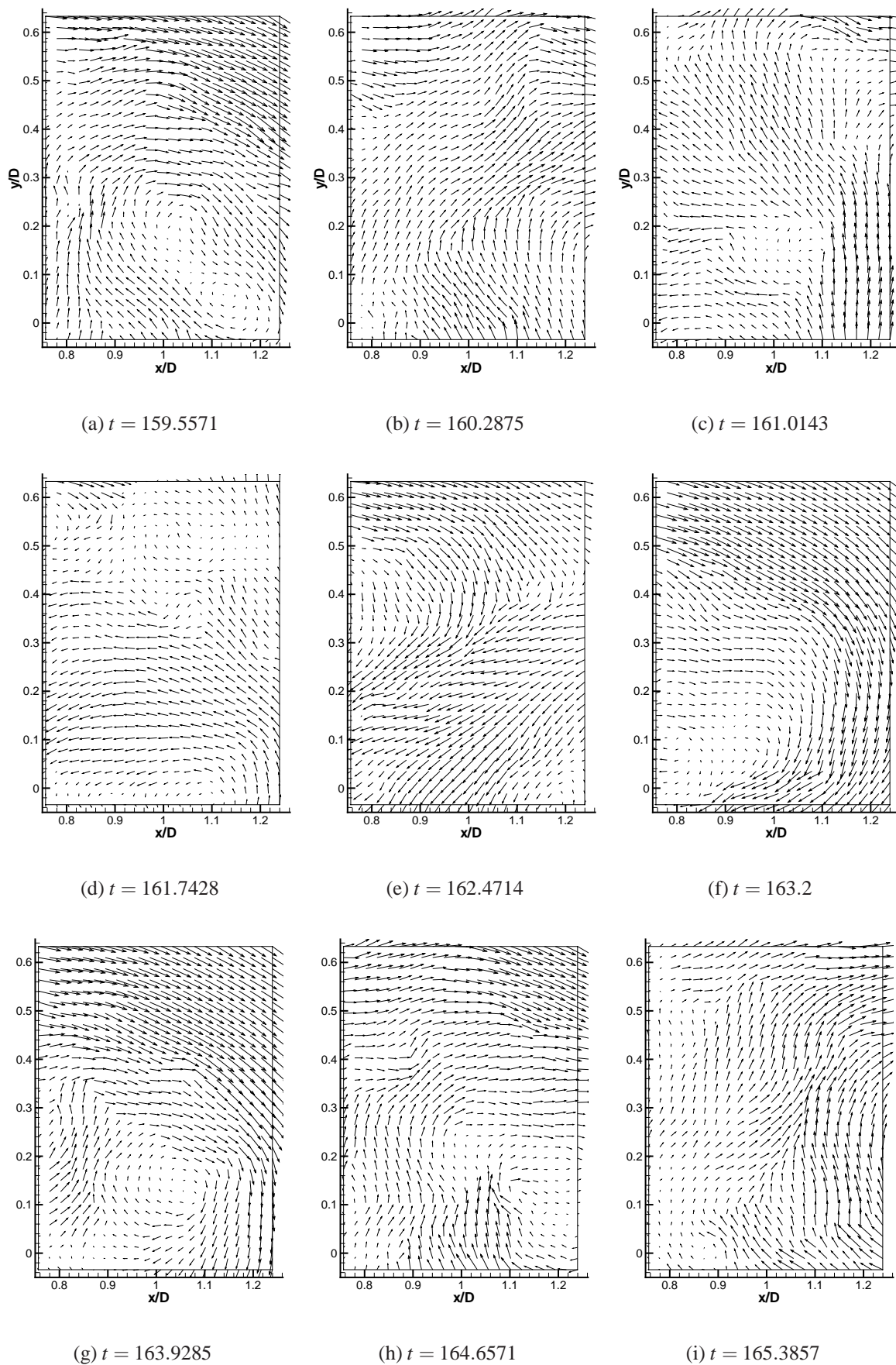


FIG. 4.19: champs instantanés en fonction du temps à  $Re=190400$  (2)



# Chapitre 5

## Champs moyens et analyse spectrale

### 5.1 Champs moyens

#### 5.1.1 Topologie de l'écoulement à $Re = 140000$

##### *vitesses moyennes*

La figure 5.1 montre les lignes de courant de l'écoulement moyen à  $Re = 140000$ . L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe  $y/D = 0$  et présente classiquement deux tourbillons attachés au cylindre qui résultent principalement du moyennage des tourbillons alternés de von Kármán. Les figures 5.2(a) et 5.2(b) montrent les iso-contours des composantes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ .

La composante longitudinale  $\bar{U}$  présente une topologie symétrique par rapport à l'axe arrière  $y/D = 0$  du fait de la configuration de l'écoulement. Dans la zone de recirculation, la région de  $\bar{U}$  négatif est clairement identifiée à l'arrière du cylindre. Le minimum de  $\bar{U}$  se situe à l'abscisse  $x/D = 0.8$  où  $\bar{U} = -0.27$ . Sur les côtés du cylindre, au niveau du décollement, on observe bien une région de survitesse avec un maximum situé à  $x/D \simeq 0$  et  $y/D \simeq 0.6$  où  $\bar{U} \simeq 1.5$ .

Sur l'axe arrière du cylindre, le point où  $\bar{U} = 0$  est appelé point de rattachement et son abscisse définit la longueur de recirculation  $l_c = 1.28$ . Différents auteurs ont introduit différentes définitions de la longueur de formation. Noca et al. [92] a regroupé ces définitions. Nous distinguons principalement la longueur de recirculation et les longueurs de formation  $l_f^{\bar{u}^2}$  et  $l_f^{\bar{v}^2}$  définies comme les lieux sur l'axe arrière des maxima des fluctuations  $\bar{u}^2$  et  $\bar{v}^2$  respectivement. Noca et al. [92] indique que ces différentes longueurs de formation sont proches. Norberg [96] a relevé différentes valeur de la longueur de formation mesurées par différents auteurs et relève une décroissance de  $l_f$  de 2.29 à 1.25 pour des nombres de Reynolds entre 1500 et 200000. Le résultat obtenu dans notre étude est en bon accord avec cette tendance. Egalement, Cantwell and Coles [37] ont mesuré  $l_c = 1.1$  à  $Re = 140000$  en milieu non confiné. Les mesures de l'Ecole Naval de Brest (Djeridi et al. [52]) indiquent  $l_c = 1.37$  pour le même écoulement que cette étude, mais avec un taux de turbulence de l'écoulement incident plus élevé (3%). Il est à noter que dans cet article qui présente également des résultats de notre étude est consigné une longueur de recirculation différente de celle indiqué plus haut. Ce résultat, issu de la première campagne de mesure que nous avons effectuée, s'est révélé erroné du fait de défauts à la surface du cylindre et par la suite la valeur de 1.28 s'est trouvée répétitive à 4% près avec un cylindre sans défaut. Compte tenu de la forte dépendance de ces valeurs vis-à-vis des conditions expérimentales,

et spécialement dans le régime critique, il est difficile de comparer plusieurs expériences. Cependant, les résultats obtenus dans notre étude semblent s'accorder raisonnablement avec les autres études.

La composante transversale  $\bar{V}$  est anti symétrique par rapport à l'axe arrière. Les extrema de  $\bar{V}$  sont situés en  $y/D \simeq 0.5$  et  $x/D \simeq 1.2$ , légèrement en amont du point de rattachement.

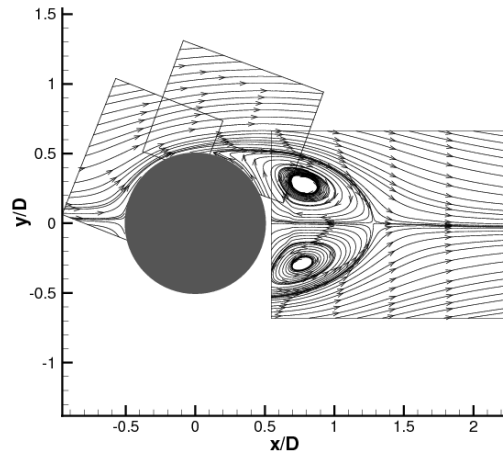


FIG. 5.1: lignes de courant  $Re=140000$

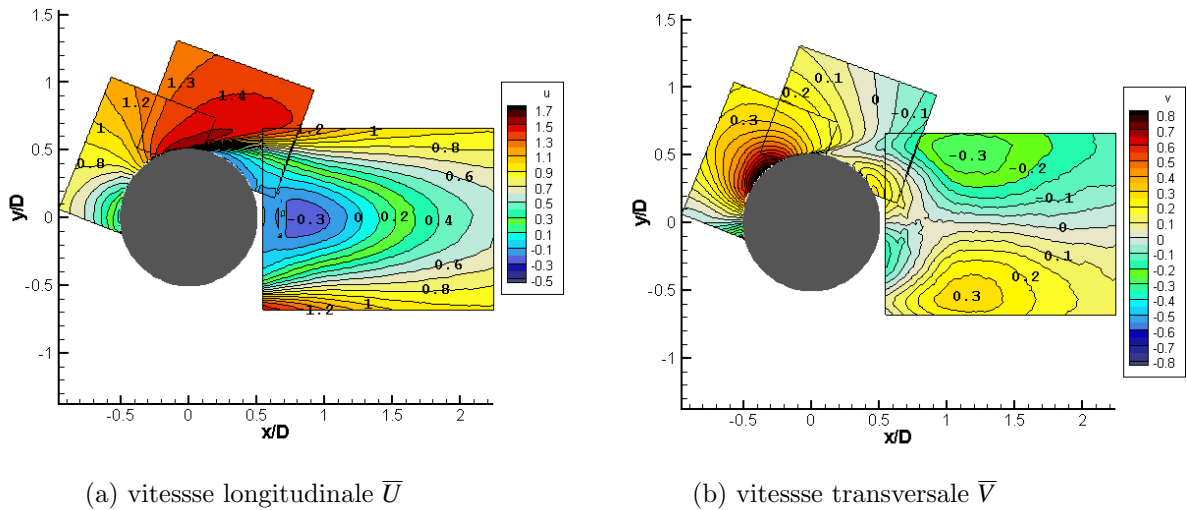


FIG. 5.2: iso-contours de la vitesse moyenne  $Re=140000$

*gradients*

A partir de ces champs moyens est évalué le tenseur des gradients de vitesse et ainsi, sa partie symétrique  $\mathcal{S}$ , le tenseur des taux de déformation et sa partie anti-symétrique  $\mathcal{\Omega}$ , le tenseur des taux de rotations. Le calcul des gradients est réalisé en utilisant un

## 5.1 Champs moyens

schéma moindres carrés au second ordre. La composante  $S_{12} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x})$  du tenseur des taux de déformation et la composante  $\Omega_{12} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \bar{V}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial y})$  du tenseur des taux de rotation sont représentées sur la figure 5.3. Les deux quantités sont antisymétriques par rapport à l'axe  $y/D = 0$ . En aval du cylindre,  $S_{12}$  et  $\Omega_{21}$  ont une allure similaire (avec des signes opposés),  $S_{12}$  s'étendant sur une région légèrement plus longue. Cette similitude provient de la prédominance du gradient  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}$  dans les régions cisailées. Les différences essentielles entre ces deux quantités sont en amont du cylindre. En effet,  $S_{12}$  présentent des valeurs supérieures à 0.5 à partir de l'abscisse  $x/D \simeq -1$  alors que  $\Omega_{12}$  reste très faible jusqu'à la paroi. Comme le notent Jin and Braza [74], ces fortes valeurs de la déformation en amont du cylindre sont une des origines des lacunes des modèles de turbulence linéaires. Enfin, bien que le champ de vitesse ne soit pas résolu très proche de la paroi dans la couche limite, nous observons également que les plus fortes valeurs de la vorticité se situent classiquement proche du décollement.

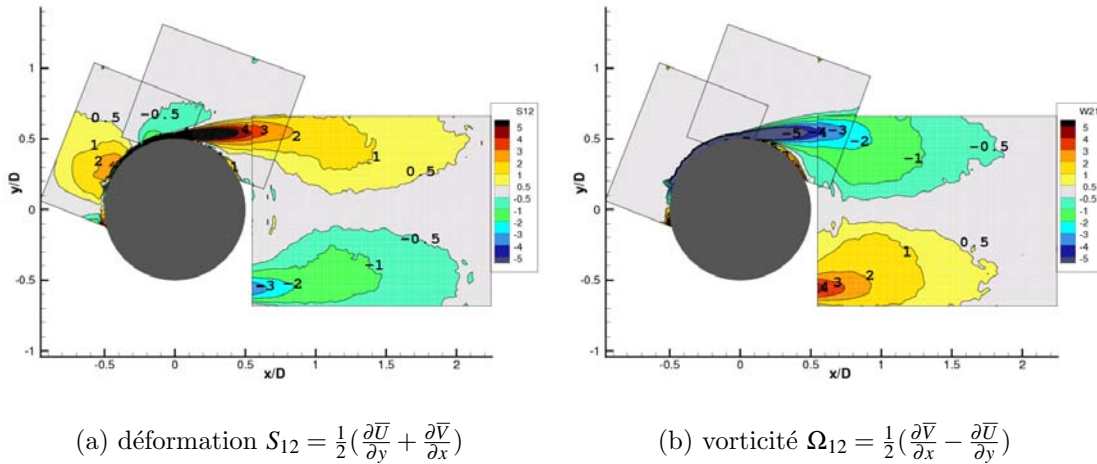


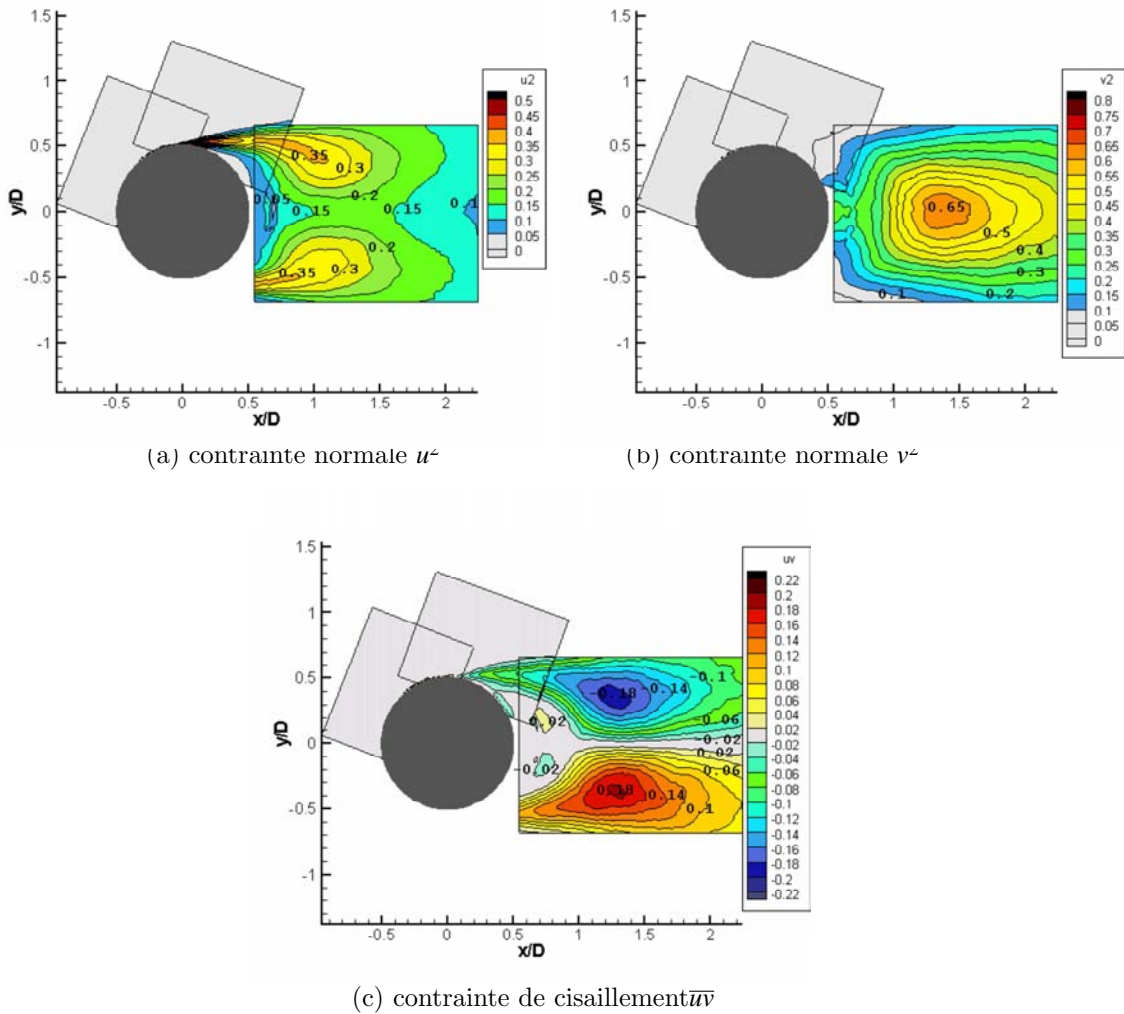
FIG. 5.3: tenseur des taux de déformation et de rotation.  $Re=140000$

### *contraintes turbulentes*

La figure 5.4 montre les iso-contours des contraintes turbulentes normales  $\overline{u^2}$  et  $\overline{v^2}$  ainsi que la contrainte de cisaillement  $\overline{uv}$ . Nous constatons que les trois composantes ne présentent des valeurs significatives qu'à partir du décollement et en aval du cylindre. Dans le sillage, la topologie de ces contraintes est similaire à celle obtenue à bas Reynolds. On peut citer par exemple les résultats présentés par Noca et al. [92] et ceux obtenus numériquement par Persillon [100]. Ceci indique qu'une grande partie des contraintes turbulentes est en fait créée par le passage des tourbillons de von Kármán qui ont une grosse importance énergétique par rapport aux autres fluctuations.

La contrainte normales  $\overline{u^2}$  présente deux lobes symétriques dans les régions de cisaillement qui s'étendent et se rejoignent sur l'axe arrière pour former un maximum sur cet axe. Les maxima de cette composante sont situés de chaque côté du cylindre sur une ligne courbe qui semble être parallèle au sens de l'écoulement jusqu'à  $x/D \simeq 0.7$ , puis se rabat vers l'intérieur du sillage. D'amont en aval  $\overline{u^2}$  diminue sur cette ligne. Au niveau du centre apparent des lobes, situé à  $x/D \simeq 1$  et  $y/D \simeq 0.4$ , le niveau de  $\overline{u^2}$  est de 0.3. Cantwell and Coles [37] pour le même nombre de Reynolds, mais avec une intensité turbulente amont




 FIG. 5.4: iso-contours des contraintes turbulentes  $Re=140000$ 

plus faible (0.6%) présente des contours de  $\overline{u'^2}$  avec un maximum situé au centre des lobes à un niveau d'environ 0.2 mesuré par la technique du fil chaud volant. A l'inverse, Djeridi et al. [52] montre des valeurs mesurées par LDV plus élevées de l'ordre de 0.5 avec une intensité turbulente en amont de 3%. Bien que les techniques de mesures ne soient pas les mêmes dans les trois études, nous pouvons déduire une influence importante de l'écoulement amont.

A la différence du régime bas Reynolds et des deux études à haut Reynolds citées précédemment où l'on localise un maximum de  $\overline{u'^2}$  légèrement en amont du point de rattachement et à une ordonnée d'environ  $y/D \simeq 0.4$ , nous observons que le maximum de  $\overline{u'^2}$  dans notre cas est situé proche du décollement où l'on observe des valeurs proches de 0.5. Dans le cas de Cantwell and Coles [37], les mesures au fil chaud volant ne permettent pas d'approcher la paroi suffisamment près pour comparer avec nos mesures. Dans le cas de Djeridi et al. [52] les valeurs semblent plus importantes proche du décollement.

Sur l'axe arrière, les deux lobes se rejoignent pour former un maximum local sur l'axe (point selle). Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le lieu de ce maximum constitue une des définitions de la longueur de formation que l'on note ici  $l_f^{\overline{u'^2}}$ . La valeur



## 5.1 Champs moyens

de cette longueur est ici de 1.3, ce qui est proche de la longueur de recirculation, en accord avec les observations de Noca et al. [92] et Norberg [96]. Cette valeur est plus faible que celles observées dans ces deux études, en accord avec l'évolution de la longueur de formation qui décroît quand le nombre de Reynolds augmente dans le régime critique.

La composante normale  $\overline{v^2}$  présente un lobe centré sur l'axe arrière. Le maximum prend une valeur plus importante que  $\overline{u^2}$  de 0.63. Sa position qui définit la longueur de formation  $l_f^{v^2}$  est 1.35, légèrement en aval du point de recirculation. Ces observations sont en bon accord avec les mesures de Noca et al. [92], Djeridi et al. [52] et Cantwell and Coles [37]. Les mêmes tendances que pour  $\overline{u^2}$  concernant le lieu du maximum, ainsi que le niveau de cette quantité sont observées en comparaison avec ces études.

La contrainte de cisaillement  $\overline{uv}$  présente deux lobes antisymétrique par rapport à l'axe arrière. Les maxima en valeur absolue, sont situés aux points  $x/D \simeq 1.3$  et  $y/D \simeq \pm 0.35$ . La valeur de ces maxima est de  $\pm 0.19$ . Comme pour les composantes normales, la topologie de cette composante est en bon accord avec les études précitées et les différences observées quant aux lieux des maxima et leur valeur suivent les mêmes tendances, relativement aux différences de nombre de Reynolds, et des conditions aux limites .

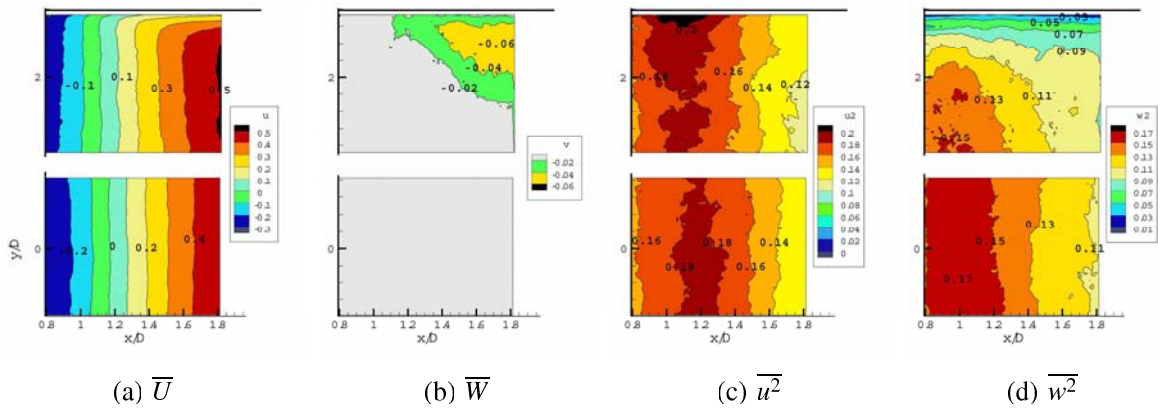


FIG. 5.5: mesures dans les plans  $(x, z)$   $Re=140000$

### aspects tridimensionnels

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2, les mesures effectuées sur les plans  $(x, z)$  4 et 5 ont montré des différences quant au champ moyen sur l'axe arrière. Ces différences ont été attribuées à l'influence de la composante normale au plan de mesure. Nous montrons quand même les champs moyens obtenus par ces mesures car ils donnent des renseignements quant aux caractères bidimensionnel 'en moyenne' de l'écoulement sur une large partie de l'envergure du cylindre, mais ces données ne sont à considérer que qualitativement. Sur la figure 5.5, nous voyons que l'écoulement moyen est bidimensionnel jusqu'à une distance de  $0.4D$  de la paroi. Dans la partie centrale, la composante  $\overline{U}$ ,  $\overline{W}$  qui reste nulle (à l'erreur de mesure près), ainsi que les contraintes normales  $\overline{u^2}$  et  $\overline{w^2}$ , qui ont leur maximum proche de la ligne  $\overline{U} = 0$ , ne présentent pas de variation significative selon l'envergure. De plus la contrainte de cisaillement  $\overline{uv}$  (non montrée) est trouvée nulle à l'erreur de mesure près dans cette région, ce qui est caractéristique des écoulements

bidimensionnels.

Les mesures par PIV stéréoscopique permettent de mesurer les trois composantes de l'écoulement et ainsi d'accéder à toutes les composantes du tenseur des contraintes turbulentes. Les composantes  $\overline{W}$ ,  $\overline{uw}$  et  $\overline{vw}$  ont été mesurées en dessous de l'erreur de mesure. La figure 5.6 montre les iso contours de la contrainte normale  $\overline{w^2}$ . Cette composante présente un lobe central symétrique par rapport à l'axe arrière  $y/D = 0$ . Son maximum est situé à  $x/D \simeq 1$ , légèrement en amont du point de rattachement, et prend une valeur de  $\simeq 0.16$ . Cette valeur est en bon accord avec les mesures LDV de Norberg [96] à des nombres de Reynolds inférieurs ( $Re=1500$  à  $10000$ ), qui reporte également des valeurs maximales de  $\overline{w^2}$  de 0.16 situées en amont du point de rattachement, bien que nous ne puissions pas réellement comparer ces deux résultats du fait des différences importantes de  $Re$  et de blocage entre les deux expériences. Cette composante présente des niveaux plus faibles que les deux autres composantes normales du tenseur des contraintes. En comparant ces trois composantes, une forte anisotropie est ainsi observée.

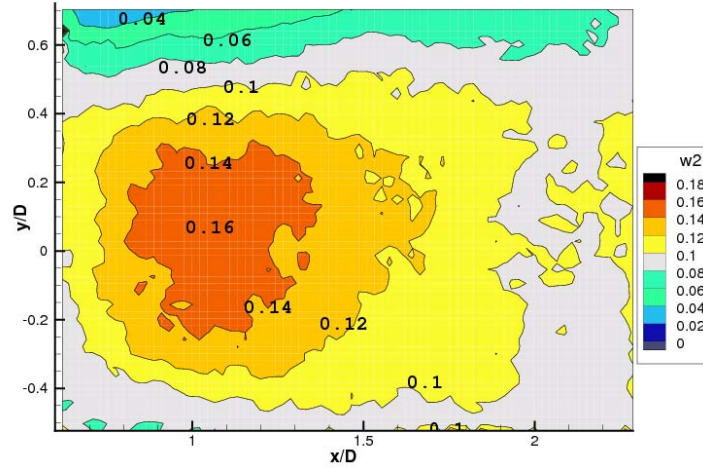


FIG. 5.6: iso-contours de la contrainte turbulente normale  $\overline{w^2}$  à  $Re=140000$  (mesuré par PIV stéréoscopique)

La connaissance de cette composante  $\overline{w^2}$  permet de quantifier l'énergie cinétique moyenne du mouvement fluctuant  $\bar{k} = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$  sans hypothèse sur la troisième composante. Les iso-contours de  $\bar{k}$  sont représentés sur la figure 5.7. La topologie de  $\bar{k}$  présente un lobe centré sur l'axe arrière dont le maximum est situé à l'abscisse  $x/D \simeq 1.3$ , proche du point de rattachement.

La topologie de cette quantité est à comparer avec celle du terme de production  $P = -(\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j})$  par le mouvement moyen intervenant dans les équations de Navier Stokes en moyenne de Reynolds pour l'énergie cinétique fluctuante. Le mouvement étant bidimensionnel en moyenne, la production s'écrit :

$$P = -\left(\overline{u^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} + \overline{v^2} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \overline{uv} \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}}{\partial x}\right)\right)$$

Les iso-contours de la production sont représentés sur la figure 5.8. Les valeurs les plus importantes sont situées juste en aval du décollement, dans les régions de fort cisaillement.

Dans le sillage, ces deux zones de valeurs importantes se rejoignent sur l'axe arrière pour former une topologie à un lobe centré sur l'axe arrière dont le maximum est situé à  $x/D \simeq 1.3$ . Bien que nous ne l'ayons pas représenté, dans les régions de cisaillement, la production est majoritairement due aux termes faisant intervenir la contrainte de cisaillement, et au niveau de l'axe arrière dans le sillage, la production est essentiellement due aux termes faisant intervenir les contraintes normales. La topologie de la production diffère donc de celle de l'énergie cinétique fluctuante. En effet, si des valeurs importantes des deux quantités sont observées sur l'axe arrière à la même abscisse, il n'en est pas de même quand on se rapproche de la région de cisaillement où l'énergie cinétique semble diminuer alors que la production augmente. Nous ne pouvons pas comparer directement les deux quantités juste en aval du décollement mais les mesures 2C indiquent de fortes valeurs de  $\overline{u^2}$  uniquement dans cette région. Ces différences suggèrent un transport de l'énergie cinétique produite en aval du décollement par le mouvement moyen vers l'intérieur du sillage. Ces observations seront confirmées dans le chapitre 6.

Nous notons également que la production est quasiment nulle en amont du cylindre alors que la composante  $S_{12}$  présente de fortes valeurs dans cette région. Comme le notent Jin and Braza [74], une des origines des défauts des modèles de turbulence linéaires réside dans le fait qu'ils restituent une production d'énergie turbulente trop grande en amont et ainsi peuvent artificiellement retarder le décollement ou même ne pas le prédire.

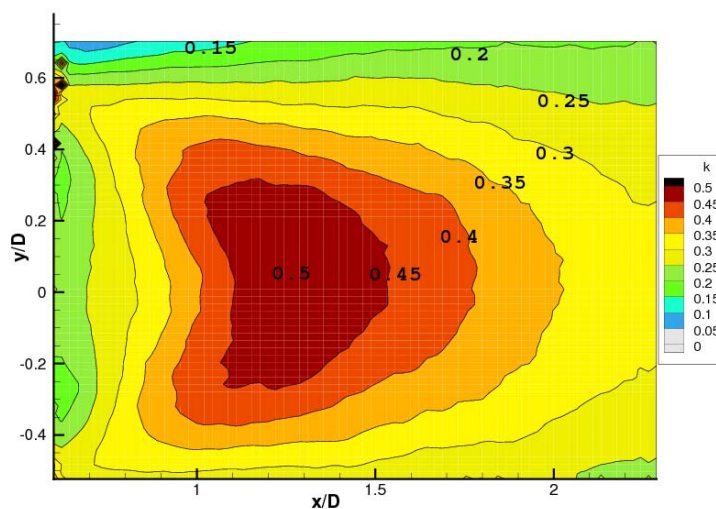
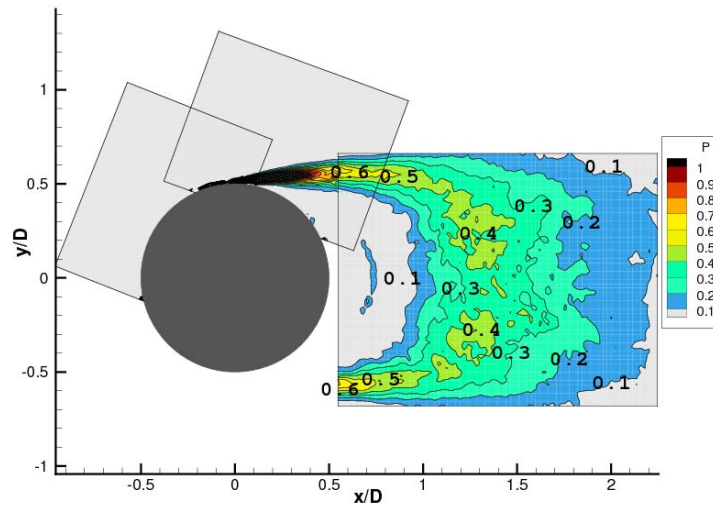


FIG. 5.7: iso-contours de l'énergie cinétique turbulente  $k$  à  $Re=140000$  (mesuré par PIV stéréoscopique)


 FIG. 5.8: iso-contours de la production  $\bar{P}$ .  $Re=140000$ 

### 5.1.2 Evolution en fonction du nombre de Reynolds

Les iso-contours des quantités évoquées plus haut pour chaque nombre de Reynolds sont consignées dans l'annexe A. Les principales évolutions du champ moyen avec le nombre de Reynolds, sont étudiées dans ce paragraphe, en superposant différents profils.

sur l'axe arrière  $y/D = 0$

Les profils de  $\bar{U}$  sur l'axe arrière  $y/D = 0$  indiquent que la longueur de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds (figure 5.9). Cette tendance est l'inverse observée dans le régime sous-critique si l'on compare avec les valeurs collectées par Norberg [96] et Noca et al. [92]. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature de mesures de la longueur de recirculation dans le régime critique. Cependant, cette tendance est en accord avec la formule empirique énoncée par Bearman [12] qui dit :

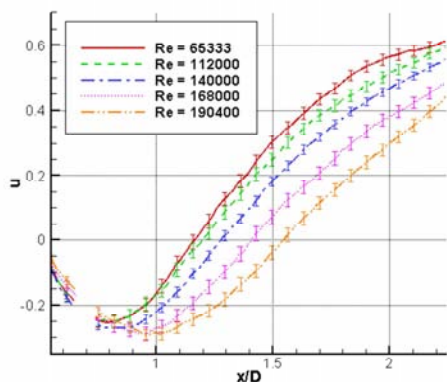
$$l_c = \frac{C^{te}}{-C_{pb}}$$

Nos mesures de pression pariétale indiquant une diminution de  $-C_{pb}$  quand  $Re$  augmente (et cette tendance étant observée par différents auteurs), il paraît normal que la longueur de recirculation augmente. Dans le régime sous-critique, avec une faible intensité turbulente amont et en milieu non confiné, Norberg [96] estime la constante de cette relation à 1.8. Dans notre cas, en prenant les valeurs de  $C_{pb}$  présentées au paragraphe 4.2 et les valeurs de  $l_c$ , nous trouvons un coefficient de l'ordre de 2.2.

Egalement, la position du minimum de  $\bar{U}$  s'éloigne du cylindre quand  $Re$  augmente et sa valeur a tendance à diminuer.

De même, les contraintes turbulentes normales suivent cette tendance. Les profils des contraintes normales turbulentes sur l'axe arrière sont tracés sur la figure 5.10, pour les différents nombres de Reynolds. Le tableau correspondant consigne les longueurs de formation  $l_f^{u^2}$  et  $l_f^{v^2}$  définies par les positions des max de  $\bar{u}^2$  et  $\bar{v}^2$ , ainsi que les valeurs de ces maxima. Comme la longueur de recirculation, les longueurs de formation augmentent avec le nombre de Reynolds. En accord avec les résultats de Norberg [96] et Noca et al.

## 5.1 Champs moyens

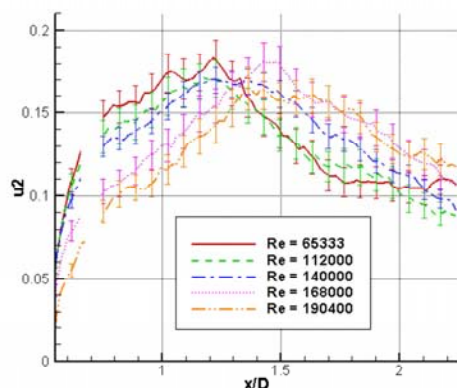


$Re$	$l_c$	$x/D(\min \bar{U})$	$\min \bar{U}$
65333	1.16	0.8	-0.25
112000	1.2	0.8	-0.25
140000	1.28	0.85	-0.27
168000	1.4	0.94	-0.29
112000	1.55	1.	-0.29

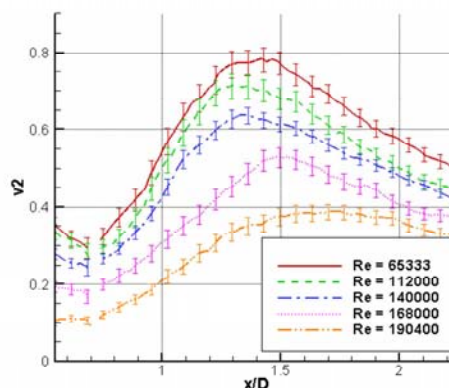
FIG. 5.9: vitesse longitudinale  $\bar{U}$  sur l'axe arrière  $y/D = 0$  et longueurs caractéristiques

[92], le maximum de  $\bar{u}^2$  se situe proche du point de rattachement. Le maximum de  $\bar{v}^2$  se situe légèrement plus en aval.

Egalement, nous constatons une diminution des contraintes normales quand  $Re$  augmente. Le maximum de  $\bar{v}^2$  diminue en effet de 50% entre  $Re = 65333$  et  $Re = 140000$ .



(a)  $\bar{u}^2$



(b)  $\bar{v}^2$

$Re$	$l_f^{u^2} (x/D(\max \bar{u}^2))$	$\max \bar{u}^2$	$l_f^{v^2} (x/D(\max \bar{v}^2))$	$\max \bar{v}^2$
65333	1.2	0.18	1.35	0.78
112000	1.2	0.17	1.35	0.71
140000	1.3	0.17	1.35	0.63
168000	1.45	0.18	1.5	0.53
112000	1.5	0.16	1.7	0.38

(c) longueurs caractéristiques

FIG. 5.10: contraintes turbulentes sur l'axe arrière  $y/D = 0$



*dans le sillage proche*

Afin de mieux caractériser l'écoulement dans le sillage, nous avons tracé des profils des différentes quantités selon la direction transversale  $y$ . Les topologies étant similaires pour chaque nombre de Reynolds, notamment quand aux positions des maxima par rapport au point de rattachement, les abscisses  $x/D$  auxquelles sont tracés ces profils sont choisies pour chaque  $Re$  en fonction de la vitesse longitudinale  $\bar{U}$ . Ainsi, sur les figures 5.11 et 5.12, les profils de gauche sont tracés à hauteur du minimum de  $\bar{U}$ , pour  $x/D = x/D(\min \bar{U})$ . Les profils du milieu sont tracés à hauteur du point de rattachement ( $x/D = l_c$ ) et les profils de droite sont tracés à l'abscisse où  $\bar{U} = 0.4$ .

Concernant les vitesses moyennes, nous constatons une légère diminution de  $\bar{U}$  quand  $Re$  augmente. Si l'on considère les points où  $\bar{U} = 0$ , on peut relever un élargissement de la région de  $\bar{U}$  négatif. Egalement, la vitesse transversale est plus faible pour les grandes valeurs de  $Re$ . Ceci est lié au fait que la zone de recirculation s'allonge quand  $Re$  augmente.

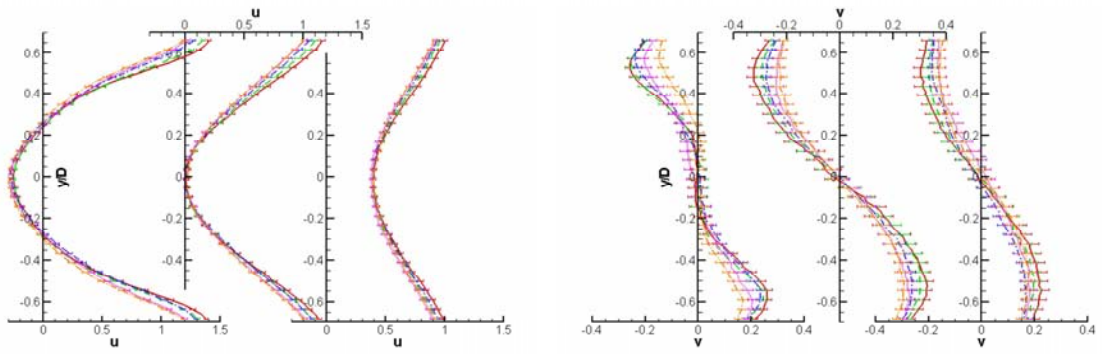
Pour ce qui est des contraintes turbulentes, les observations faites sur l'axe arrière sont confirmées. Que ce soit pour  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  ou  $\overline{uv}$ , les valeurs absolues de ces quantités diminuent quand  $Re$  augmente. Les fluctuations de vitesse sont ainsi moins grandes quand l'écoulement entre dans le régime critique. Nous verrons plus du point de vue spectral dans le paragraphe suivant que cette diminution est liée à la dégradation des structures cohérentes que nous avons observée au paragraphe 4.3.

*en aval du décollement*

La figure 5.13 représente les profils selon  $y$  des vitesses moyennes dans la région aval proche du décollement. Les profils de  $\bar{U}$  ont l'allure classique d'un écoulement cisailé. Nous notons que l'accélération dans la région extérieure est plus importante pour les plus faibles valeurs de  $Re$ . Egalement, la région cisailée semble s'élargir quand  $Re$  augmente. Le gradient de vitesse dans cette région devient donc moins important quand  $Re$  augmente.

La figure 5.14 représente les contraintes turbulentes aux mêmes abscisses. Conformément aux observations faites à partir des iso-contours, la contrainte normale  $\overline{u^2}$  est la plus importante dans cette région. Cette contrainte et la contrainte de cisaillement  $\overline{uv}$  présentent naturellement des valeurs importantes dans la région cisailée. Nous constatons qu'en accord avec les profils de vitesse moyenne, la région où  $\overline{u^2}$  et  $\overline{uv}$  présentent de fortes valeurs s'élargit quand  $Re$  augmente. Le maximum de ces quantités est proche du point d'inflexion de  $\bar{U}$  où le gradient est maximal. Ces maxima semblent plus importants pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds pour  $x/D \lesssim 0.2$ . Ceci est cohérent avec le fait que la couche limite devient turbulente à l'entrée du régime critique. A l'inverse, pour  $x/D \gtrsim 0.2$ , les contraintes turbulentes diminuent quand  $Re$  augmente, comme nous l'avons déjà constaté en aval du cylindre.

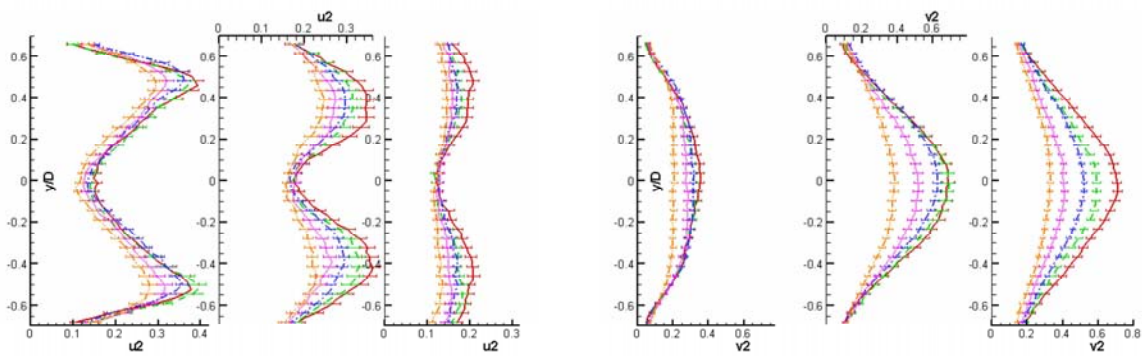
## 5.1 Champs moyens



(a)  $\bar{U}$

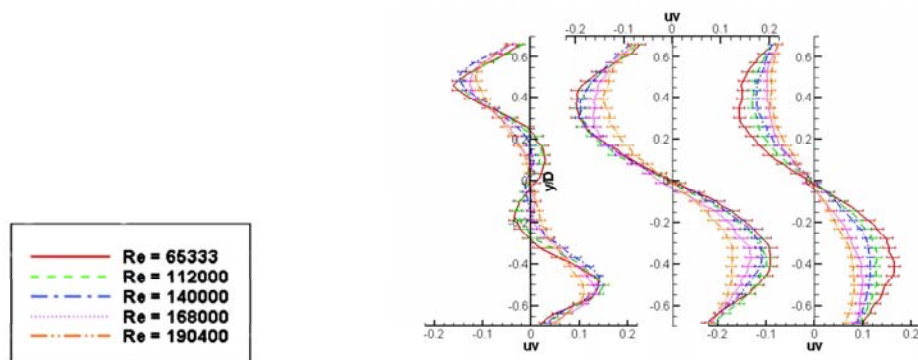
(b)  $\bar{V}$

FIG. 5.11: vitesses moyennes dans le sillage proche



(a)  $\overline{u^2}$

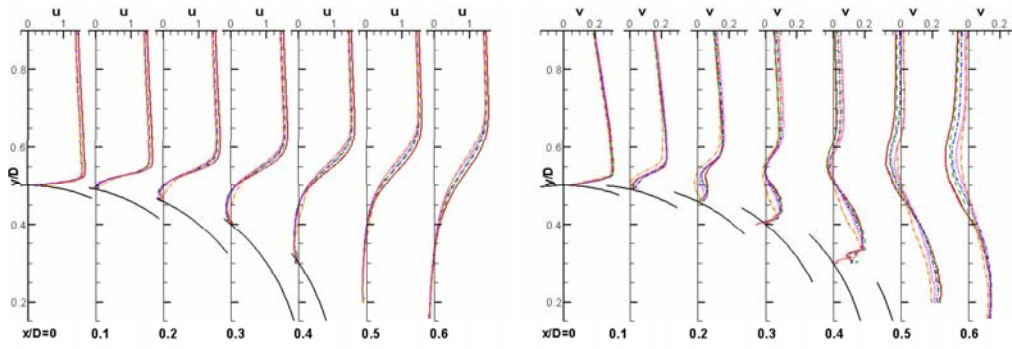
(b)  $\overline{v^2}$



(c)  $\overline{uv}$

FIG. 5.12: contraintes turbulentes dans le sillage proche

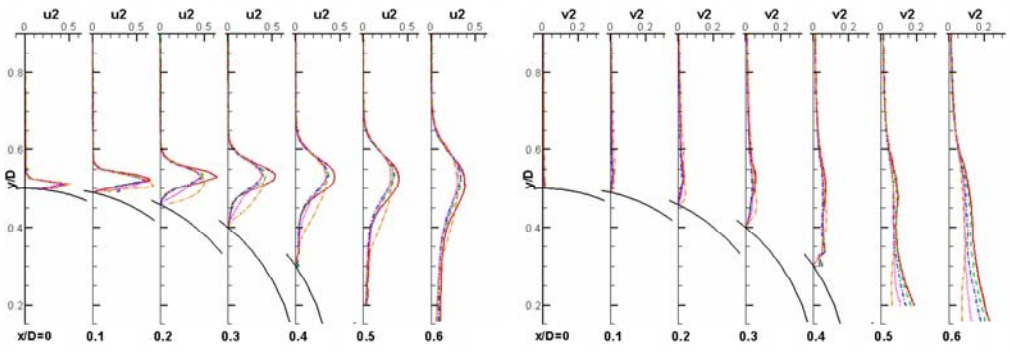




(a)  $\bar{U}$

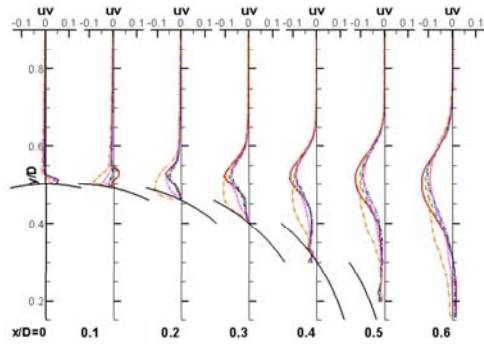
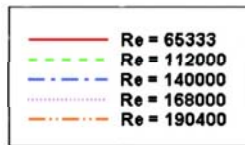
(b)  $\bar{V}$

FIG. 5.13: vitesse moyennes en aval du décollement



(a)  $\overline{u^2}$

(b)  $\overline{v^2}$



(c)  $\overline{uv}$

FIG. 5.14: contraintes turbulentes en aval du décollement

## 5.2 Analyse spectrale

### 5.2.1 Spectres de la pression pariétale

La figure 5.15 montre les spectres de puissance de la pression pariétale sur le cylindre à  $Re = 140000$  pour chaque angle  $\theta$  de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ . D'abord, nous constatons que le pic de Strouhal correspondant au lâcher tourbillonnaire est situé à une fréquence de 22.5 Hz, qui correspond à un nombre de Strouhal de 0.21. Cette valeur est légèrement plus importante que les valeurs généralement mesurées dans cette gamme de nombres de Reynolds qui est de 0.19 (cf. Norberg [95] par exemple). Ceci est en bon accord avec Richter and Naudascher [107] qui montrent que le nombre de Strouhal croît quand le blocage augmente pour des nombres de Reynolds similaires au nôtre. La valeur de ce pic est la plus forte à  $\theta = 80^\circ$  proche du décollement. Au point d'arrêt amont  $\theta = 0^\circ$  et à la base du cylindre  $\theta = 180^\circ$ , le spectre ne présente pas cette fréquence, mais son premier harmonique à cause de la symétrie de l'écoulement. Aux autres angles, les harmoniques de la fréquence fondamentale sont visibles surtout en amont du cylindre. A partir de  $\theta = 80^\circ$ , les harmoniques sont moins visibles du fait du plus haut niveau des fluctuations vers les hautes fréquences. Bien que ces acquisitions ne permettent pas une étude des très hautes fréquences de l'écoulement, nous voyons qu'à partir du décollement, les spectres présentent des niveaux de plus en plus importants vers les hautes fréquences pour arriver à une pente  $(-5/3)$  à la base du cylindre.

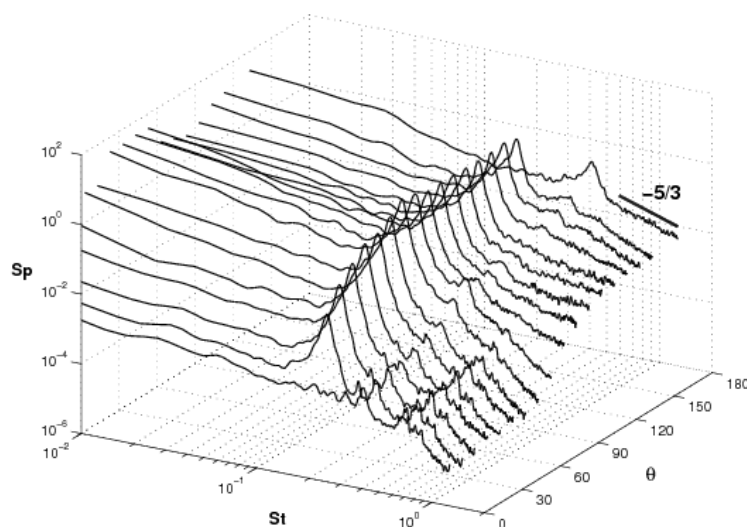


FIG. 5.15: spectres de puissance du coefficient de pression pariétale pour  $\theta = 1 \dots 180^\circ$  à  $Re=140000$

Afin de comparer la répartition spectrale des fluctuations à chaque nombre de Reynolds, la figure 5.16 superpose les spectres estimés pour chaque  $Re$  aux angles  $\theta=80^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $140^\circ$ . En premier lieu, nous constatons que le nombre de Strouhal reste égal à 0.21 pour chaque nombre de Reynolds, ce nombre correspondant à des fréquences de 10.5Hz, 18Hz, 27Hz et 30.5Hz pour  $Re=68333$ , 112000, 168000 et 190400 respectivement. Ceci confirme que l'écoulement n'est qu'à l'entrée du régime critique, comme l'indiquait le profil de traînée, la variation brutale de Strouhal observée dans le régime critique par différents auteurs et liée à un réattachement de la couche limite turbulente s'effectuant à un nombre

de Reynolds plus important.

La valeur de ce pic diminue quand le Reynolds augmente, quelque soit l'angle  $\theta$  considéré. En effet, on constate que le pic est 4 fois moins important à  $Re = 190400$  qu'à  $Re = 68000$ . Egalement aux angles  $\theta=80^\circ$  et  $90^\circ$ , le niveau des basses fréquences semble augmenter avec le nombre de Reynolds. Cette tendance est le résultat des larges fluctuations observées au paragraphe 4.3.1 pour les plus grands  $Re$ . Ces observations sont en bon accord avec les résultats de Higuchi et al. [66].

A  $\theta=90^\circ$ , on voit que les spectres présentent un niveau plus important vers les plus hautes fréquences observées quand le nombre de Reynolds augmente. Ceci est également en bon accord avec le fait que le point de transition, proche du décollement, remonte vers l'amont quand le nombre de Reynolds augmente. En aval, à  $\theta = 140^\circ$ , le niveau des hautes fréquences est à peu près le même pour tous les nombres de Reynolds.

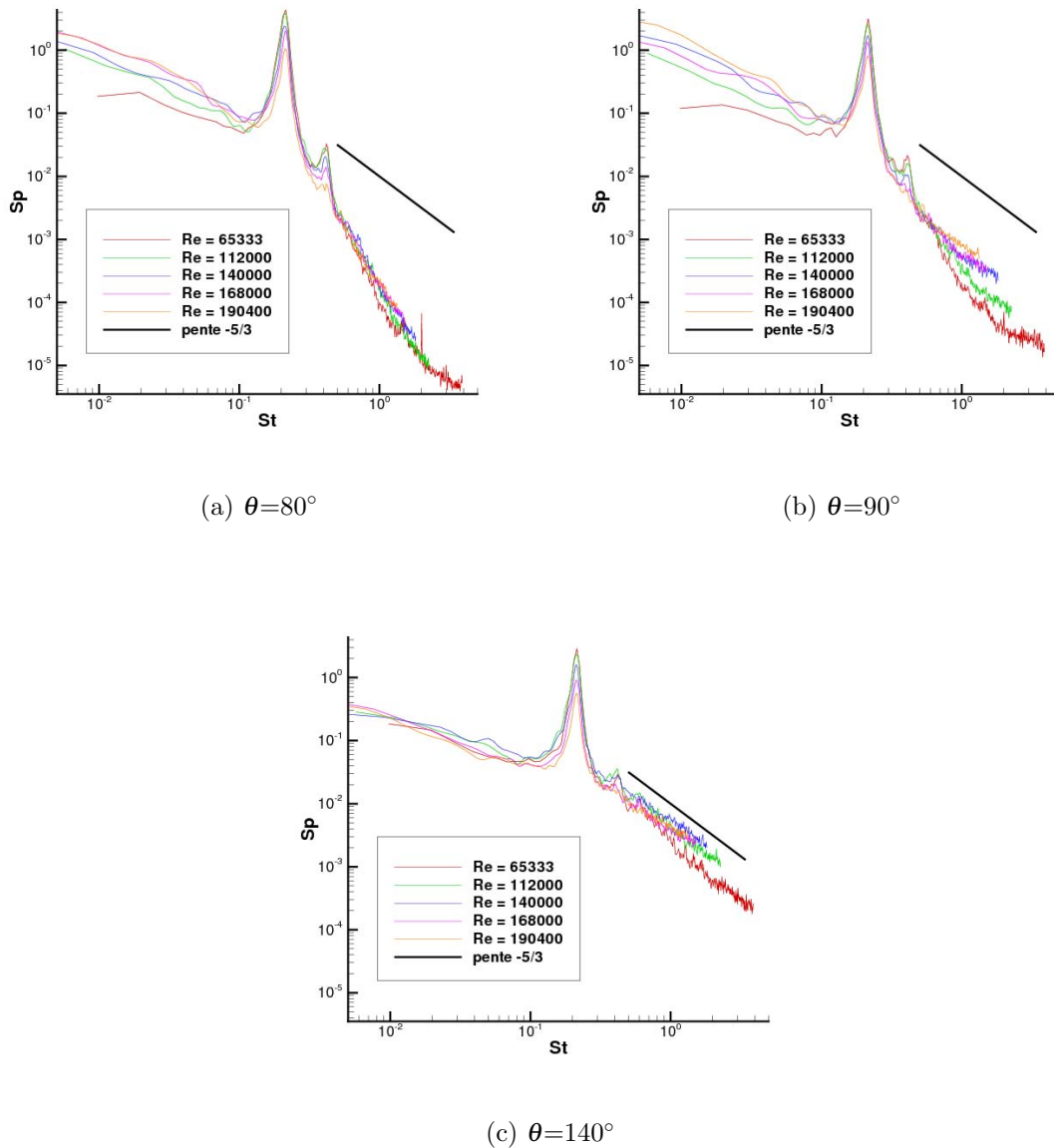


FIG. 5.16: spectres de puissance de  $C'_p$  pour les différents nombres de Reynolds

### 5.2.2 Spectres de la vitesse dans le sillage

Les spectres de puissance présentés dans ce paragraphe sont issus des acquisitions de PIV haute cadence à  $Re=65333$ ,  $140000$  et  $190400$ . Rappelons que la fréquence d'acquisition est de  $1\text{kHz}$  et que la durée d'une série temporelle est de  $3\text{s}$ . Ces spectres ont été estimés en utilisant la méthode du périodogramme moyenné de Welch sans recouvrement. Afin de limiter l'influence des lobes secondaires dûs à la troncature temporelle, nous avons appliqué un fenêtrage (Hamming) aux segments considérés. Afin de comparer les spectres obtenus pour les différents nombres de Reynolds, nous avons adimensionné le temps avec la vitesse en amont et le diamètre du cylindre. La 'fréquence d'échantillonnage adimensionnée', ainsi que la 'durée d'acquisition adimensionnée' ne sont donc pas les mêmes pour chaque nombre de Reynolds. Afin d'obtenir la même résolution fréquentielle pour chaque nombre de Reynolds, nous avons choisi de considérer des segments de durée adimensionnée équivalente ( $T_{adim}=102.4$  qui équivaut à  $2048$  points pour  $Re=65333$ ). Pour  $Re=140000$  et  $Re=190400$ , ces segments sont complétés avec des zéros afin d'obtenir un nombre de points qui soit une puissance de 2 ( $1024$ ) pour le calcul fft. La contrepartie de ce choix est que le nombre de segments est plus petit pour les petites vitesses et ainsi les spectres sont assez bruités pour  $Re=65333$ . Concernant l'échantillonnage, les spectres sont ainsi discrétisés avec un pas de fréquence adimensionnée de  $0.01$  pour  $Re=65333$ ,  $0.09$  pour  $Re=140000$  et  $0.07$  pour  $Re=190400$ . Dans un premier temps, afin de valider les mesures, nous avons comparé nos spectres avec ceux issus des mesures LDV réalisée à l'Ecole Navale de Brest et un bon accord a été trouvé. La figure 5.17 en donne un exemple.

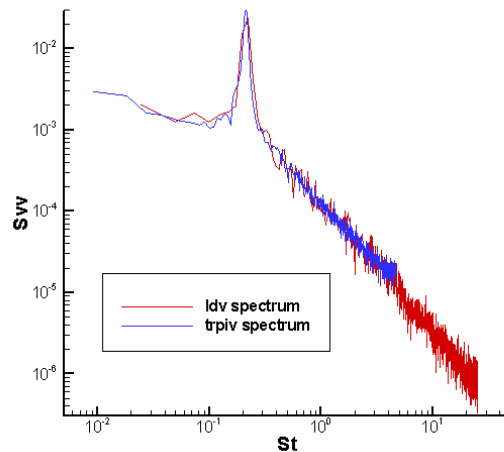


FIG. 5.17: comparaison des mesures PIV haute cadence avec des mesures LDV (Ecole Navale de Brest ). Spectre de  $v$  au point  $x/D = 1$ ,  $y/D = 0.375$

Sur la figure 5.18 sont tracés les spectres des fluctuations  $u$  et  $v$  en plusieurs points à l'abscisse  $x/D = 1$  et au nombre de Reynolds  $140000$  (sur cette figure, les spectres sont décalés d'une décade à chaque point). Nous voyons en premier lieu que, comme pour la pression pariétale, en chaque point, les spectres présentent un pic important correspondant à la fréquence de Strouhal du lâcher tourbillonnaire  $St = 0.21$ , du fait du caractère absolu de l'instabilité de von Kármán. La densité de puissance à la fréquence de ce pic est plus de 10 fois supérieure au niveau moyen du spectre continu correspondant aux fluctuations

chaotiques. Au niveau de l'axe arrière  $y/D = 0$ , nous voyons que le spectre de la fluctuation longitudinale  $u$  ne présente que le premier harmonique de la fréquence de Strouhal du fait de la symétrie de l'écoulement (point 1 sur la figure). Cette harmonique s'atténue entre  $y/D \simeq 0.2$  et  $y/D \simeq 0.5$  puis réapparaît pour  $y/D \gtrsim 0.5$ .

Nous constatons également que le pic est assez large dans sa partie inférieure. Ceci est lié à la modulation en fréquence de la composante quasi-périodique du signal. Nous reviendrons plus en détails sur cet aspect dans le paragraphe 6.3.

La partie continue des spectres correspond aux fluctuations turbulentes. Nous constatons que, dans les hautes fréquences (par haute fréquence, nous entendons les plus hautes auxquelles nous avons accès), les spectres présentent classiquement une pente  $-5/3$  correspondant à la zone inertielle. Cependant, pour les fréquences plus proche de celle du pic, nous voyons que les spectres présentent une pente d'autant plus faible que les points considérés s'éloignent de l'axe arrière. Ceci est lié à la présence des structures cohérentes et au fait que la turbulence n'est pas encore pleinement développée. Afin de mieux caractériser cette modification de la pente due aux structures cohérentes, nous avons tenté d'approcher chaque spectre dans l'intervalle  $0.5 \leq St \leq 2$  par une droite en utilisant une minimisation par moindres carrés. Les iso-contours des pentes sont montrés sur la figure 5.19. Bien que ces estimations soient d'une valeur relative du fait de la dépendance de ce fit aux erreurs sur le calcul des spectres, nous voyons que la pente semble d'autant plus faible que l'on est proche du cylindre et dans la région cisailée. La pente semble tendre vers  $-5/3$  quand on s'éloigne vers l'aval et quand on se rapproche de l'axe arrière.

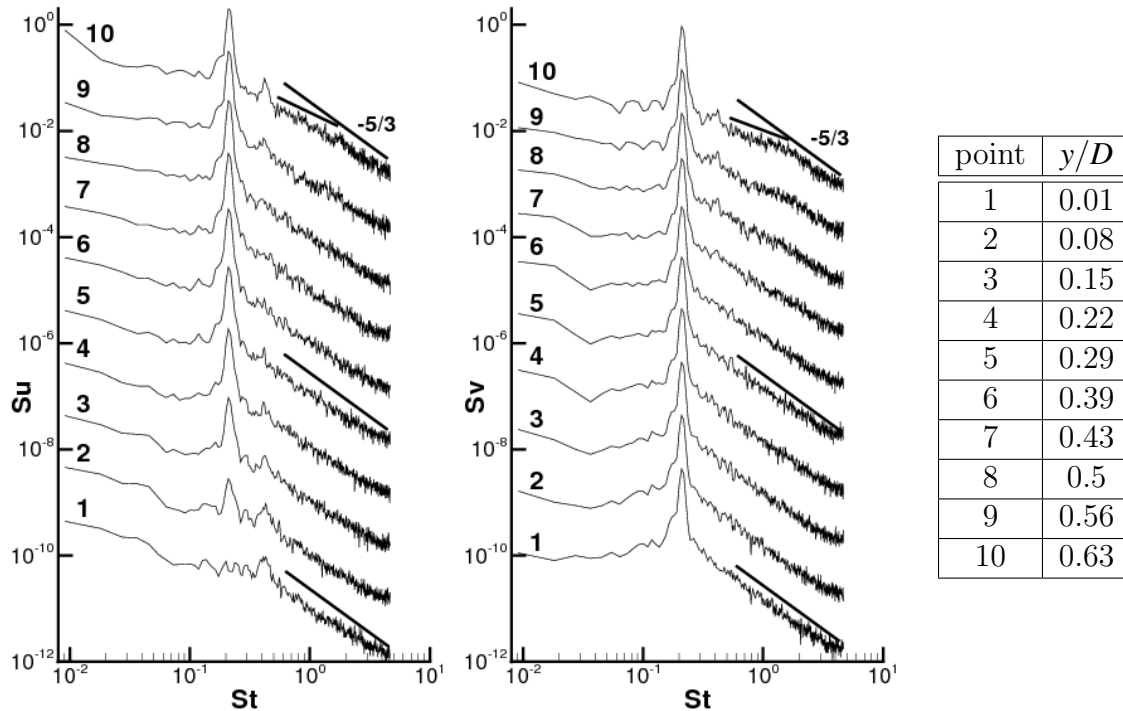


FIG. 5.18: spectres des fluctuations  $u$  et  $v$  à  $Re = 140000$  en  $x/D = 1$

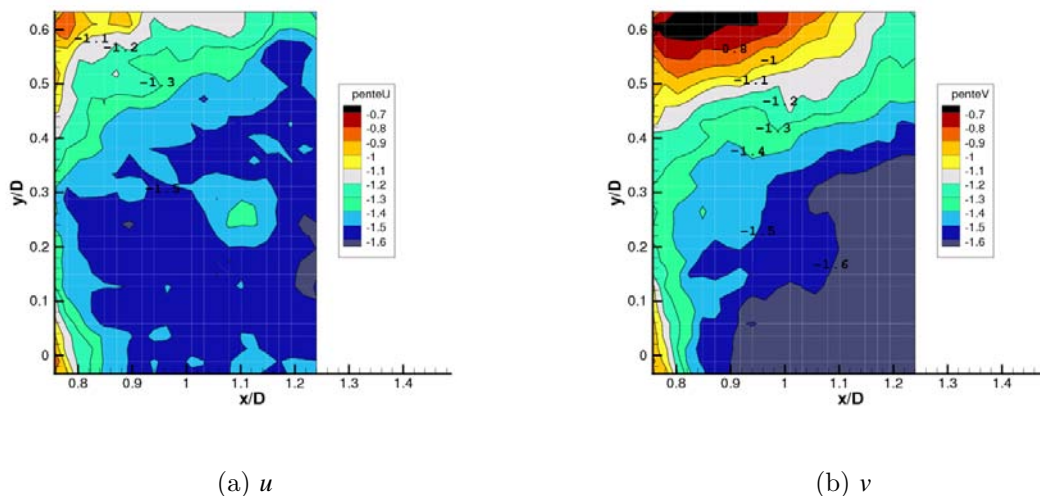


FIG. 5.19: iso-contour de la pente estimée du spectre sur l'intervalle  $0.5 \leq St \leq 2$

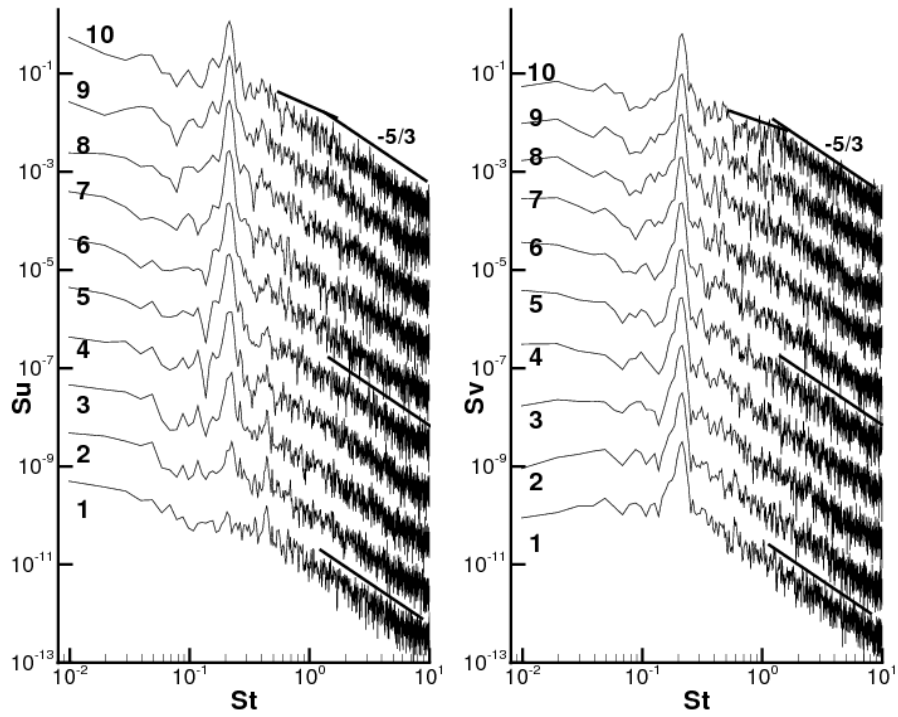
La figure 5.20 montre les spectres de puissance des fluctuations de vitesse pour les nombre de Reynolds 63000 et 190400. Les points considérés sont les mêmes que sur la figure 5.18. Nous constatons les mêmes tendances quant à la pente et aux harmoniques. Cependant, pour  $Re = 190400$ , les harmoniques ne sont plus visibles. La principale évolution des spectres quand  $Re$  augmente est la diminution de l'amplitude du pic de Strouhal. La figure 5.21 superpose les spectres de  $v$  de chaque  $Re$  aux points 1, 5, 8 et 10 (sur cette figure les spectres sont décalés de 2 décades à chaque point). Nous constatons que si les pics ont une puissance comparable aux nombres de Reynolds 65333 et 140000, la puissance à la fréquence de Strouhal décroît de 80% à  $Re = 190400$  alors que le niveau de la partie continue du spectre reste similaire. Cette évolution est en bon accord avec celle des spectres de pression. Ceci est à mettre en rapport avec la diminution des contraintes turbulentes quand  $Re$  augmente, constatée au paragraphe 5.1.2 précédent et indique que celle-ci est liée à la dégradation de l'allée tourbillonnaire, caractéristique de l'entrée de l'écoulement dans le régime critique. Cette évolution de l'allure des spectres est en bon accord avec les mesures de Farell and Blessmann [54] effectuées au fil chaud pour la même gamme de  $Re$ .

Enfin, en prévision du chapitre suivant, nous avons tenté de quantifier à partir de ces spectres la contribution énergétique du mouvement organisé correspondant au pic à la fréquence de Strouhal et la contribution du mouvement aléatoire qui correspond à la partie continue du spectre. Pour ceci, nous avons interpolé la partie continue du spectre dans la bande fréquentielle du pic de Strouhal. La figure 5.22a montre un exemple de la séparation effectuée sur le spectre de  $v$  à  $x/D = 1, y/D = 0.5$ . Ainsi, en calculant les aires dans le pic et sous la partie continue, nous pouvons a priori estimer la contribution  $\overline{v^{(c)}v^{(c)}}$  du mouvement organisé et la contribution  $\overline{v^{(r)}v^{(r)}}$  du mouvement aléatoire à la contrainte normale  $\overline{v^2}$ . La figure 5.22 représente ces contributions en fonction de  $y/D$  à l'abscisse  $x/D = 1$ . Sur la figure, les traits épais représentent l'aire sous le spectre complet dont nous avons vérifié l'égalité avec la contrainte  $\overline{v^2}$ , l'aire contenue dans le pic  $\overline{v^{(c)}v^{(c)}}$  et l'aire sous la partie continue du spectre. Le trait fin représente la contrainte  $\overline{v^2}$  mesuré par la

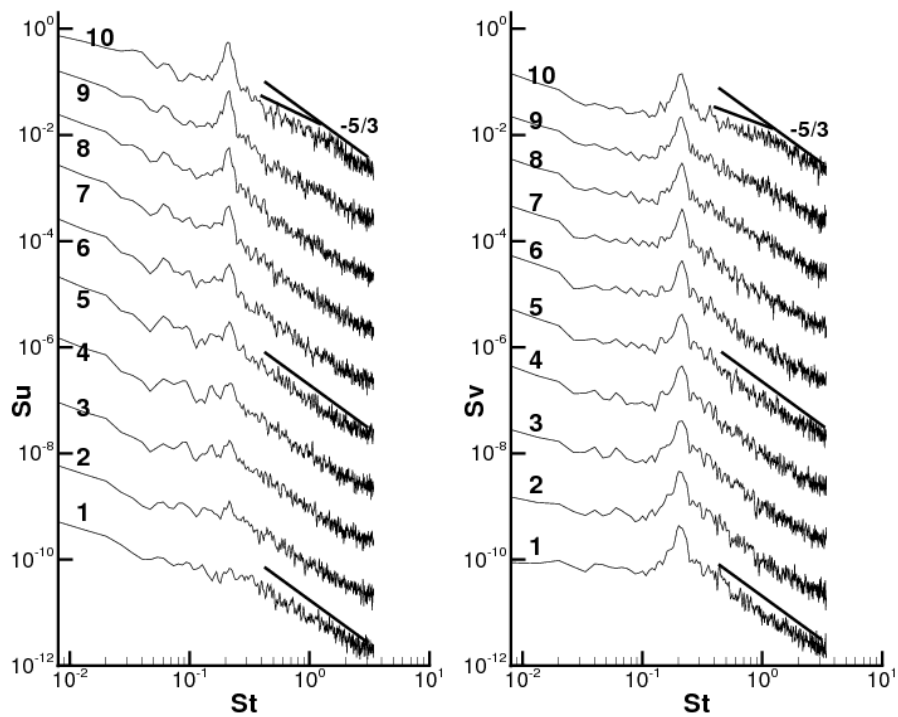
PIV basse cadence. Malgré quelques différences, un relativement bon accord est trouvé entre les contraintes  $\overline{v^2}$  mesuré par les deux techniques. Nous voyons qu'à cette abscisse, la contribution du mouvement fluctuant organisé est légèrement plus importante que celle du mouvement aléatoire.



## 5.2 Analyse spectrale



(a)  $Re = 65333$



(b)  $Re = 190400$

FIG. 5.20: spectres des fluctuations  $u$  et  $v$  à  $Re = 65333$  et  $Re = 190400$  en  $x/D = 1$  (les points indiqués sont les mêmes que sur la figure 5.18)

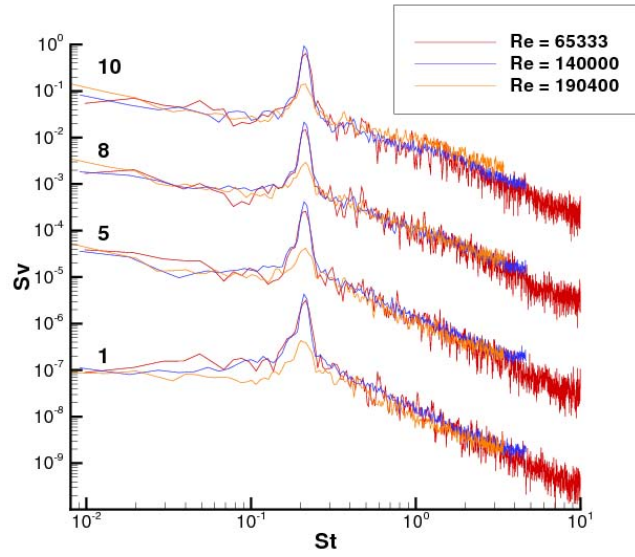
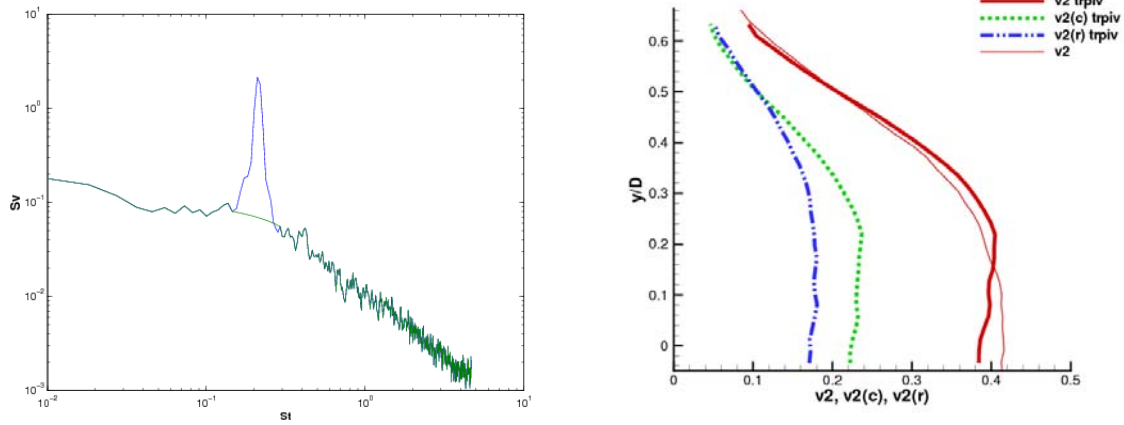


FIG. 5.21: spectres de  $v$  pour différents nombres de Reynolds



(a) pic de Strouhal et spectre continu à  $x/D = 1$ ,  $y/D = 0.5$

(b) contribution  $\overline{v^{(c)}v^{(c)}}$  du pic de Strouhal et  $\overline{v^{(r)}v^{(r)}}$  la partie continue du spectre

FIG. 5.22: contributions du pic et de la partie continue du spectre à  $\overline{v^2}$  à  $x/D = 1$