

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Discipline: **MECANIQUE**
présentée et soutenue publiquement

par

BRUN Christophe
Le jeudi 2 Avril 1998

**Etude expérimentale et numérique de
l'interaction forte entre
sillages d'obstacles cylindriques.**

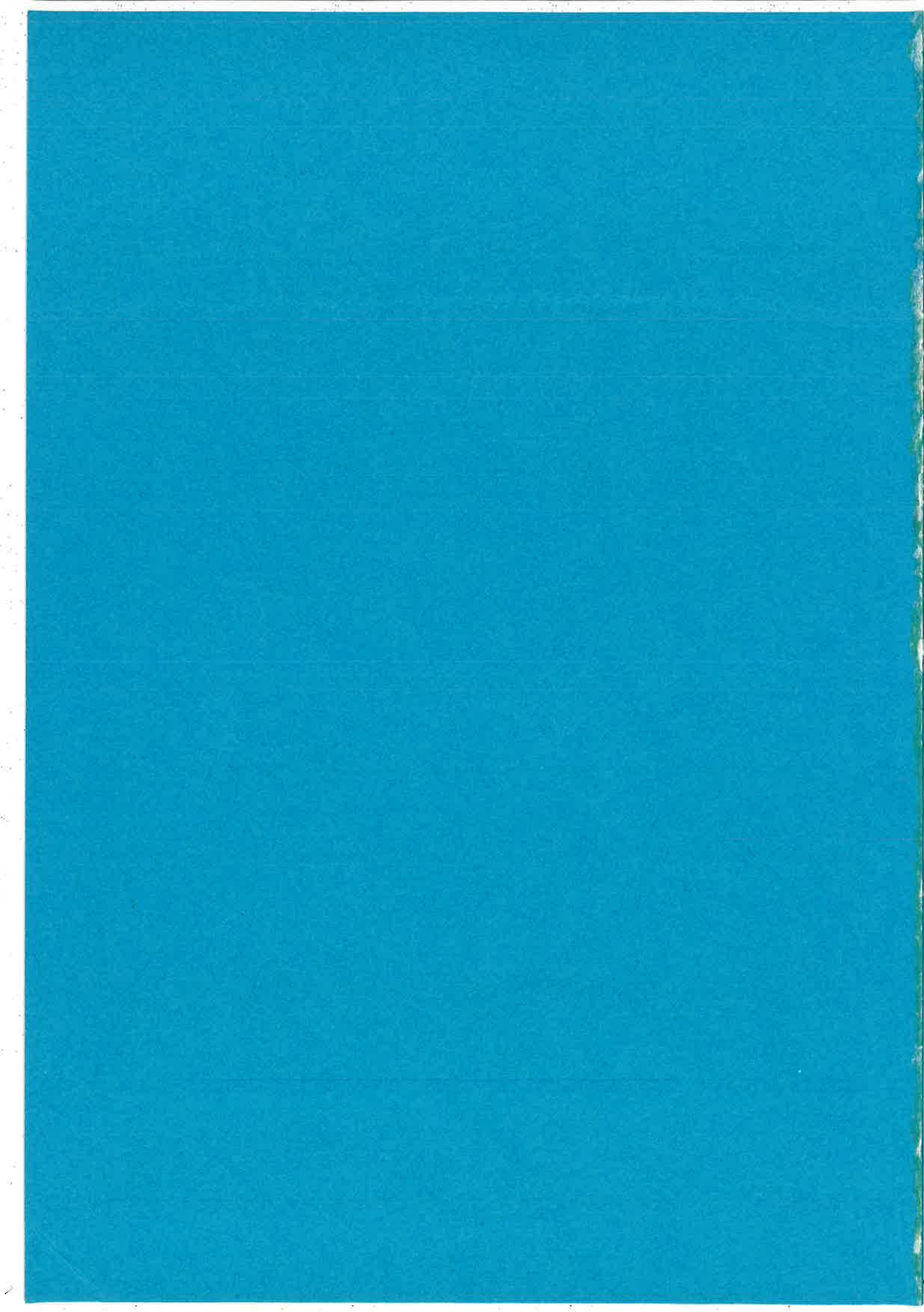
Directeur de thèse: Emil HOPFINGER

Composition du jury:

O. METAIS
M. BRAZA
J. DUSEK
Y. GAGNE
E. HOPFINGER
D. TENCHINE
D. LAURENCE

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Etudes Thermohydrauliques des Systèmes
Commissariat à l'Energie Atomique - Grenoble



UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Discipline: **MECANIQUE**
présentée et soutenue publiquement

par

BRUN Christophe
Le jeudi 2 Avril 1998

**Etude expérimentale et numérique de
l'interaction forte entre
sillages d'obstacles cylindriques.**

Directeur de thèse: Emil HOPFINGER

Composition du jury:

O. METAIS
M. BRAZA
J. DUSEK
Y. GAGNE
E. HOPFINGER
D. TENCHINE
D. LAURENCE

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Etudes Thermohydrauliques des Systèmes
Commissariat à l'Energie Atomique - Grenoble

Remerciements

Ce mémoire est l'aboutissement de trois années et demi d'un travail réalisé au sein du Laboratoire d'Etudes Thermohydrauliques des Systèmes du CEA-Grenoble, en collaboration avec le Laboratoire d'Etudes Géophysiques et Industrielles de l'IMG.

Je remercie d'abord Denis Tenchine pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et fourni les moyens humains et financiers pour mener à bien cette étude. J'ai beaucoup apprécié sa droiture irréprochable autant que son contact humain.

Je remercie également Emil Hopfinger qui a accepté de diriger ce travail de recherche. Son point de vue scientifique m'a été d'un grand secours vis à vis des différentes réorientations de cette étude et de la rédaction finale du mémoire.

Ma reconnaissance s'adresse particulièrement à Olivier Métais qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse. Les multiples discussions scientifiques que nous avons eu ensemble sur divers sujets m'ont été très profitables.

Je tiens à remercier vivement Marianna Braza et Jan Dusek pour avoir accepté d'être rapporteur de mon travail. Leur regard scientifique et technique de dernière heure a su motiver de futurs projets quant à la façon de ré-aborder et d'approfondir cette étude.

Mes remerciements vont également à Yves Gagne et Dominique Laurence qui ont participé à mon jury de thèse et avec qui j'espère trouver l'occasion de continuer les discussions engagées sur la base de cette étude.

Je ne saurais oublier les équipes du CEA (secrétaires, techniciens, thésards et ingénieurs, expérimentateurs et numéricien(e)s) qui ont su m'épauler pendant les différentes étapes de ma thèse autant du point de vue scientifique et technique que du point de vue humain. Je pense particulièrement à Pierrette Denys, Mahjoub Fakir, Benjamin Boillot, Michel Picut, Jean-Paul Moro, Bernard Menant, mais aussi à Evelyne Rodriguez, Marie-Henriette Bory, Florence Bosviel, "Poilu", Vincent Ieva, Francis Perez, Pierre Bosviel, Bruno Broise, Philippe Bleuze, Gérald Urbin, Manuel Saez, Jacques Barroil, Gérard Léandre, Pierre Castelli, Marc Berthoux, Pascal Bazin, Yann Dolias, Pierre Ledac, Christophe Calvin, Philippe Emonot, Olga Cueto, et tous ceux que j'oublie de citer sur le moment....

Il en est de même pour les gens de l'IMG auprès de qui j'ai effectué mon service militaire. Cette période d'interruption de la thèse m'a finalement permis de faire le point avant la dernière "ligne droite". De nombreuses discussions scientifiques et techniques avec des chercheurs de l'université m'ont fait progresser dans la compréhension et l'appréhension des phénomènes propres à la mécanique des fluides. Ainsi je remercie vivement Marcel Lesieur, Pierre Comte, Emanuel Villermaux, Jorge Silvestrini, Eric Lamballais, Ishem Rehab, Fabrice Mathey, Elodie Garnier, Franck Delcayre, Alexandra Danet, Yves Dubief. Je pense également à l'aide logistique et technique d'Akila Rachedi et de Patrick Begou et j'oublie à nouveau de citer un certain nombre de personnes avec qui j'ai tout simplement partagé des instants.....

Je remercie enfin mes amis (au cas où ils n'auraient pas encore été cités) et ma famille qui m'ont souvent supporté et m'ont également souvent supporté.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	1
<u>1. Les sillages d'obstacles cylindriques: Etude bibliographique et phénomènes physiques</u>	3
1.1. Le développement du sillage en aval d'un cylindre.	3
1.1.1. Les régimes principaux de contournement de l'obstacle.....	3
1.1.2. Le proche sillage $2D$ en régime sous critique.	6
1.1.3. Transition et effets tridimensionnels.....	7
1.2. Ecoulement autour de deux cylindres en parallèle.	8
1.2.1. Interaction faible.	9
1.2.2. Interaction forte.	10
1.2.3. Origine de la déflexion du jet.....	12
1.2.4. L'effet du nombre de Reynolds.	13
1.3. Le faisceau de tubes en quinconce.	15
1.3.1. Les géométries étudiées.....	15
1.3.2. Les mesures effectuées.	16
1.3.3. Bilan.	17
1.4. Objet de l'étude.	20
<u>2. Traitement des données: turbulence et statistiques</u>	21
2.1. Hypothèses fondamentales.	21
2.1.1. La décomposition de Reynolds.	21
2.1.2. Ergodicité du point de vue expérimental.	21
2.1.3. L'hypothèse de Taylor (1938).	21
2.2. La procédure de statistique temporelle des vitesses.	21
2.2.1. Extraction de l'écoulement moyen.	21
2.2.2. Densité de probabilité des vitesses.	22
2.2.3. Moments des vitesses jusqu'à l'ordre 4.	23
2.2.4. Taux de dissipation.	23
2.2.5. Spectre de densité d'énergie des vitesses.	24
2.2.6. Corrélations temporelles des vitesses.	25
2.3. Les principales échelles de la turbulence.	25
2.3.1. L'échelle intégrale.....	26
2.3.2. L'échelle de Taylor.	26
2.3.3. Equilibre universel de la turbulence.	27
2.3.4. L'échelle de Kolmogorov.....	28
<u>3. Installation expérimentale et métrologie mise en œuvre</u>	29
3.1. Description de la boucle: conditions de fonctionnement.....	29
3.2. Conditionnement amont de l'écoulement.....	30
3.2.1. Cuve à niveau constant: Découplage de la pompe hydraulique.....	30
3.2.2. Diffuseur.....	30
3.2.3. Structures en "nid d'abeille" et grilles.....	30
3.2.4. Convergent.	31
3.3. Le manomètre à colonne d'eau.	32
3.3.1. Caractéristiques métrologiques.....	32
3.3.2. Principe de la mesure.....	32
3.3.3. Géométrie des tubes instrumentés.....	33

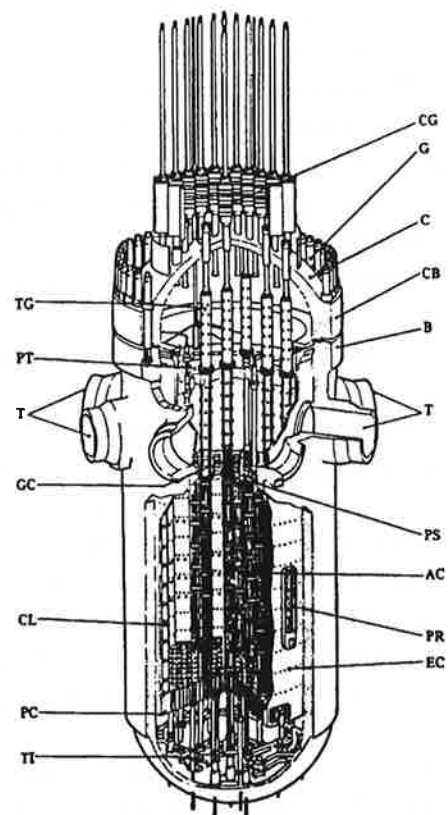
3.4. Le débitmètre à diaphragme à prise de pression à la bride.....	34
3.4.1. Principe de fonctionnement.....	34
3.4.2. Etalonnage du débitmètre à diaphragme.....	34
3.4.3. Caractéristiques métrologiques.....	35
3.5. L'anémomètre laser Doppler.....	36
3.5.1. Principe de fonctionnement.....	36
3.5.2. Caractéristiques métrologiques.....	37
3.5.3. Un capteur non intrusif.....	37
3.5.4. Echantillonnage des mesures.....	37
3.6. Qualification de la section d'essais.....	40
3.6.1. Description de la section d'essais.....	40
3.6.2. Uniformité spatiale des vitesses.....	41
3.6.3. Influence de la fréquence d'échantillonnage du signal.....	43
3.6.4. Distribution en fréquence de la densité d'énergie.....	45
<u>4. Interaction entre 2 tubes en configuration parallèle.....</u>	<u>46</u>
4.1. Description du cas étudié.....	46
4.2. Le champ de vitesse dans le proche sillage à $Re=1000$	47
4.2.1. La dissymétrie des profils radiaux en sillage très proche.....	47
4.2.2. Analyse des fréquences caractéristiques de l'écoulement.....	51
4.2.3. Autocorrélation temporelle des vitesses.....	52
4.2.4. Caractéristiques des signaux instantanés.....	54
4.2.5. bilan: le bistable et sa stabilité à $Re=1000$	55
4.3. Effet du nombre de Reynolds sur la formation du double sillage.....	57
4.3.1. La trace du bistable sur le champ instantané de vitesse.....	57
4.3.2. Analyse des fréquences caractéristiques de l'écoulement.....	59
4.3.3. Profils radiaux des vitesses et des moments de vitesses jusqu'à l'ordre 4.....	64
4.3.4. Etude de la distribution de pression moyenne en paroi des tubes.....	67
4.3.5. La procédure de statistiques conditionnelles.....	69
4.4. Vers un écoulement turbulent quasi développé.....	73
4.4.1. Evolution longitudinale de la vitesse axiale.....	73
4.4.2. Les fréquences caractéristiques à $x>5d$	76
4.4.3. Spectres d'énergie des vitesses.....	77
4.4.4. Les échelles turbulentes de l'écoulement.....	78
4.5. Bilan: l'origine de l'asymétrie de l'écoulement et de la stabilité de la déflexion.....	82
4.5.1. Synthèse des résultats.....	82
4.5.2. Phénoménologie du proche sillage.....	83
<u>5. Simulations numériques de l'interaction forte.....</u>	<u>85</u>
5.1. Quelques rappels sur le code TRIO_U.....	85
5.1.1. Les équations à résoudre.....	85
5.1.2. Schéma de discrétisation spatial et temporel.....	85
5.1.3. Méthode de résolution du système linéaire en pression.....	86
5.1.4. Les conditions aux limites du domaine.....	87
5.2. Simulation 2D à $Re=1000$	87
5.2.1. Les contraintes du maillage.....	88
5.2.2. Les caractéristiques numériques du calcul.....	89
5.2.3. Comparaison du proche sillage 2D par rapport à celui d'un cylindre unique.....	89
5.2.4. Le décollement de la couche limite en paroi des tubes.....	92
5.2.5. Visualisations instantanées de vorticités.....	95
5.2.6. Résultats statistiques dans le proche sillage des tubes.....	97

5.2.7. Apparition de binômes de Batchelor.	102
5.3. Simulation 2D à $Re=5000$	103
5.3.1. Les caractéristiques numériques du calcul.	103
5.3.2. Formation des instabilités dans la couche cisailée décollée.	104
5.3.3. Déflexion et stabilité du jet.	105
5.3.4. Asymétrie du sillage intermédiaire.	106
5.4. Bilan.	108
<u>6. Le faisceau de tubes en quinconce: l'approche expérimentale.</u>	109
6.1. Approfondissement de la configuration triangulaire la plus étudiée.	109
6.1.1. Description du cas étudié.	109
6.1.2. Le champ de pression au sein du faisceau.	110
6.1.3. La zone aval du faisceau.	116
6.2. Analogie faisceau de tubes / paire de tubes.	123
6.2.1. La distribution de pression.	123
6.2.2. Le sillage en aval.	125
6.2.3. Vers les mêmes fréquences caractéristiques.	128
6.3. Bilan.	128
<u>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.</u>	130
<u>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:</u>	133

INTRODUCTION.

Le contenu de ce mémoire s'inscrit dans le cadre de l'étude des écoulements turbulents en configuration complexe. On entend par configuration complexe non seulement géométrie complexe c'est à dire non symétrique et généralement $3D$, mais aussi hydrodynamiquement complexe avec de multiples zones de décollement de couche limite, de rattachement de zone cisailée, de transition à la turbulence et de "relaminarisation" de l'écoulement. Plus particulièrement, les cas qui nous intéressent sont les écoulements décollés en aval d'obstacles. En effet, dans le contexte de la thermohydraulique des réacteurs nucléaires, on les rencontre typiquement dans les fonds de cuves où les barres de mesures et les barres de contrôles de dimension et d'éloignement variables interagissent sur l'ensemble des sillages générés dans ces zones d'écoulement. Que ce soit en terme de fréquences (nombre de Strouhal $St=f d / U_o$) de structures tourbillonnaires advectées dans l'écoulement et se mêlant aux sillages voisins ou d'intensité des fluctuations de pression autour des obstacles, la complexité de la situation rend difficile la prédiction du comportement du fluide. Il est nécessaire d'effectuer une approche plus fondamentale afin de dégager les paramètres entrant en jeu dans ces différentes interactions. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés plus généralement au cas de l'interaction forte entre deux sillages développés en aval de deux cylindres en parallèle de faible écartement, sujet peu approfondi par rapport à celui du sillage en aval d'un cylindre unique. Les études antérieures avaient caractérisé l'effet de la distance entre les deux cylindres sur le comportement des sillages et de leur fréquence caractéristique. Nous nous sommes appliqués davantage à déterminer

l'effet du régime de Reynolds ($Re=U_o d / \nu$) qui gère l'équilibre entre les forces d'inertie et de viscosité du fluide, et influe ainsi sur le comportement à grande échelle de l'écoulement via le développement d'instabilités hydrodynamiques qui dégénèrent en turbulence.



Coupe d'un réacteur à eau pressurisée (REP). Mise en évidence de la complexité géométrique du circuit primaire en particulier dans la zone de fond de cuve.

La connaissance des propriétés fondamentales de la turbulence, en particulier celles concernant le mélange, est primordiale dans les applications industrielles qui découlent de notre étude, aussi bien en ce qui concerne les échangeurs de chaleur tubulaires (faisceaux de tubes en quinconce...) que dans des géométries d'écoulement plus complexes comme celles des REP présentées ci-dessus. Historiquement, deux conceptions parallèles de la turbulence ont mené à deux démarches différentes de caractérisation des phénomènes qui lui sont propres. D'un côté, les propriétés d'imprédictibilité de la turbulence, l'ont souvent rapproché de la phénoménologie du chaos. L'outil statistique a alors été le moyen le plus adéquat pour accéder aux propriétés moyennes de l'écoulement en terme d'épanouissement et de diffusion de la zone cisailée à grande échelle, mais aussi pour déterminer les caractéristiques à plus petite échelle telles que les échelles de Taylor et de Kolmogorov. D'un autre côté, les concepts d'échelles énergétiques tirés des analyses spectrales des signaux ont fait prendre conscience de l'existence de structures cohérentes au sein des écoulements les plus turbulents, ce qui traduit une organisation réelle de la turbulence. C'est à partir de ces considérations que l'outil de visualisation instantané de structures cohérentes prend une place considérable dans la caractérisation des écoulements turbulents. Sur le plan de l'expérimentation physique (visualisation de lignes d'émission de colorants ou de fumées,...) aussi bien que sur le plan de l'expérimentation numérique (visualisation de coupes de vorticités ou de basses pressions caractéristiques du cœur des structures tourbillonnaires), on cherche à localiser dans l'espace et dans le temps des extrêmes de fluctuation de pression, de vitesse ou de température du fluide étudié.

L'accès simultané à ces informations d'extréma locaux et aux propriétés globales de mélange de l'écoulement turbulent révèle la richesse et la complémentarité de ces deux approches. C'est un des points que nous avons voulu développer dans ce travail en effectuant à la fois une étude quantitative statistique des résultats de mesure expérimentale et une étude qualitative topographique des résultats de simulation numérique.

Ce mémoire est organisé comme suit:

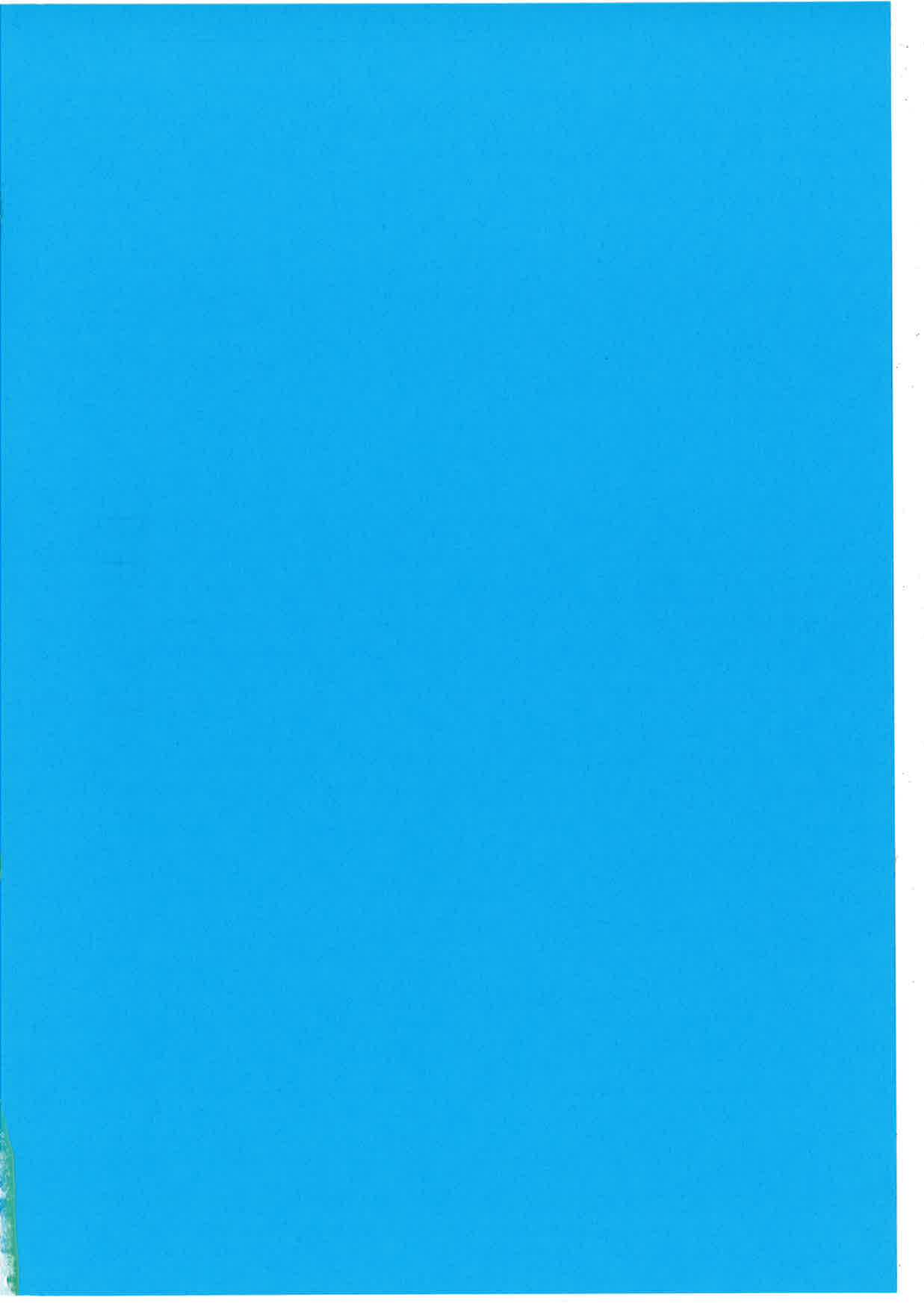
Dans un premier chapitre, nous rappelons à travers une étude bibliographique les phénomènes caractéristiques de la formation des sillages en aval d'obstacles cylindriques. Pour le régime sous critique qui nous intéresse nous abordons d'abord le cas du cylindre seul, puis celui de l'interaction entre deux tubes, et en particulier le cas de l'interaction forte, et enfin le cas d'un faisceau complet de tubes transverses à l'écoulement.

Dans les deux chapitres suivants (chapitre 2 & 3), nous décrivons les moyens mis en place du point de vue expérimental pour mener à bien notre étude. Nous détaillons les procédures statistiques appliquées aux signaux de mesure; nous présentons les conditions de fonctionnement de la boucle hydraulique et les appareils de mesure de vitesse et de pression utilisés.

La partie suivante (chapitre 4) est consacrée à l'étude expérimentale de l'interaction forte entre deux tubes. Nous y présentons l'ensemble des mesures de vitesse effectuées par anémométrie laser Doppler dans le proche sillage des cylindres et des mesures de pression en paroi des tubes. Nous analysons l'ensemble des résultats et évaluons l'effet du régime de Reynolds sur le comportement de la zone de très proche sillage.

Puis, nous reprenons deux cas typiques d'interaction entre deux tubes étudiés expérimentalement ($Re=1000$ et $Re=5000$) et nous en effectuons une simulation numérique 2D dans l'optique de mieux cerner les phénomènes qui régissent le comportement à grande échelle de la zone de proche sillage (chapitre 5).

Dans une dernière partie (chapitre 6) nous nous intéressons à une application plus complexe de ces cas d'interaction forte en étudiant expérimentalement l'écoulement au sein et en aval d'un faisceau de tubes en quinconce à des régimes de Reynolds équivalents.



the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased by 1.5 million (1990–1999) and is projected to increase by a further 1.5 million by 2010 (Office of National Statistics 2000).

There is a growing awareness of the need to develop strategies to meet the needs of the ageing population. The Department of Health (2000) has identified the need to develop a 'new paradigm' of care for the ageing population, one that is based on the concept of 'active ageing'.

The concept of 'active ageing' is defined by the World Health Organization (WHO) as 'the process of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age' (WHO 1999).

The WHO (1999) has identified three key components of 'active ageing': health, participation and security. These components are interrelated and form the basis of the 'new paradigm' of care for the ageing population.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

The concept of 'active ageing' is a key component of the 'new paradigm' of care for the ageing population. It is a concept that is based on the idea of maximizing the opportunities for health, participation and security in old age.

1. Les sillages d'obstacles cylindriques: Etude bibliographique et phénomènes physiques.

Afin de mieux appréhender l'étude de l'interaction entre obstacles et les paramètres géométriques ou hydrauliques qui entrent en jeu, on présente d'abord la phénoménologie du sillage en aval d'un cylindre à section circulaire en régime d'écoulement turbulent. Par la suite, on s'intéresse à des écoulements de sillage plus complexes pour lesquels on cherche à retrouver les comportements majeurs rencontrés dans le cas de l'écoulement cisailé déficitaire de base. Cette démarche permet d'élaborer des explications des phénomènes d'interaction de sillages basées en partie sur les caractéristiques reconnues pour des sillages simples, en particulier la zone de décollement de la couche limite autour du cylindre, la position de la transition à la turbulence de la couche cisailée, les fréquences d'advection des structures de vorticité formées en aval du tube, la forme du sillage, etc ...

1.1. Le développement du sillage en aval d'un cylindre.

L'analyse du comportement du sillage en aval d'un tube a beaucoup évolué depuis la découverte de l'allée tourbillonnaire de Bénard-Von Karman, tant du point de vue expérimental (description phénoménologique du sillage proche et lointain) qu'analytique (développement d'instabilités du type tourbillons de Kelvin-Helmoltz dans la zone décollée de la couche limite). Plus récemment, les progrès informatiques ont permis quelques approches numériques du problème donnant accès à des caractéristiques non accessibles expérimentalement comme la vorticité et le champ de pression ou encore des informations concernant le développement des instabilités 3D en proche sillage et dans la couche limite du cylindre en particulier.

1.1.1. Les régimes principaux de contournement de l'obstacle.

Le contournement d'un obstacle est régi par le seul nombre de Reynolds $Re = U_0 d / \nu$ basé sur la vitesse amont de l'écoulement, le diamètre du cylindre et la viscosité cinématique du fluide. Ce nombre adimensionnel caractérise l'équilibre des forces d'inertie de l'obstacle et des forces de viscosité du fluide. On présente ici les régimes principaux d'écoulement. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter aux articles de Coutanceau et al (1991) et Williamson (1996).

→ $Re < 60$: Régime quasi permanent.

Le phénomène de diffusion est prépondérant sur celui de convection. Les lignes de courant contournent l'obstacle avec une dissymétrie de plus en plus prononcée à mesure que le nombre de Reynolds croît. Les couches limites de part et d'autre du cylindre ne peuvent plus résister aux gradients de pression adverses générés par la courbure du tube dans la partie arrière. Elles décollent formant une double bulle de recirculation en aval du cylindre entre $Re = 4.5$ et $Re = 35$ (figure 1.1). Cette configuration commence à se dissym triser et se déstabiliser entre $Re = 35$ et $Re = 60$.

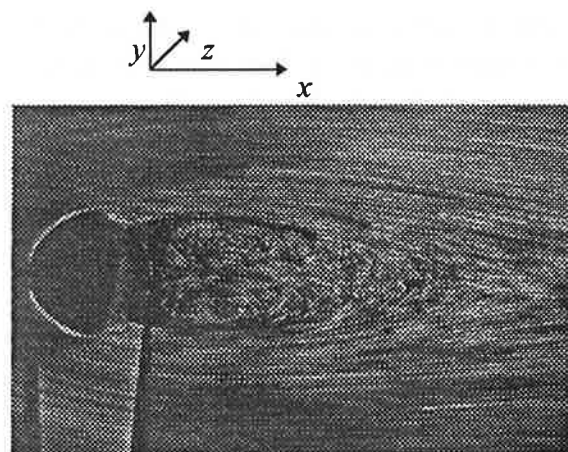


Figure 1.1: Double bulle de recirculation avec dissymétrie légère à $Re = 40.3$ (Coutanceau et al: 1991).

→ $60 < Re < 300$: Régime pseudo périodique.

Les couches limites décollées se déstabilisent dans le sillage de l'obstacle provoquant des enroulements de structures tourbillonnaires (figure 1.2). Ces structures sont lâchées alternativement de part et d'autre du cylindre et advectées dans l'écoulement avec une fréquence caractéristique que l'on définit par le nombre de Strouhal $St = f d / U_o$. Entre $Re=60$ et $Re=300$ ce nombre de Strouhal augmente jusqu'aux alentours de $St=0.2$, alors que la zone de recirculation décroît puis disparaît (figure 1.3). Les effets 3D s'intensifient déformant les lignes tourbillons 2D en tourbillons contrarotatifs d'axe parallèle à la direction de l'écoulement.

→ $300 < Re < 2000$: Instabilités secondaires.

La zone de décollement du cylindre est le siège d'instabilités secondaires de plus en plus nombreuses qui provoquent la transition à la turbulence du sillage. La longueur de formation des structures tourbillonnaires primaires croît à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Les effets 3D sont de plus en plus marqués (figure 1.4).

→ $2000 < Re < 150000-200000$: Régime sous critique.

Les couches limites de part et d'autre du cylindre restent laminaires jusqu'à leur décollement à un angle de l'ordre de $\theta=80^\circ$ par rapport au point d'arrêt de l'écoulement en amont du cylindre. Sous l'impulsion de plus en plus marquée des instabilités secondaires (Wei et al: 1986; Chyu et al: 1996), la couche cisailée libre formée à partir du décollement de la couche limite s'enroule en structures tourbillonnaires à petites échelles. Elle devient alors le siège de la transition à la turbulence d'autant plus tôt que le nombre de Reynolds est grand. La zone de formation de ces tourbillons tend peu à peu à disparaître, les plus gros tourbillons naissant dès le point de décollement des couches limites pour les plus grands nombres de Reynolds atteints à ce régime.

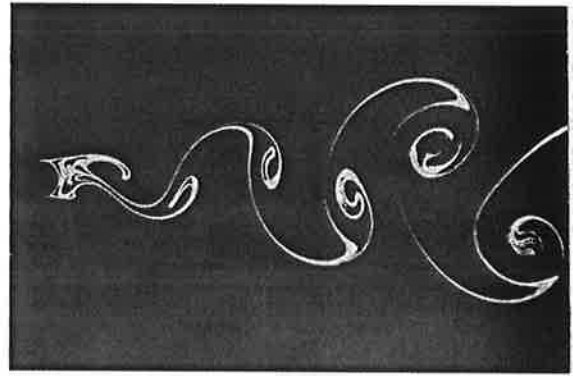


Figure 1.2: sillage à $Re=140$ (extrait de "Visualized Flow": 1988).

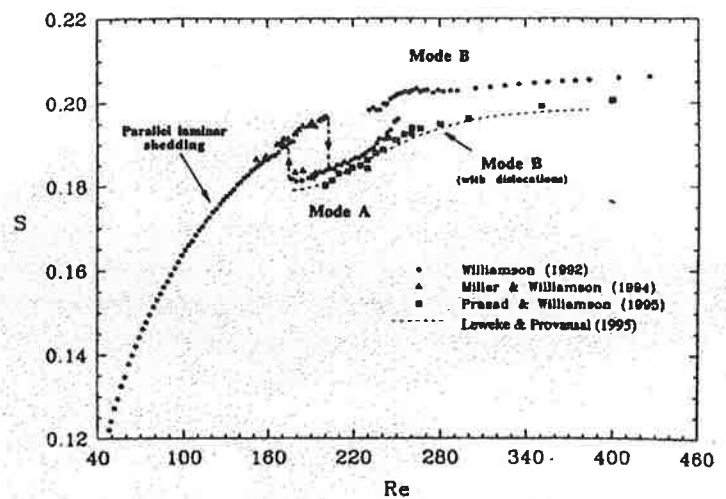


Figure 1.3: évolution du Strouhal en fonction du nombre de Reynolds en régime pseudo périodique (Williamson: 1996).

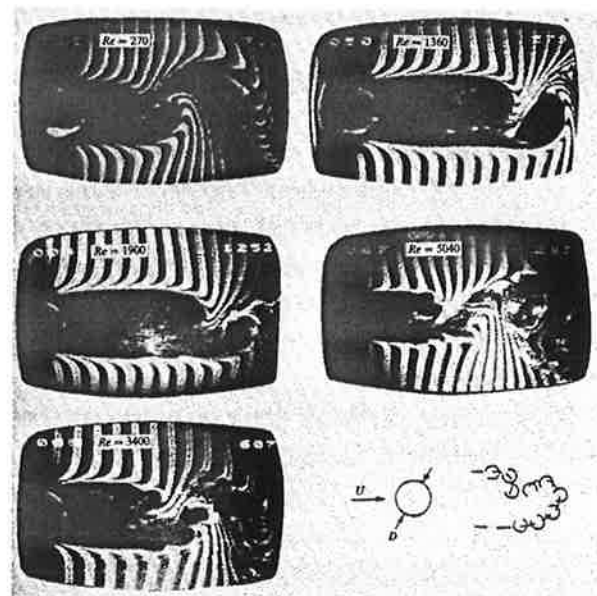


Figure 1.4: apparition des instabilités secondaires (Unal & Rockwell: 1988).

→ $150000-200000 < Re < 400000-500000$:

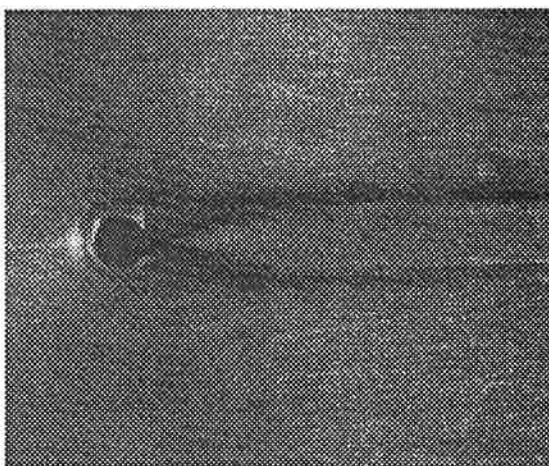
Régime critique.

A ce régime le sillage change complètement de caractéristiques. Les couches limites se déstabilisent repoussant le décollement à $\theta=120^\circ$; le sillage aval est beaucoup moins large et la traînée chute. Le nombre de Strouhal croît jusqu'à une valeur de l'ordre de $St=0.48$. La transition à la turbulence des couches cisailées dès le décollement est très sensible à toute petite perturbation si bien que la formation du sillage devient dissymétrique (figures 1.5, 1.6 et 1.7).

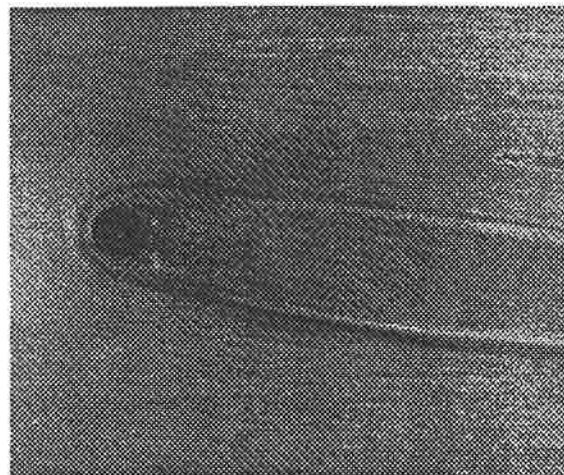
→ $400000-500000 < Re < 3500000$: Régime super critique.

Comme on peut le constater sur la figure 1.8, les couches limites décollent, puis sont le siège de la transition, et enfin recollent au cylindre avant de décoller à nouveau aux alentours de $\theta=140^\circ$. Il se forme ainsi une bulle de recirculation instable attachée au cylindre entre les deux points de décollement. On n'observe plus de lâcher périodique de structures tourbillonnaires.

Au delà de ce nombre de Reynolds apparaît le régime transcritique pour lequel les couches limites décollent aux alentours de $\theta=110^\circ$, une fois qu'elles sont devenues turbulentes. Les structures tourbillonnaires sont à nouveau lâchées périodiquement à un nombre de Strouhal d'environ $St=0.3$.



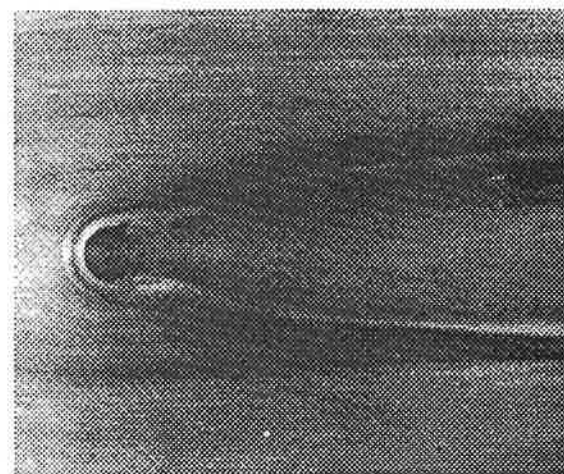
*Figure 1.5: haut régime sous critique
($Re=200000$) (Schewe et al: 1986).*



*Figure 1.6: régime critique
($Re=300000$) (Schewe et al: 1986).*



*Figure 1.7: régime critique
($Re=300000$) (Schewe et al: 1986).*



*Figure 1.8: régime super critique
($Re=400000$) (Schewe et al: 1986).*

1.1.2. Le proche sillage 2D en régime sous critique.

Le régime sous critique est caractérisé par un lâcher de structures tourbillonnaires alternées à un nombre de Strouhal constant de l'ordre de $St=0.20$ à $St=0.25$ selon les auteurs. Parallèlement, le coefficient de traînée (intégrale des forces de pression agissant sur le cylindre adimensionnée par la pression dynamique) atteint un minimum local de l'ordre de $C_D=1.0$ (figure 1.9). La couche limite est laminaire au niveau du point de décollement; le sillage est, lui, complètement turbulent. C'est au niveau du proche sillage, dans la couche décollée cisailée qu'a lieu la transition à la turbulence de l'écoulement. Kourta et al (1987) distinguent deux régimes fondés sur l'évolution de la couche cisailée.

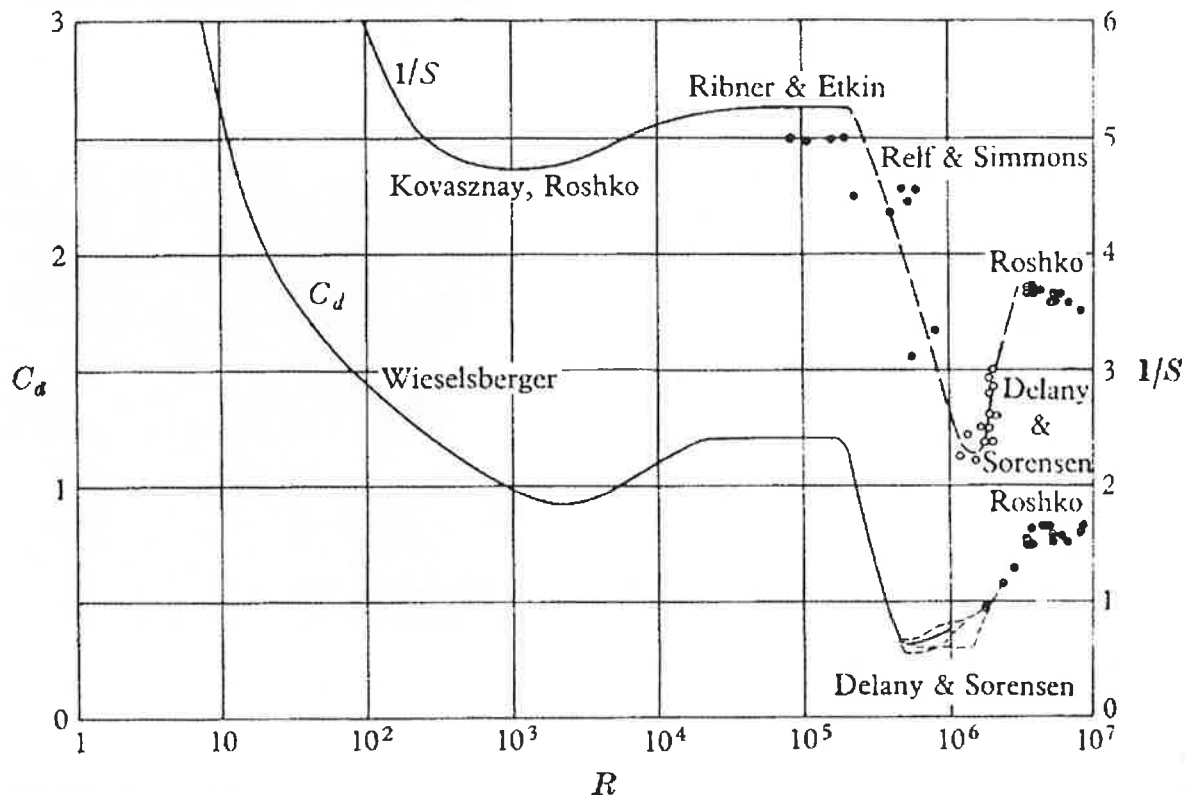


Figure 1.9: Evolution du nombre de Strouhal et du coefficient de traînée en fonction du régime de Reynolds (Roshko: 1961).

➔ Pour $2000 < Re < 16000$ la couche de mélange qui apparaît après le point de décollement se déstabilise en tourbillons de Kelvin-Helmholtz à petite échelle. Ces couches cisailées développées de part et d'autre du cylindre entourent une zone dite "zone inerte" de longueur décroissante à mesure que le nombre de Reynolds croît. Les expériences menées par Bloor (1964) à des Reynolds compris entre $Re=1300$ et $Re=25000$ mettent en évidence la transition à la turbulence et l'apparition de structures tourbillonnaires dites secondaires (de fréquence f_i) au sein de la couche cisailée avant la formation des tourbillons principaux (de fréquence f_s) de l'allée de Bénard-Karman par enroulement de ces structures de plus petite échelle. Cette longueur de formation (variable avec le nombre de Reynolds) est de l'ordre de un à trois diamètres de cylindre. Le fort couplage entre les différentes structures tourbillonnaires formées dans la couche cisailée et dans le sillage a été étudié par les auteurs précités et a donné lieu à

une polémique. Des arguments dimensionnels leur ont permis de confirmer leurs résultats expérimentaux concernant le lien entre le rapport des fréquences caractéristiques des différentes structures et le nombre de Reynolds de l'écoulement: $f_t/f_s = 0.095 Re^{0.5}$. Pour cela ils simplifient l'équation de quantité de mouvement en effectuant une hypothèse de couche limite qu'ils relient aux fréquences f_t de la couche décollée. Wei et al (1986) s'appuyant sur leurs résultats de mesures et de visualisations proposent une loi de f_t/f_s en $Re^{0.87}$ (figure 1.10). Ils remettent alors en cause les arguments dimensionnels de Bloor en considérant que les structures tourbillonnaires créées dans la couche cisailée sont caractérisées par les instabilités de couche de mélange et non pas de couche limite et qu'il n'y a donc pas de raison de relier leur longueur d'onde à l'épaisseur de la couche limite. Finalement, une étude approfondie de Prasad et Williamson (1997) débouche sur une loi f_t/f_s en $Re^{0.7}$ à partir d'arguments à la fois expérimentaux et analytiques concernant les échelles de vitesse et de longueur caractéristiques de la couche cisailée. Ceux-ci prennent en compte l'effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Strouhal, du minimum de pression et de la position d'apparition des premières instabilités à l'arrière du cylindre. Cependant, malgré la précision de leur analyse et la finesse de leurs résultats, leur démarche n'aboutit pas à une loi analytique universelle, ce qui laisse planer un doute quant à l'origine de l'interaction entre les fréquences des structures de Kelvin-Helmholtz et celles de l'allée de Karman.

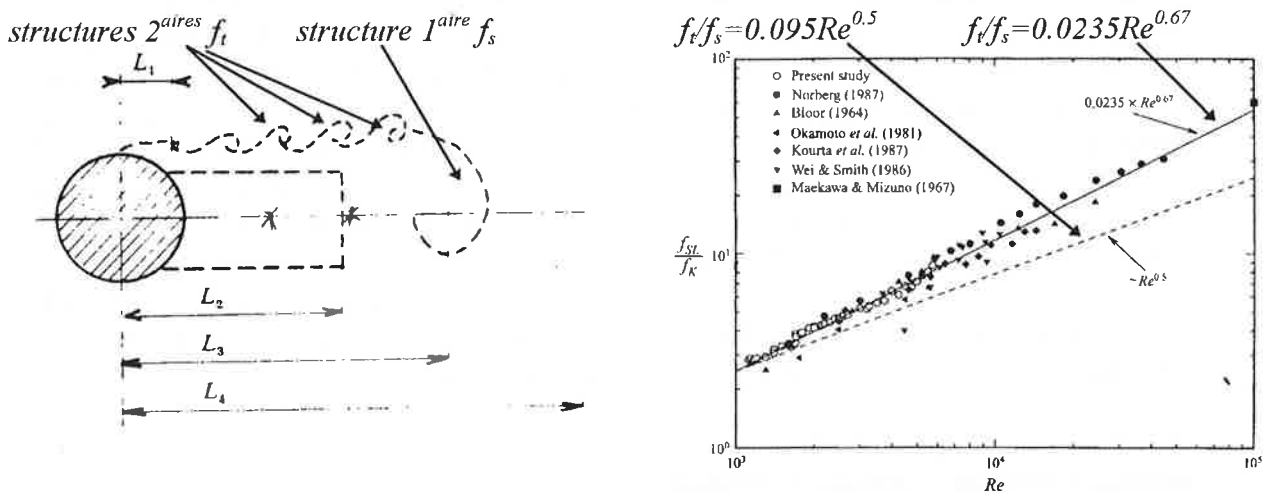


Figure 1.10: description de la naissance des instabilités secondaires dans la couche cisailée décollée du cylindre (à gauche: Kourta et al: 1987). Evolution avec le nombre de Reynolds du rapport de la fréquence caractéristique des instabilités secondaires sur la fréquence principale des lâchers tourbillonnaires (à droite: Prasad and Williamson: 1997).

➔ Pour $16000 < Re < 60000$ la zone de formation disparaît complètement. L'allée tourbillonnaire apparaît dès l'arrière du cylindre et amalgame les structures de petite échelle formées dans la couche décollée. La transition à la turbulence est quasiment remontée jusqu'au point de décollement au niveau de la couche cisailée et jusqu'à l'arrière du cylindre au niveau du sillage. Les deux types d'instabilités ne sont plus fortement couplées comme à plus faible nombre de Reynolds.

1.1.3. Transition et effets tridimensionnels.

Les effets 3D apparaissent dès l'existence des premiers lâchers de tourbillons ($60 < Re < 300$). D'après Williamson (1996) les lignes tourbillonnaires formées en aval de la zone de recirculation attachée au cylindre se déforment transversalement à petite échelle selon deux modes d'instabilités possibles nommés modes A et B (figure 1.3). Le premier mode correspond à la déformation de la ligne tourbillon en tourbillons axiaux, le second mode correspond à l'inclusion de tourbillons axiaux contrarotatifs de petite échelle au sein des tourbillons 2D de grande échelle. Ces différents phénomènes sont fortement liés au régime de Reynolds étudié et influencent la valeur du nombre de Strouhal résultant au niveau des tourbillons 2D. Plus en aval dans l'écoulement, ces structures 3D provoquent des dislocations à plus grande échelle de l'allée tourbillonnaire de Bénard-Karman comme on peut le constater sur les visualisations de Williamson (1996). Comme on le faisait remarquer au chapitre précédent, ces effets 3D s'intensifient jusqu'à un Reynolds de l'ordre de $Re=1000$ pour lequel débute le régime de transition de couche cisailée.

Les effets 3D se font alors sentir au sein de la couche de mélange qui se développe en aval du point de décollement. Ils accélèrent la transition à la turbulence qui a lieu au sein de la couche cisailée avant la fin de la zone de formation de l'allée tourbillonnaire et remonte jusqu'au cylindre à mesure que le nombre de Reynolds augmente. S'appuyant sur les résultats de simulations numériques 2D de Braza et al (1986 et 1990) Williamson insiste sur le fait que les instabilités développées au sein de la couche cisailée sont d'origine 2D (critère du point d'inflexion) et qu'elles ne deviennent 3D que par la suite. Wei et Smith présentent pour ce régime des visualisations transversales du sillage qui font apparaître la déformation des lignes tourbillonnaires axiales en tourbillons en fer à cheval advectés dans la couche de mélange et accolés transversalement à leurs voisins (figure 1.11). Ces structures constituent les tourbillons secondaires de fréquence caractéristique f_i décrits au paragraphe précédent. La vue en coupe de ces structures secondaires est du même type que celle rencontrée habituellement dans les couches de mélange, en forme de champignons (paires de tourbillons contrarotatifs sur la figure 1.12) qui participent activement au mélange: entraînement à l'intérieur de fluide à forte vitesse et éjection à l'extérieur de fluide à faible vitesse. Ce mécanisme est attendu comme primordial dans la participation à la transition à la turbulence du sillage.

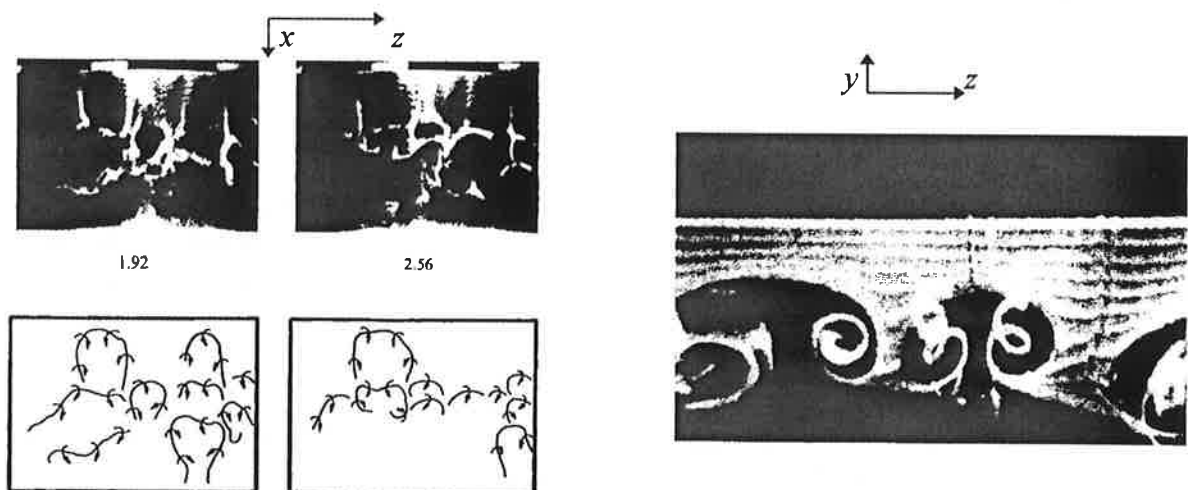


Figure 1.11: déformation 3D des lignes tourbillonnaires dans le très proche sillage $Re=2400$ $At=1/8T_s$ (à gauche) et coupe (dans le plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement) des structures secondaires contrarotatives à $Re=1000$ (à droite) (Wei et al: 1986).

1.2. Écoulement autour de deux cylindres en parallèle.

Lorsqu'on place deux cylindres dans un écoulement uniforme, la zone de sillage propre à chaque obstacle est plus ou moins modifiée par leur interaction. Zdravkovich (1988) et Ohya et al (1989) ont passé en revue l'effet relatif de la position des tubes sur le comportement de l'écoulement aval. Le cas le plus fondamental est celui de la configuration de tubes en parallèle par rapport à l'écoulement. Dans ces conditions il n'y a pas de situation de "maître et d'esclave" d'un tube par rapport à l'autre; le forçage est partagé, à la fois subi et imposé par les deux tubes. L'écoulement aval reste relativement structuré. Dans ce type de problème, le nombre de Reynolds n'est plus le paramètre principal caractéristique des phénomènes mis en jeu. On s'intéresse plutôt (dans un premier temps) au niveau d'interaction des deux tubes que l'on quantifie par la distance entre tube repérée en général de l'axe d'un tube à l'axe de l'autre tube $\sigma_y d = g^* d + d$ (figure 1.12). En adimensionnant par le diamètre du tube on obtient: $\sigma_y = g^* + 1 = (g + d)/d$.

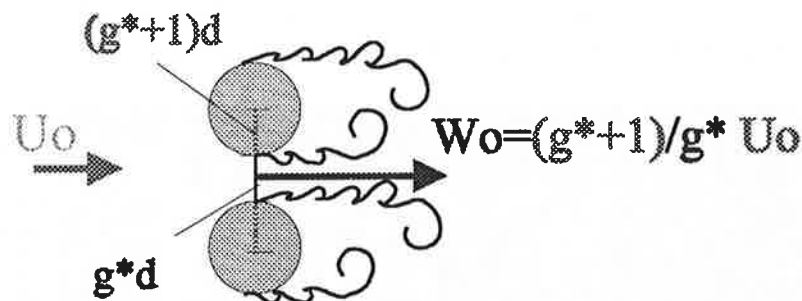


Figure 1.12: configuration géométrique de l'interaction entre 2 tubes en parallèle.

Deux situations d'interactions ont été mises en relief par Zdravkovich. La première est considérée comme une situation d'interaction faible et regroupe les cas d'écartement $1 < g^* < 5$. Dans ces conditions deux sillages distincts se forment en aval de chaque tube. La seconde situation est dite d'interaction forte. Les tubes sont beaucoup plus rapprochés ($0.1 < g^* < 1$) si bien que les deux allées de tourbillons interagissent l'une sur l'autre pour n'en former plus qu'une au loin.

1.2.1. Interaction faible.

L'approche la plus commune de ce type d'écoulement relativement complexe est constituée des études qualitatives de Ishigai (1972), Bearman et al (1973), Kamemoto (1976) et Williamson (1985). Celles-ci sont basées sur des visualisations effectuées à des nombres de Reynolds allant de $Re=55$ à $Re=8450$. La mise en évidence des zones de vorticité par le biais des lignes d'émission (colorants ou fumées) permet de clarifier les types de sillages qui se forment en aval des tubes et leur interaction. Cela permet en outre de comparer le sillage résultant à celui d'une allée de Bénard-Karman typique. Pour des écartements entre tubes de $g^* > 1$ l'ensemble des expérimentateurs admet que dans un premier temps deux allées tourbillonnaires quasiment indépendantes se forment en aval de chacun des tubes. Le seul lien qui subsiste entre les deux sillages est la synchronisation temporelle en phase ou en opposition de phase du lâ cher de tourbillons en aval de chacun des tubes. Les visualisations les plus récentes effectuées par Ishigai, Bearman, et Williamson, et les mesures de Kamemoto font ressortir une prédominance de la configuration en opposition de phase définie par le lâ cher simultané de deux tourbillons de signe opposé. En aval, une double allée tourbillonnaire se développe de façon stable et très symétrique (figure 1.13 en haut). L'autre configuration possible est celle du lâ cher de tourbillons en phase qui d'après Williamson constitue une situation instable qui ne mène pas à

la formation d'une double allée tourbillonnaire en phase mais plutôt à la formation d'une unique allée de type Bénard-Karman par amalgame puis appariement des tourbillons voisins "binômes" de même signe (figure 1.13 en bas).

Sur le plan quantitatif, la plupart des études s'intéressent principalement à la détermination, par anémométrie fil chaud ou pitot, du nombre de Strouhal qui est de l'ordre de celui rencontré dans une allée standard de Bénard-Karman, soit entre $St=0.18$ et $St=0.21$ pour des nombres de Reynolds variant de $Re=660$ à $Re=100000$. Comme le font ressortir les visualisations, la périodicité d'advection des structures tourbillonnaires n'est pas influencée par l'interaction des deux sillages quelle que soit la configuration développée. Il n'y a donc rien d'étonnant que l'on retrouve le même comportement en fréquence que celui du sillage simple à ces régimes de Reynolds.

Quelques études expérimentales menées à l'IMST à Marseille ont cherché à déterminer le champ de vitesse dans le double sillage des tubes (Domptail: 1979 et Fraunié: 1979) ainsi que les effets de chauffage différentiel des tubes (Béguier et Fraunier: 1991). Ce sont les seules études qui présentent des profils de vitesse et de fluctuation de vitesse dans les premiers diamètres en aval des tubes, afin de quantifier l'influence de l'interaction.

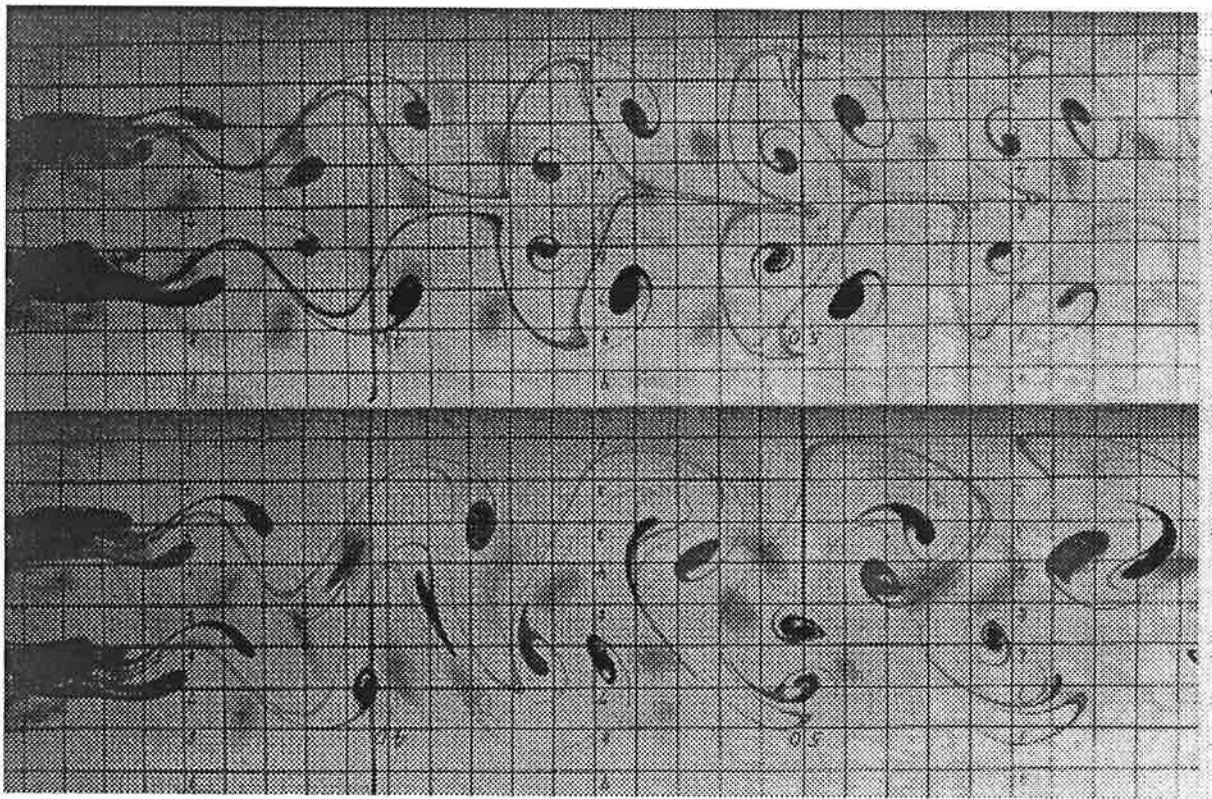


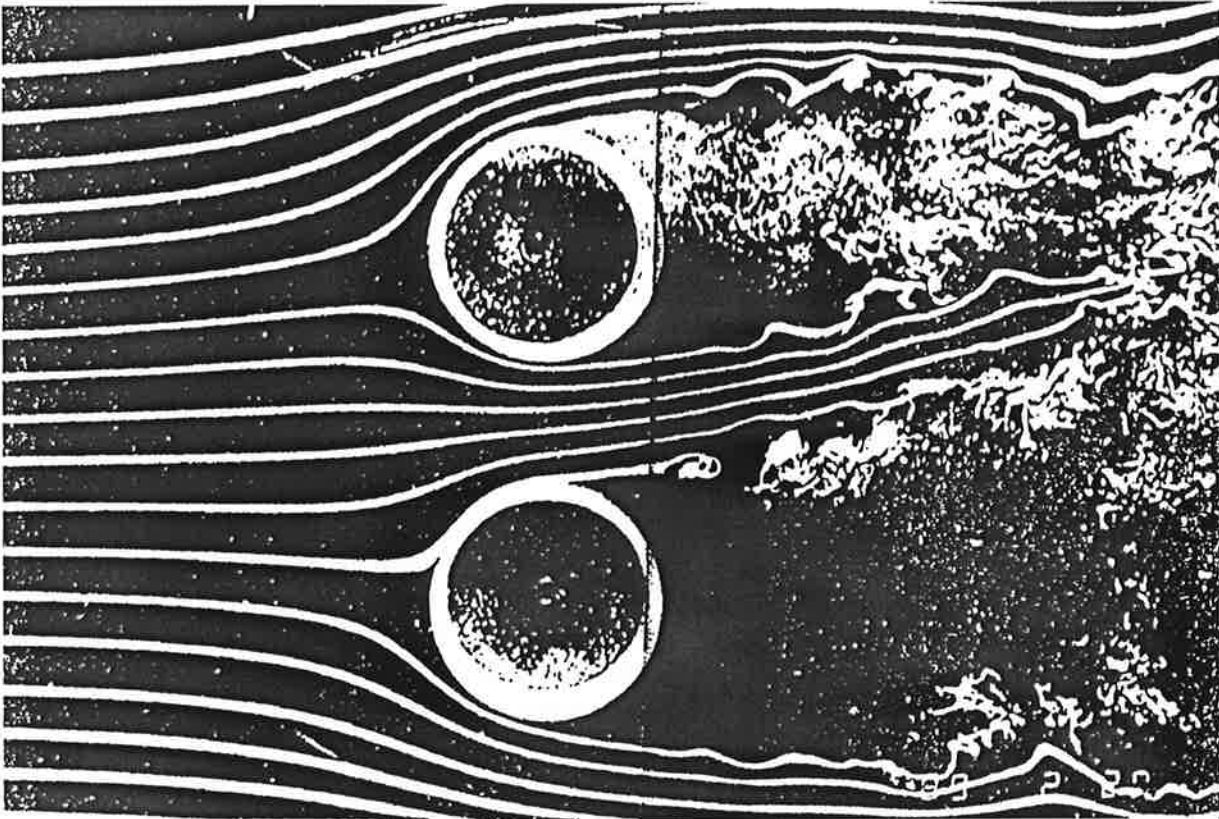
Figure 1.13: $Re=200$ $g^=2.4$ (Williamson: 1985)*

*haut: lâcher de structures tourbillonnaires et double allée en opposition de phase
bas: lâcher de structures tourbillonnaires en phase et allée unique formée de binômes.*

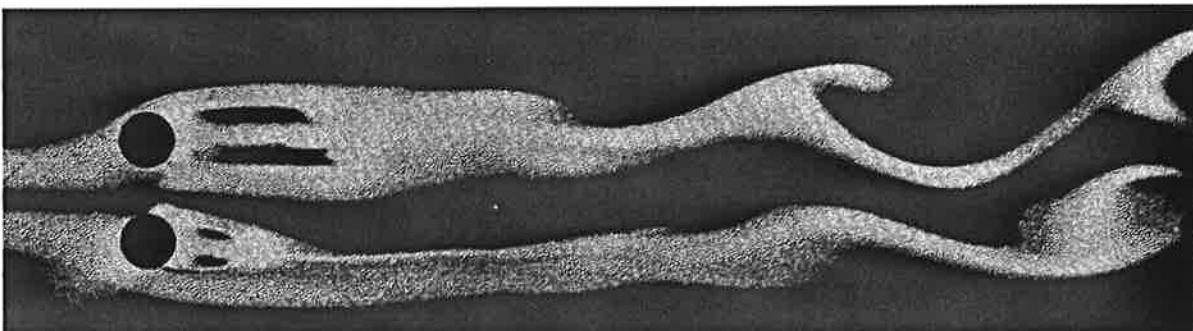
1.2.2. Interaction forte.

Que ce soit en régime sous critique (figure 1.14) ou à plus bas Reynolds encore (figure 1.15) les visualisations font toutes ressortir une asymétrie importante de l'écoulement dès que les tubes sont situés à moins d'un diamètre l'un de l'autre ($g^*<1$). Le premier effet est lié à la conservation du débit: la vitesse débitante entre les deux tubes est au moins le double de la

vitesse de l'écoulement amont. Il se forme donc un jet qui va interagir avec les sillages de chacun des tubes. Les auteurs dans leur majorité considèrent ce jet comme un bistable: le jet est défléchi du côté d'un des tubes, se stabilise dans cette position, puis change aléatoirement de côté de déflexion. Comme dans le cas de l'interaction faible deux sillages se forment en aval de chacun des tubes. Cependant, leur développement est forcé par le jet qui d'une part écrase la zone de recirculation du côté où il est dévié et d'autre part tend à aspirer l'autre zone de recirculation qui s'élargit plus que de coutume (par rapport au sillage standard d'un seul tube). Comme le décrit Williamson pour des écartements de $g^*=0.7$ et $g^*=0.85$, le sillage fin disparaît peu à peu, "phagocyté" par le sillage épais qui se recentre sur l'axe géométrique de la configuration des deux tubes et se comporte au loin comme un sillage à grande échelle en aval d'un obstacle de diamètre de l'ordre du double du diamètre d'un tube.



*Figure 1.14: asymétrie du proche sillage
 $Re=5100$ $g^*=0.575$ (Mc Grath: 1991).*



*Figure 1.15: asymétrie du proche sillage
 $Re=55$ $g^*=1$. (Williamson: 1985).*

L'analyse en fréquence de l'écoulement confirme la dissymétrie géométrique du proche sillage. Du côté du sillage fin (coté de déflexion du jet) les fréquences de l'écoulement sont plus hautes que pour le sillage standard avec un nombre de Strouhal de l'ordre de $St=0.3$ à $St=0.35$. Du côté du sillage épais les fréquences de l'écoulement sont plus basses: Strouhal de l'ordre de $St=0.1$. Spivack (cité par Bearman et al: 1973) et Bearman et al (1973) ont même noté des fréquences intermédiaires de l'ordre de $St=0.2$ dans la zone entre les deux tubes, sans pouvoir fournir d'explication. Plus en aval des tubes (Bearman et al ont fait des mesures six diamètres en aval), seule demeure la plus basse des fréquences ce qui confirme le fait que le sillage épais a pris le dessus sur l'autre et impose au loin ses fréquences. Les résultats de visualisation et de mesure se recoupent alors puisqu'on obtient un nombre de Strouhal équivalent à celui d'un sillage en aval d'un tube de diamètre le double de celui de la configuration étudiée: $St=fd/Uo=0.1$ soit $f 2d /Uo=0.2$.

1.2.3. Origine de la déflexion du jet.

Deux thèses s'opposent quant à l'origine de la déflexion du jet entraînant en aval l'asymétrie du proche sillage.

D'un côté, certains auteurs comme Ishigai et al (1972) et Quadflieg (cité par Williamson: 1985) considèrent que la déflexion du jet est un phénomène lié à l'effet Coanda qui se développe entre le jet et un des deux tubes du côté duquel il est dévié. Ils lient cet effet à une différence de distribution de pression autour des tubes menant à une position dissymétrique du point de décollement de la couche limite sur chacun des deux tubes qui provoquerait un attachement plus important du jet sur l'une des parois intérieures.

D'un autre côté, des auteurs comme Bearman et al (1973) et Williamson (1985) privilégient l'hypothèse de déviation du jet induite par un phénomène de proche sillage. Tous deux notent en particulier l'existence du phénomène pour des obstacles à arrête vive, ce qui exclue la possibilité d'effet Coanda. Williamson observe de plus que la taille de la zone de recirculation du côté du sillage fin est trois fois plus petite que celle de l'autre côté et suppose que cette dissymétrie entraîne, par le biais de développement d'instabilités dans le proche sillage, la déflexion du jet du côté d'un des tubes.

Dans la même optique, Hayashi et al (1986) notent que l'absence de lâcher de tourbillon obtenue pour des nombres de Reynolds suffisamment faibles ($Re < 40$ pour des cylindres à section carrée) se traduit par la disparition de la déflexion du jet.

Pour Ohya aussi (1985 et 1989) la déflexion du jet formé entre les tubes (pour des écartements compris entre $g^*=0.25$ et $g^*=1$) semble être provoquée par la façon dont interagissent les structures tourbillonnaires formées dans les couches cisailées décollées en aval de chacun des cylindres. Dans ces conditions l'écoulement inter-tubes est dévié du côté du tube où le lâcher de tourbillons se produit avec "le plus de force et de facilité". Le tourbillon le plus puissant englutit le jet et l'attire du côté où il est advecté: il est alors exclu de parler d'effet Coanda. D'après lui, l'effet Coanda n'agit qu'à des intervalles plus petits entre tubes ($g^* < 0.25$), pour lesquels l'écoulement entre les deux tubes se comporte réellement comme un jet qui vient se plaquer sur l'un des tubes par un effet différentiel de pression entre chacune des parois (visualisations Okajima et al: 1986).

Enfin, Kiya et al (1980) et Zdravkovich (1985, 1987 et 1988) considèrent le cas des deux tubes en parallèle comme un cas intermédiaire entre différentes configurations de tubes en quinconce: le tube le plus en amont développe un sillage fin avec des fréquences élevées alors que le tube

le plus en aval développe un sillage épais avec des basses fréquences. La configuration présente est une situation transitoire entre ces deux cas. C'est pourquoi l'écoulement hésite continuellement entre ces deux états. Mais, bien qu'elles situent le comportement de l'écoulement, ces considérations n'expliquent pas cependant la cause du phénomène.

1.2.4. L'effet du nombre de Reynolds.

Les auteurs dans leur ensemble insistent peu sur l'effet du nombre de Reynolds sur le comportement du sillage en interaction forte. Certain d'entre eux ont rapporté sur le graphique ci-dessous (Figure 1.16) les résultats d'expériences passées sans noter le régime de Reynolds qui s'étend pourtant du régime pseudo-périodique (Williamson: $Re=55$) au haut régime sous-critique (Spivack: $Re=93000$). Leur objectif était alors de montrer que le paramètre primordial dans l'analyse phénoménologique du double sillage était la distance inter-tubes, et qu'on retrouvait globalement dans l'écoulement les mêmes fréquences caractéristiques indépendamment du nombre de Reynolds. Nous nous efforçons ici, de préciser le cadre de chacune de ces expériences afin de faire ressortir les points communs et les différences quand il y en a.

Williamson est le seul à avoir étudié les régimes de bas Reynolds ce qui lui a permis en outre de réaliser des visualisations relativement claires (basses vitesses et phénomènes peu turbulents) du sillage à $Re=55$, $Re=100$ et $Re=200$ pour des écartements de $g^*=0.7$, $g^*=0.85$ et $g^*=1.0$. A très bas Reynolds, il note que la déflexion du jet est stable. A $Re=200$ et pour différents écartements entre tubes il suppose trois modes harmoniques de lâcher de tourbillons. Le mode de plus basse fréquence correspond au mode fondamental S_f rémanent en sillage lointain. Les deux autres modes sont des multiples du mode fondamental ($2S_f$ et $3S_f$). Par appariements ($2S_f \rightarrow S_f$) ou triplements ($3S_f \rightarrow S_f$), ces structures de proche sillage mènent aux structures fondamentales du sillage plus lointain. Williamson les relie aux fréquences mesurées par les autres expérimentateurs à des nombres de Reynolds plus élevés (Figure 1.16).

Ishigai et al (1972) ont effectué mesures et visualisations en début de régime sous critique, pour des Reynolds compris entre $Re=3600$ et $Re=4000$. A ce régime, ils considèrent que le jet se défléchit de part et d'autre de l'axe central à des intervalles de temps complètement aléatoires. De plus ils ne retrouvent plus que deux fréquences caractéristiques de chacune des zones de sillage, soit aux alentours de $St=0.3$ dans le sillage fin (du côté où le jet est dévié) et $St=0.1$ dans le sillage épais.

A un régime plus élevé (aux alentours de $Re=10000$), Ohya et al (1989) visualisent la déflexion du jet formé entre les deux tubes et la formation de deux sillages asymétriques. Ishigai (1972) et Ohya notent eux aussi un comportement général instable du jet pour les écartements pour lesquels il est défléchi: "le jet formé entre les tubes est instable et change de côté de déflexion à des intervalles de temps irréguliers". Ohya avance l'hypothèse d'une forte dépendance entre le degré de stabilité de l'écoulement défléchi et celui de la couche cisailée décollée se développant en aval du point de décollement de la couche limite interne du tube opposé au jet. Il insiste également sur la déstabilisation de la couche cisailée par les effets 3D (d'autant plus importants que les effets de bord se font sentir, en particulier avec de faibles rapports d'aspect des tubes), mais ne relie pas cette sensibilité de la couche cisailée au régime de Reynolds étudié. Au contraire il aurait plutôt tendance à considérer que les effets visqueux n'influencent pas particulièrement les phénomènes d'interaction entre les structures tourbillonnaires développées par rapport à l'impact de la géométrie des obstacles et de leur position relative.

Kiya et al (1980), Bearman et al (1973), Kamemoto (1976) et Spivack (cité par Bearman et al: 1973) situent leur expérience en fin de régime sous critique lorsque la zone de formation en aval d'un tube est sensée avoir disparu. Ils traitent respectivement les cas $Re=15800$, $Re=25000$, $Re=30000$ et $15000 < Re < 93000$. Tous ont observé une déflexion aléatoire du jet formé entre les deux tubes et mesuré des fréquences différentes dans chacune des zones ainsi définies. Bearman (1973) note que pour différents espacements entre tubes il obtient des comportements de stabilité du jet plus ou moins marqués allant du bistable occasionnel à l'oscillation continue. Kiya, Kamemoto et Spivack insistent eux sur la disparition de la plus haute fréquence pour des écartements plus faibles que $g^*=0.4$, les deux tubes se comportant comme un obstacle unique de dimension le double du diamètre d'un tube. Kamemoto note également qu'il retrouve à ce régime le même comportement en fréquence qu'à $Re=662$.

Seuls Spivack et Bearman et al ont mesuré des fréquences intermédiaires de l'ordre de $St=0.2$ correspondant au deuxième mode harmonique de Williamson. Ces gammes de fréquences pourraient être liées au régime de Reynolds élevé étudié. En effet, en régime de Reynolds supercritique, Okajima (cité par Ohya et al: 1989) retrouve des fréquences de $St=0.21$ et $St=0.23$ respectivement pour les cas $Re=340000$ et $Re=450000$ avec un écartement $g^*=0.7$. A ce régime, la bulle de recirculation laminaire qui se formait de part et d'autre du tube pour le cas d'un cylindre seul n'apparaît que sur une des faces intérieures des tubes dans le cas de l'interaction forte. Cette asymétrie liée à la formation d'une seule bulle de recirculation entraîne évidemment la déflexion du jet du côté où il n'y a pas de bulle. Au delà du régime critique le comportement de l'écoulement est donc bien différent de celui propre au régime sous critique.

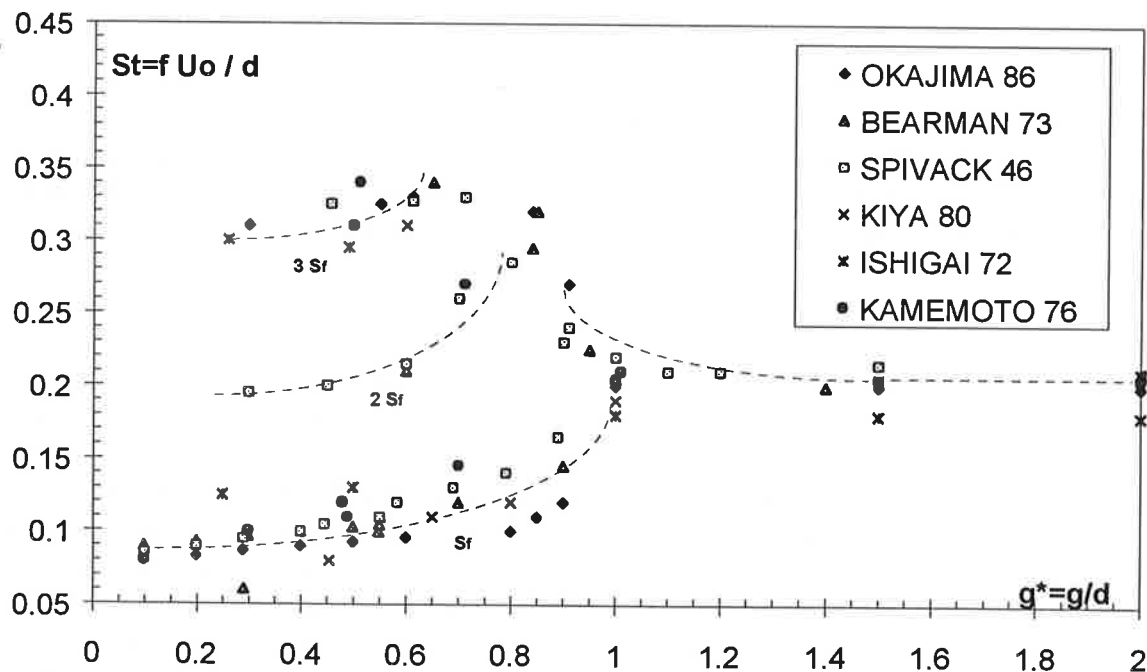


Figure 1.16: Compilation des mesures de fréquences caractéristiques dans le sillage des 2 tubes pour des nombres de Reynolds $660 < Re < 93000$

1.3. Le faisceau de tubes en quinconce.

La compréhension de l'écoulement au sein d'un faisceau de tubes devient un exercice beaucoup plus difficile que la description des cas plus fondamentaux de sillage présentés ci-dessus. Plusieurs raisons font que peu d'études poussées ont cherché à cerner les phénomènes propres à cette configuration géométrique. D'abord la géométrie de l'écoulement est lourde du fait de la présence de plusieurs rangées de plusieurs tubes. L'accès à la visualisation et à la mesure de vitesse que ce soit par anémométrie fil chaud ou anémométrie laser en est rendu difficile. Cet encombrement spatial limite également l'approche numérique du fait du maillage des obstacles qui augmente inutilement le nombre d'inconnues du problème et nécessite des conditions aux limites (traitement des couches limites en parois des tubes) souvent mal maîtrisées. De plus, on s'est souvent contenté de déterminer des corrélations globales de caractéristiques moyennes de la configuration comme la perte de charge et les transferts de chaleur entre l'entrée et la sortie (Zukauskas: 1987). Peu d'études ont cherché à accéder plus finement à la physique des phénomènes même dans la zone aval plus accessible à l'instrumentation. Il semble pourtant intéressant autant qu'instructif de chercher à resituer le comportement de l'écoulement au sein et en aval d'un faisceau de tubes par rapport à celui présenté plus haut du contournement d'obstacles et de l'interaction entre sillages. S'il est clair que la géométrie du faisceau de tubes ajoute des contraintes par rapport au sillage se développant librement en aval d'un obstacle, il est intéressant de comprendre comment, quand et où ce comportement est modifié.

Il existe deux familles de faisceaux de tubes: les faisceaux de tubes en ligne et les faisceaux de tubes en quinconce. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux seconds car ils présentent à priori des propriétés de mélange plus importantes: l'obstruction complète du domaine fluide est assurée d'une rangée à l'autre.

1.3.1. Les géométries étudiées.

Les caractéristiques géométriques du faisceau en quinconce sont définies par un pas transverse $\sigma_y = p_y/d$ et un pas longitudinal $\sigma_x = p_x/d$ adimensionnés par le diamètre du tube. Selon les valeurs de chacun d'eux, les propriétés de blocage du faisceau seront plus ou moins importantes. On définira d'ailleurs la vitesse inter-tubes (vitesse débitante au sein du faisceau) de façon différente. Deux types de faisceaux de tubes en quinconce ont été principalement étudiés: les faisceaux à pas carrés et ceux à pas triangulaire, les premiers ayant des propriétés de blocage de l'écoulement plus importantes que les seconds, à même pas transverse.

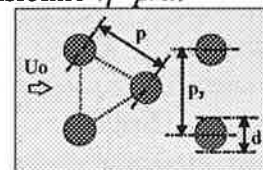
La vitesse inter-tubes W_o est construite à partir de propriétés de conservation du débit à la traversée du faisceau. On écrit le bilan de quantité de mouvement entre la partie amont de l'écoulement de vitesse débitante U_o et la section la plus petite du faisceau. Selon la géométrie de la configuration, la plus petite section est soit la distance inter-tubes transverse ($\sigma_y - 1$) soit la distance inter-tubes quinconcée $2(\eta - 1)$, η étant le pas quinconcé adimensionné $\eta = p/d$.

→ $2(\eta - 1) > (\sigma_y - 1)$: $W_o = (\sigma_y / (\sigma_y - 1)) U_o$

C'est le cas rencontré en configuration triangulaire puisqu'on a alors $\eta = \sigma_y$.

**Configuration
Triangulaire**

$$p_x = p_y$$



→ $2(\eta - 1) < (\sigma_y - 1)$: $W_o = (\sigma_y / 2(\eta - 1)) U_o$

C'est le cas rencontré en configuration carrée lorsque $\sigma_y < 1/(\sqrt{2} - 1) \approx 2.414$, c'est à dire pour les cas traités par Simonin et al (1986 et 1988) et Meyer (1994), qui sont des cas à fort blocage longitudinal.

**Configuration
Carrée**

$$2p_x = p_y$$

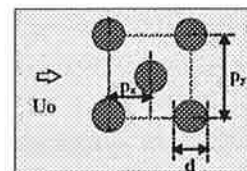


Figure 1.17: configurations remarquables pour un faisceau de tubes en quinconce.

Le tableau ci-dessous récapitule les caractéristiques géométriques et hydrauliques des expériences les plus intéressantes réalisées sur un faisceau de tubes en quinconce. Le nombre minimum de rangées de tubes pour atteindre un état quasiment développé de l'écoulement autant du point de vue de l'écoulement moyen que des caractéristiques turbulentes est de l'ordre de $n_x=3$ à 5 rangées. La dernière rangée perturbe la sortie de l'écoulement du faisceau. Le nombre minimum de tubes par rangée est de l'ordre de $n_y=5$ ce qui limite l'intérêt de l'expérience de Meyer (1994) pour laquelle les effets de bord ne doivent pas être négligeables dès qu'on a traversé deux ou trois rangées de tubes. Enfin un rapport d'aspect des tubes de l'ordre de $h/d=6$ a souvent été considéré comme suffisant pour s'abstraire des effets $3D$. Les configurations d'écartements entre tubes étudiées correspondent aux cas d'interaction forte présentés au paragraphe précédent. En effet la distance transverse entre tube varie entre $0.375d$ et $1.07d$. Les régimes de Reynolds concernés basés sur l'écoulement amont varient de $Re=5000$ à $Re=50000$ soit en plein régime sous critique. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse inter-tubes varie lui de $Re=14000$ à $Re=91000$ ce qui approche le haut régime sous critique.

Référence Bibliographique	Configuration Géométrique	Fluide	σ_y	n_x	n_y	h/d	U_0 (m/s)	amont $U_0 d / \nu$	faisceau $W_0 d / \nu$
Simonin 88	Carré	eau	2.07	7	11	4.6	1.07	20000	44000
Meyer 94	Carré	air	2.07	8	3	6.66	6.	19300	40000
Meyer 94	quasi Triangulaire	air	2	6	3	6.66	5.-15.	17000-45500	34000-91000
		eau	2	9	3	6.	1.34	15000	30000
Halim 86	Triangulaire	air	1.57	5	9	6.35	10.	26200	72000
Kelemenis 93	Triangulaire	air	1.596	>7	9	6.35	5.8-9.8	14600-24600	39000-66000
McGrath 91	Triangulaire	air	1.575	5	5	9.15	2.11	6600	18000
notre étude	Triangulaire	eau	1.583	15	9	10.	0.3-0.64	5100-14400	14000-39500
Zdravkovich 87	Triangulaire	air	1.375	6	9	11.8	18.8	30000	110000

1.3.2. Les mesures effectuées.

La plupart des études citées ci-dessus ont cherché à déterminer quantitativement le comportement de l'écoulement au sein du faisceau de tubes par anémométrie laser Doppler. L'utilisation de deux sources laser a permis d'accéder aux vitesses moyennes axiale $\langle U \rangle$ et transverse $\langle V \rangle$ et aux moments des vitesses du deuxième ordre $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$ et $\langle u'v' \rangle$.

L'encombrement du domaine de mesure par la présence des tubes tend à restreindre la zone étudiée à quelques profils transverses entre deux rangées seulement. Pour le cas le plus serré, Mc Grath (1991) a été amené à introduire le faisceau laser à l'intérieur d'un tube afin d'accéder radialement au champ de vitesse à partir de la paroi des tubes (rangs 1, 3 et 5). Ses mesures sont complémentaires (quoique les nombres de Reynolds imposés soient différents) de celles de Kelemenis (1993) qui concernent la zone inter-tubes loin des couches limites développées en parois (rangs 5 et 6). Meyer (1994) complète ces études de la zone développée de l'écoulement au sein d'un faisceau de tubes en quinconce par des visualisations des zones de recirculation en aval des tubes des rangées 7 et 8.

Trois études seulement s'intéressent précisément à l'évolution de l'écoulement au sein du faisceau depuis la première rangée de tubes jusqu'à la sortie. Simonin et al (1986 et 1988) et Halim et al (1986) effectuent différentes coupes transverses de profils de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse pour deux types de configurations de faisceau de blocage différent. En effet, l'expérience de Simonin et al est à plus faible blocage transverse ($g^*=1.07$) et plus fort confinement longitudinal (configuration carrée) comparée à celle de Halim et al ($g^*=0.57$ en configuration triangulaire). Zdravkovich et al (1979 et 1982) s'intéressent également au comportement du fluide tout au long de la traversée du faisceau. Le cas qu'ils ont étudié est

beaucoup plus compact que ceux-ci ($g^*=0.375$), ce qui les a amené à choisir un autre moyen d'investigation. Ainsi, ils ont déterminé la distribution de la pression moyenne et de la fluctuation de pression autour des tubes de chaque rangée du faisceau.

1.3.3. Bilan.

Trois zones d'écoulement sont répertoriées: la zone d'entrée (3 à 5 rangées de tubes), la zone d'écoulement établi, et la zone de sortie (1 à 2 rangées de tubes).

Les auteurs considèrent en général le comportement de l'écoulement au niveau de la première rangée de tubes proche de celui autour d'un cylindre seul en situation de fort blocage latéral, le sillage aval étant limité à une portion de la zone définie par la rangée suivante. McGrath (1991) note que le point de décollement de la couche limite aux alentours de $\theta=90^\circ$ est plus tardif que sans confinement. C'est la seule zone où il est possible de rencontrer, pour certaines géométries de faisceau, des phénomènes de lâcher de tourbillons d'après Meyer (1994) et McGrath (1991), ce dernier mesurant un nombre de Strouhal basé sur la vitesse inter-tubes de l'ordre de $St=0.53$. Cette zone cisailée semble correspondre à la couche cisailée libre qui apparaît en aval d'un seul cylindre pour le bas régime sous critique ($2000 < Re < 16000$) et se déstabilise en structures tourbillonnaires secondaires de fréquence plus élevée que celle des structures primaires de l'allée de Bénard-Karman. Cette zone caractérise le lieu de transition à la turbulence de l'écoulement au sein du faisceau.

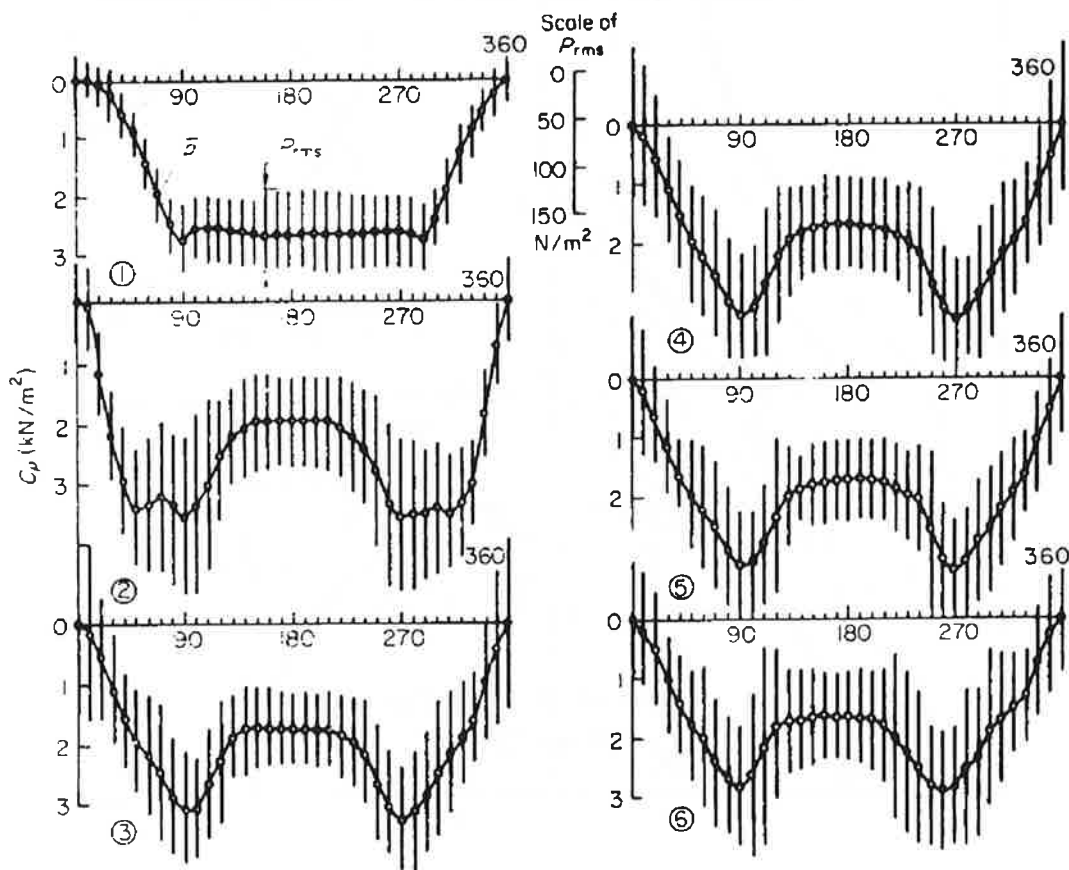


Figure 1.18: Distribution du coefficient de pression et de la fluctuation de pression autour des tubes en chaque rangée du faisceau d'après Zdravkovich et al (1979 et 1982).

Halim et al (1986) notent que les fluctuations de vitesse atteignent un maximum au niveau de la deuxième rangée. Par la suite l'écoulement tend vers un taux de turbulence plus faible de l'ordre de 20% en 3 à 5 rangées. Zdravkovich et al (1979 et 1982) rencontrent le même type de comportement de l'écoulement à travers la distribution de pression autour des tubes des trois premières rangées (figure 1.18). La distribution de pression de la première rangée est forcée par la présence des tubes de la seconde rangée qui canalisent l'écoulement. La distribution de pression de la deuxième rangée est influencée par une accélération supplémentaire de l'écoulement entre la zone de sillage de la première rangée de tubes et les tubes de la rangée suivante. Le sillage formé en aval de la deuxième rangée de tubes est alors plus fin et influence donc différemment la distribution de pression de la troisième rangée de tubes.

La zone centrale du faisceau est caractérisée par l'établissement des profils de vitesse moyenne et fluctuations de vitesse, de pression moyenne et fluctuation de pression qui ne varient plus d'une rangée à l'autre. La plupart des auteurs considèrent que cet état établi est atteint aux alentours de la cinquième rangée. Halim et al (1986) et McGrath (1991) prétendent obtenir l'établissement de leur écoulement à partir de la troisième rangée de leur faisceau qui n'en compte que 5. Il semble que leur expérience ne contienne pas suffisamment de rangées de tubes pour que la sortie du faisceau n'interagisse pas avec la partie de l'écoulement en cours d'établissement.

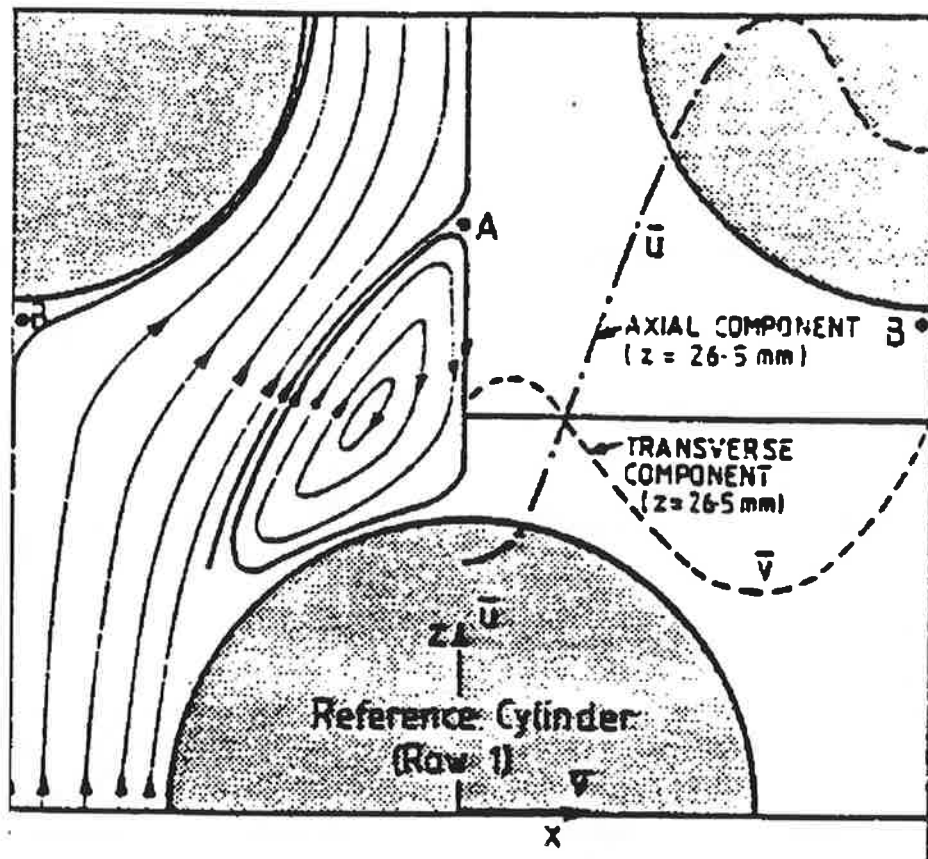


Figure 1.19: Description de la zone de recirculation en aval de tubes au sein du faisceau d'après Halim et al (1986).

Dans la configuration la moins fermée qu'il a étudié, Meyer (1994) note la formation d'une zone de recirculation de la dimension d'un diamètre de tube dans la zone établie. De plus des visualisations lui permettent d'estimer l'angle de décollement de la couche limite des tubes aux alentours de $\theta=120^\circ$ alors que pour une configuration plus fermée McGrath (1991) considère que le décollement de la couche limite a lieu aux alentours de $\theta=100^\circ$. Pour la même géométrie, Halim et al (1986) considèrent que la zone de recirculation ne dépasse pas un demi diamètre de tube ce qui confirme l'effet de blocage important d'un tube sur le sillage de la rangée précédente (figure 1.19). Zdravkovich et al (1979 et 1982) notent pour leur configuration un décollement de la couche limite aux alentours de $\theta=120^\circ$ à $\theta=130^\circ$ ce qui confirme l'influence de la position de la rangée suivante sur l'angle de décollement. Halim et al (1986) et Simonin et al (1986 et 1988) notent, le long de l'axe d'un tube, une forte inhomogénéité de l'écoulement qui, après accélération entre deux tubes, forme un jet impactant la paroi du tube de la rangée suivante.

En sortie du faisceau, l'écoulement n'est modifié qu'à partir de la dernière rangée, autant au niveau du champ de vitesse que de la distribution de pression autour des tubes. La dissymétrie des sillages formés en aval de deux tubes en parallèle n'apparaît pas à la sortie du faisceau pour les cas de forte interaction d'après McGrath (1991). Il faut peut être prendre en compte dans cette comparaison l'effet du fort taux de turbulence de l'écoulement amont et de l'interaction entre tous les tubes de la dernière rangée. Bien que le décollement ait lieu aux alentours de $\theta=90^\circ$ comme en entrée, l'absence de blocage aval rend le sillage moins épais qu'au niveau de la première rangée.

Enfin, il est à noter que la plupart des auteurs ont obtenu des dissymétries plus ou moins marquées dans les profils mesurés qu'ils expliquent par des imperfections géométriques des tubes et du faisceau de tubes. Cela met en relief la sensibilité importante de ce type d'étude aux conditions d'entrée (qualité de l'écoulement moyen et faiblesse du taux de turbulence amont) et aux caractéristiques géométriques des obstacles (précision de l'usinage des tubes et de leur positionnement dans la section d'essais).

1.4. Objet de l'étude.

L'étude s'inscrit dans le contexte des écoulements cisailés décollés. Si beaucoup d'auteurs se sont intéressés au cas le plus simple et le plus fondamental du sillage en aval d'un seul cylindre, l'effet de l'interaction de plusieurs sillages entre eux et sur d'autres obstacles est un problème encore loin d'être élucidé. Afin de mieux appréhender ce type de configuration complexe, nous nous intéressons au comportement de l'écoulement en aval de deux cylindres proches en parallèle, puis au sein d'un faisceau de tubes en quinconce de même écartement. Nous nous efforçons de quantifier l'effet de l'interaction d'une part sur l'obstacle à travers le champ de pression autour des cylindres, d'autre part sur l'écoulement en proche sillage à travers le champ de vitesse en aval de la zone décollée de la couche limite formée en paroi des cylindres.

■ moyens mis en oeuvre:

→ Du point de vue expérimental, nous avons cherché à accéder à la distribution angulaire de la pression moyenne $\langle P \rangle$ à la paroi des tubes, aux profils transverses et à l'évolution axiale de la vitesse instantanée $U(t)$ dans le sillage.

→ Du point de vue numérique, nous avons cherché, dans un premier temps à retrouver la phénoménologie 2D de l'écoulement (visualisations tirées de Simulations Numériques Directes 2D) et dans un deuxième temps à compléter l'étude expérimentale en accédant aux caractéristiques temporelles difficiles à mesurer (pression $P(t)$ en paroi, vorticités $\omega_i(t)$ dans le sillage).

■ contraintes à prendre en compte afin d'être en mesure de comparer les résultats des deux expériences physique et numérique:

→ Maîtriser les conditions d'entrée instantanées: pour cela nous avons choisi d'appliquer en entrée de la section d'essais un profil de vitesse uniforme de faible taux de turbulence. Du point de vue expérimental ces conditions de fonctionnement ont été obtenues par la mise en place d'un convergent et de plusieurs grilles en amont de la veine d'essais. Du point de vue numérique ce sont les conditions réalistes les plus faciles à simuler. Enfin les perturbations apportées à l'écoulement par ce type de conditions limites sont si faibles qu'elles n'influencent quasiment pas sur le déclenchement de la transition à la turbulence.

→ Maîtriser les conditions aux limites latérales de la section d'essais: pour cela nous avons cherché à être le plus indépendant possible des effets de bord en intégrant dans la veine d'essais des tubes de rapport d'aspect suffisamment grand et de facteur de blocage suffisamment faible (peu de confinement). Du point de vue numérique cela permet de réduire le domaine de simulation et de s'affranchir des conditions aux limites de paroi difficiles à bien simuler sans y mettre les moyens.

→ Assurer la qualité des mesures: du point de vue expérimental, les propriétés de non intrusion de l'anémométrie laser Doppler font de cet outil le meilleur candidat pour la mesure de vitesse, en particulier dans les zones de proche sillage où le développement des instabilités menant à la formation du sillage est très sensible aux perturbations liées à l'écoulement autant qu'à des défauts géométriques de l'obstacle. Du point de vue numérique le choix d'effectuer une simulation 2D, tout en maillant finement les zones de naissance des instabilités nous a paru être une condition nécessaire pour capturer à moindre coût les phénomènes 2D propres à la formation du proche sillage et qui constituent l'essentiel de la physique de l'écoulement. Cependant, l'obtention de meilleurs résultats autant du point de vue qualitatif que quantitatif reste conditionnée par la prise en compte des structures 3D accessibles avec un modèle de Simulation des Grandes Echelles de la turbulence. Cette technique semble être une ouverture intéressante pour l'étude présente.

the 1990s, the number of people in the world who are undernourished has increased from 600 million to 800 million (FAO 1996).

There is a growing awareness of the need to improve the nutritional status of the world's population. The United Nations World Food Programme (WFP) has been instrumental in this regard, and has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996). The WFP has been successful in increasing the number of people who are adequately nourished from 1.1 billion in 1990 to 1.5 billion in 1995 (WFP 1996).

2. Traitement des données: turbulence et statistiques.

2.1. Hypothèses fondamentales.

Les propriétés d'imprédictibilité et de non linéarité des phénomènes mis en jeux au sein des écoulements turbulents rendent ceux-ci difficiles à appréhender sans utiliser l'outil statistique. L'application de certaines moyennes statistiques nécessite des hypothèses fondamentales qu'on présente ici.

2.1.1. La décomposition de Reynolds.

On décompose toute grandeur en une partie moyenne (au sens statistique) et une partie fluctuante (caractéristique de la turbulence):

$$A(\vec{x}, t) = \overline{A}(\vec{x}, t) + a'(\vec{x}, t)$$

$$\text{avec } \overline{A}(\vec{x}, t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} A P(A, \vec{x}, t) dA$$

$$\text{et } \overline{a'}(\vec{x}, t) = 0$$

2.1.2. Ergodicité du point de vue expérimental.

L'hypothèse d'ergodicité consiste à considérer identiques les moyennes d'ensemble (statistiques) et les moyennes temporelles des caractéristiques de vitesse et de pression (etc...) d'un écoulement statistiquement stationnaire.

$$\overline{A}(\vec{x}, t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} A P(A, \vec{x}, t) dA = \langle A(\vec{x}, t) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(\vec{x}, \tau) d\tau$$

Ceci est vrai si le temps d'intégration temporelle du signal est grand par rapport aux plus grandes échelles de temps de l'écoulement (à vérifier par la suite). On peut ainsi relier les résultats de mesure (temporels) aux résultats de modèles de fermeture en un point (du type des modèles k-ε) qui font intervenir des moyennes statistiques. De plus, la décomposition de Reynolds s'applique alors aux moyennes temporelles.

2.1.3. L'hypothèse de Taylor (1938).

Si on considère que la turbulence est un phénomène "figé" temporellement, on peut transformer toutes les propriétés spatiales qui y sont liées en propriétés temporelles. C'est alors la vitesse d'advection du fluide qui assure seule ce transfert spatio-temporel:

$$r_c = -\tau u_c$$

Cette hypothèse a l'immense avantage de transformer des gradients spatiaux difficiles à atteindre expérimentalement en gradients temporels aisément déduits des échantillons temporels de mesure:

$$\frac{dA(\vec{x}, t)}{dx_c} = -\frac{1}{u_c(\vec{x}, t)} \frac{dA(\vec{x}, t)}{dt}$$

où $u_c(\vec{x}, t)$ représente la vitesse d'advection locale et instantanée du fluide dans la direction x_c .

2.2. La procédure de statistique temporelle des vitesses.

2.2.1. Extraction de l'écoulement moyen.

En s'appuyant sur la décomposition de Reynolds dans le cadre de l'hypothèse d'ergodicité on peut décomposer le champ de vitesse en deux parties:

$$U_i(\bar{x}, t) = \langle U_i \rangle(\bar{x}) + u'_i(\bar{x}, t)$$

$$\text{où } \langle U_i \rangle(\bar{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U_i(\bar{x}, \tau) d\tau$$

En pratique l'intégration temporelle se fait sur un échantillon temporel T de vitesse très grand par rapport à l'échelle intégrale θ_i de l'écoulement. De plus l'échantillon de vitesse tiré des mesures laser étant discret et irrégulièrement échantillonné, on accède à la moyenne sous forme de somme de signaux de vitesse pondérés par le temps séparant deux échantillonnages du signal (correction de l'erreur de biais par pondération du signal en fonction du temps de passage entre deux échantillons):

$$\langle U_i \rangle(\bar{x}) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N U_i(\bar{x}, n) \tau_n$$

avec $T = \sum_{n=1}^N \tau_n$ la durée totale de l'échantillonnage

et τ_n la durée affectée à l'échantillon n

Une fois effectué ce premier traitement statistique, on peut alors déterminer différentes caractéristiques propres aux propriétés turbulentes de l'écoulement en appliquant au champ fluctuant $u'_i(\bar{x}, t)$ le même type de procédure de moyenne que celle décrite ci-dessus.

2.2.2. Densité de probabilité des vitesses.

La densité de probabilité $P(u'_i)$ d'un échantillon de vitesse u'_i caractérise la distribution des vitesses par rapport à leur valeur moyenne. Les écoulements homogènes ont quasiment un comportement de densité de probabilité gaussienne. Mais la plupart des écoulements turbulents cisailés s'en écartent assez. Ces distributions mettent en particulier en relief l'existence de bistables dans les écoulements de battement de jets qu'on étudiera par la suite.

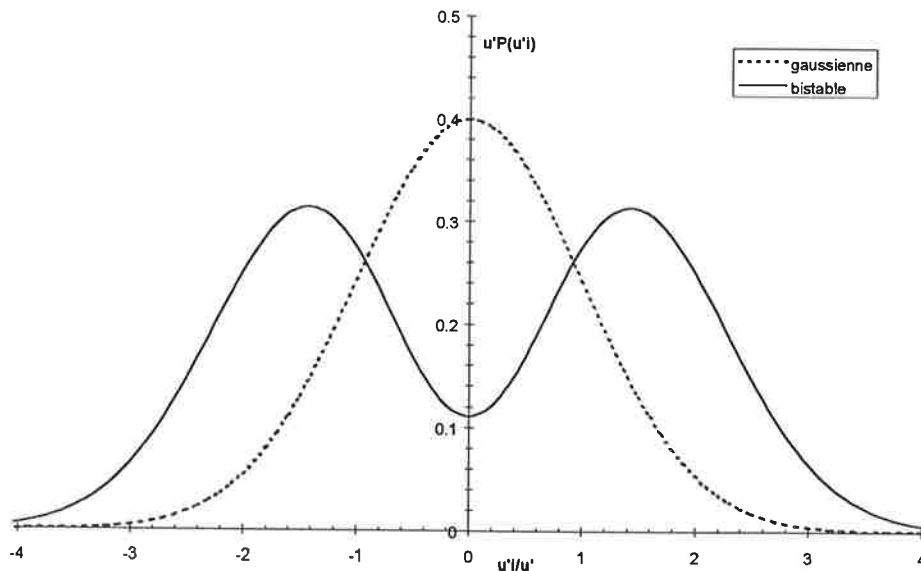


Figure 2.1: Densités de probabilité types d'un échantillon de vitesse.

2.2.3. Moments des vitesses jusqu'à l'ordre 4.

→ écart quadratique moyen (amplitude RMS)

$$u'_i(\vec{x}) = \sqrt{\langle u_i'^2 \rangle(\vec{x})}$$

$$\text{avec } \langle u_i'^2 \rangle(\vec{x}) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N u_i'^2(\vec{x}, n) \tau_n$$

→ coefficient de dissymétrie (skewness)

Ce coefficient caractérise l'écart de la densité de probabilité $P(u')$ (notée ddp) par rapport à une distribution gaussienne pour laquelle il vaut $S_i=0$. Si $S_i>0$ la ddp est décentrée vers les $u'_i>0$. Si $S_i<0$ la ddp est décentrée vers les $u'_i<0$. Dans le cas du bistable, le skewness rend compte du coté vers lequel le champ de vitesse a été le plus souvent défléchi.

$$S_i(\vec{x}) = \frac{\langle u_i'^3 \rangle(\vec{x})}{\langle u_i'^2 \rangle^{3/2}(\vec{x})}$$

$$\text{avec } \langle u_i'^3 \rangle(\vec{x}) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N u_i'^3(\vec{x}, n) \tau_n$$

→ coefficient d'aplatissement (flatness)

Ce coefficient caractérise l'écart de la ddp $P(u')$ par rapport à une distribution gaussienne pour laquelle il vaut $F_i=3$. Si $F_i>3$ la ddp est plus aplatie. Si $F_i<3$ la ddp est moins aplatie.

$$F_i(\vec{x}) = \frac{\langle u_i'^4 \rangle(\vec{x})}{\langle u_i'^2 \rangle^2(\vec{x})}$$

$$\text{avec } \langle u_i'^4 \rangle(\vec{x}) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N u_i'^4(\vec{x}, n) \tau_n$$

2.2.4. Taux de dissipation.

L'hypothèse de Taylor permet d'accéder au gradient spatial de la vitesse dans la direction d'advection de l'écoulement. En ce qui nous concerne, l'écoulement est advecté dans la direction x . Les vitesses mesurées par anémométrie laser étant elles aussi dirigées selon x on obtient:

$$\frac{du'_x(\vec{x}, t)}{dx} = - \frac{1}{U_x(\vec{x}, t)} \frac{du'_x(\vec{x}, t)}{dt} = - \frac{1}{U_x(\vec{x}, t)} \frac{u'_x(\vec{x}, t + \tau) - u'_x(\vec{x}, t)}{\tau}$$

Il est alors évident que cette formule n'est applicable que si le temps d'échantillonnage τ est négligeable vis à vis des échelles de temps caractéristiques des gradients à déterminer et qu'on caractérisera par l'échelle de Taylor (voir paragraphe suivant).

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est déterminé à partir des gradients spatiaux des composantes de la vitesse:

$$\langle \epsilon \rangle(\vec{x}) = \frac{\nu}{2} \left\langle \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle$$

Les échelles de temps et de longueur caractéristiques des phénomènes de dissipation sont assez petites pour considérer généralement qu'on traite un cas de turbulence homogène et isotrope. On ramène alors la dissipation aux seuls gradients dans la direction d'advection de l'écoulement (direction longitudinale x pour nous):

$$\langle \varepsilon \rangle(\bar{x}) = 15 \nu \left\langle \left(\frac{\partial u'_x}{\partial x} \right)^2 \right\rangle(\bar{x})$$

$$\text{avec } \left\langle \left(\frac{\partial u'_x}{\partial x} \right)^2 \right\rangle(\bar{x}) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^N \left(\frac{1}{U_x^2(\bar{x}, n)} \frac{(u'_x(\bar{x}, n+1) - u'_x(\bar{x}, n))^2}{\tau_n} \right)$$

2.2.5. Spectre de densité d'énergie des vitesses.

Le spectre d'énergie des vitesses nous permet dans un premier temps de déterminer les fréquences de lâcher de tourbillons en aval des tubes placés dans la section d'essais et leur distribution spatiale. Dans un second temps, une analyse plus fine de la distribution en fréquence du spectre d'énergie permet de caractériser le niveau de turbulence du fluide et son évolution spatiale pour différentes conditions d'écoulement.

La procédure de détermination du spectre de fluctuation de vitesse longitudinale à partir des mesures d'anémométrie laser est décomposée en plusieurs étapes:

- acquisition d'un signal de vitesse discret $U_i(\bar{x}, n)$ échantillonné aux temps τ_n variable en fonction du passage aléatoire des particules de l'écoulement dans le volume de mesure.
- détermination du signal fluctuant de vitesse discret $u'_i(\bar{x}, n)$ échantillonné aux temps τ_n comme décrit précédemment.
- rééchantillonnage du signal $u'_i(\bar{x}, n)$ en $u''_i(\bar{x}, n)$ par interpolation à la fréquence moyenne $\tau_N = T/N$ d'échantillonnage constant du signal.
- décomposition du signal en séries de 2^p échantillons (en général entre 512 et 4096) périodisées par une fenêtre triangulaire:

$$G_p(\bar{x}, n) = \left(\frac{2^{p-1} - |n - 2^{p-1}|}{2^{p-1}} \right) u''_i(\bar{x}, n) \text{ pour } n=1, 2^p$$

- application d'une procédure de transformée de Fourier rapide à chacune des séries d'échantillons afin de déterminer:

$$E(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_i'^2(\bar{x}, t) \exp(-j2\pi f t) dt$$

En fait, le signal étant discrétisé et périodisé sur 2^p échantillons, on a:

$$E(n f_o) = \frac{1}{2^p} \sum_{l=1}^{2^p} G_p(\bar{x}, n) u_i''^2(\bar{x}, n) \exp(-j2\pi l f_o n \tau_N)$$

$$\text{avec } f_o = \frac{1}{2^p \tau_N} \text{ pour } n = 1, 2^p$$

- lissage des erreurs d'interpolation par moyenne arithmétique des spectres provenant des différentes séries d'échantillons de fluctuations de vitesse.

Le spectre d'énergie obtenu s'étend sur une plage de fréquence comprise entre $\frac{1}{2^p \tau_N}$ et $\frac{1}{2 \tau_N}$

soit sur $\log(2^p) = 2$ à 3 décades, ce qui permet de bien décrire la zone de production turbulente qui est caractérisée par le pic d'énergie correspondant au lâcher spatial de tourbillons en aval d'un obstacle. On parvient également à décrire une partie importante de la zone inertielle du spectre quasiment jusqu'aux plus petites échelles dissipatives.

2.2.6. Corrélations temporelles des vitesses.

On s'intéresse à l'autocorrélation des fluctuations de vitesses afin de mieux caractériser les différentes échelles de temps de l'écoulement, en particulier l'échelle intégrale comme on le verra par la suite.

$$R_i(\bar{x}, \tau) = \frac{\langle u'_i(\bar{x}, t + \tau) u'_i(\bar{x}, t) \rangle}{\langle u_i'^2(\bar{x}, t) \rangle}$$

Le signal de vitesse étant discret et échantillonné à une fréquence variable, on est de nouveau amené à le ré-échantillonner par interpolation comme décrit précédemment à la période τ_N . On obtient alors:

$$\langle u''_i(\bar{x}, t + p\tau_N) u''_i(\bar{x}, t) \rangle = \frac{1}{N-p} \sum_{n=1}^{N-p} u''_i(\bar{x}, n+p) u''_i(\bar{x}, n)$$

2.3. Les principales échelles de la turbulence.

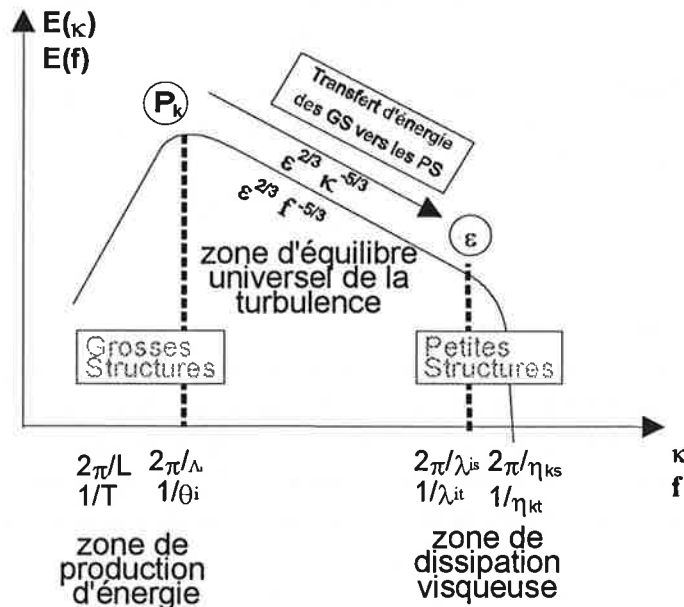


Figure 2.2: Forme type du spectre d'énergie en turbulence homogène isotrope.

On se place généralement dans le cadre d'écoulements turbulents homogènes et isotropes afin de profiter des simplifications que ce cadre apporte aux caractéristiques turbulentes. L'hypothèse de Taylor permet de déterminer les caractéristiques turbulentes spatiales de l'écoulement à partir des données expérimentales temporelles. Ainsi le spectre d'énergie type d'un écoulement en turbulence homogène isotrope peut être décrit aussi bien dans le domaine des nombres d'onde que dans celui des fréquences (figure 2.2). On cherche à accéder à des échelles de temps et d'espace caractéristiques de l'écoulement turbulent pour appréhender celui-ci. Ces échelles sont d'autant plus importantes qu'elles conditionnent la qualité de l'échantillonnage de l'acquisition des mesures. Plus l'écoulement est turbulent, plus la plage de fréquences (et de longueurs d'onde) qui le décrit est large. L'acquisition du signal doit être assez longue pour tenir compte de tous les phénomènes "basse fréquence" de l'écoulement, en particulier des échelles intégrales. La fréquence d'échantillonnage doit d'autre part être assez

petite pour intégrer les échelles énergétiques de plus haute fréquence, sans qu'il soit nécessaire d'accéder jusqu'aux plus petites échelles dissipatives.

2.3.1. L'échelle intégrale.

L'échelle intégrale temporelle est construite à partir de l'intégrale de la fonction d'autocorrélation des vitesses.

$$\theta_i(\bar{x}) = \int_0^{\infty} R_i(\bar{x}, \tau) d\tau = \frac{T}{N} \sum_{n=1}^N R_i(\bar{x}, n)$$

Sans être la plus grande échelle de l'écoulement, elle représente les grosses structures de celui-ci. Elle est un ordre de grandeur de l'échelle à partir de laquelle la corrélation entre les vitesses devient négligeable. C'est le temps minimum à prendre en compte pour intégrer les différentes statistiques sur les vitesses.

On définit de la même façon une échelle intégrale spatiale en effectuant des corrélations de vitesses en deux points. Comme pour la détermination des gradients de vitesses spatiaux, il est assez difficile d'accéder à ce genre de corrélations. C'est pourquoi on applique à nouveau l'hypothèse de Taylor qui permet ici de relier les deux échelles spatiales et temporelles:

$$\Lambda_i(\bar{x}) = \langle U_c \rangle(\bar{x}) \theta_i(\bar{x})$$

A partir de l'échelle intégrale longitudinale on construit un nombre de Reynolds turbulent local associé aux grosses structures de la turbulence en choisissant les caractéristiques turbulentes liées à la vitesse d'advection (direction longitudinale x pour nous). On a alors:

$$Re_T(\bar{x}) = \frac{u'_x(\bar{x}) \Lambda_x(\bar{x})}{\nu}$$

2.3.2. L'échelle de Taylor.

L'échelle de Taylor représente les échelles caractéristiques de l'énergie contenue dans la vortécité. En ce sens, sa détermination fait intervenir le gradient spatial des vitesses. C'est à cette échelle là que le phénomène de dissipation est le plus important. Ce n'est donc pas l'échelle la plus petite de l'écoulement. Les échelles de Taylor spatiales respectivement dans la direction d'advection (axiale) et dans la direction transverse de l'écoulement s'écrivent:

$$\lambda_{fs}(\bar{x}) = \sqrt{\frac{2 \langle u'^2 \rangle(\bar{x})}{\left\langle \left(\frac{\partial u'_x}{\partial x} \right)^2 \right\rangle(\bar{x})}} \quad \text{et} \quad \lambda_{gs}(\bar{x}) = \sqrt{\frac{2 \langle u'^2 \rangle(\bar{x})}{\left\langle \left(\frac{\partial u'_x}{\partial y} \right)^2 \right\rangle(\bar{x})}}$$

Leur détermination fait intervenir l'hypothèse de Taylor comme décrit pour le taux de dissipation.

L'échelle de Taylor temporelle longitudinale (dans la direction de convection de l'écoulement) s'écrit de façon équivalente:

$$\lambda_{ft}(\bar{x}) = \sqrt{\frac{2 \langle u'^2 \rangle(\bar{x})}{\left\langle \left(\frac{\partial u'_x}{\partial t} \right)^2 \right\rangle(\bar{x})}}$$

C'est à elle qu'on accède le plus facilement expérimentalement.

Par la suite, on notera méthode "STAT" cette méthode quasi directe de détermination de l'échelle de Taylor. Cette méthode, qui consiste à effectuer un traitement statistique à partir du signal instantané, nécessite que le signal soit suffisamment échantillonné en hautes fréquences pour contenir les informations directes concernant ces petites échelles énergétiques à décrire.

En turbulence homogène isotrope on montre qu'un facteur $\sqrt{2}$ sépare les échelles de Taylor axiale λ_{fs} (λ_x dans notre cas) et transverse λ_{gs} (λ_y dans notre cas):

$$\lambda_{fs} = \sqrt{2} \lambda_{gs}$$

On définit un nombre de Reynolds Re_λ caractéristique de la turbulence à petite échelle dans l'écoulement étudié:

$$Re_\lambda = \frac{u'_x(\bar{x}) \lambda_{gs}(\bar{x})}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u'_x(\bar{x}) \lambda_{fs}(\bar{x})}{\nu}$$

2.3.3. Equilibre universel de la turbulence.

En se plaçant dans le cadre d'un écoulement turbulent développé à l'équilibre, on peut considérer qu'un transfert constant d'énergie s'est établi entre grandes et petites échelles. Les premières produisent l'énergie que dissipent les secondes. Le temps caractéristique de transfert d'énergie est de l'ordre du cycle de retournement des tourbillons dont la dimension est l'échelle intégrale:

$$T_R = \frac{\Lambda_x(\bar{x})}{u'_x(\bar{x})}$$

Le temps caractéristique de la dissipation est le temps qu'il faut pour dissiper l'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur:

$$\tau_d = \frac{(u'_x(\bar{x}))^2}{\langle \epsilon \rangle(\bar{x})}$$

On parle de comportement de "cascade d'énergie" des grandes vers les petites échelles. C'est le premier principe de la turbulence qui s'énonce en terme d'égalité des temps caractéristiques de ces deux phénomènes. Ceux-ci doivent être couplés (au déphasage près des événements) afin qu'il n'y ait pas d'accumulation d'énergie au niveau des petites structures. On obtient ainsi:

$$\langle \epsilon \rangle(\bar{x}) = A \frac{(u'_x(\bar{x}))^3}{\Lambda_x(\bar{x})} = 30 \nu \frac{(u'_x(\bar{x}))^2}{(\lambda_{fs}(\bar{x}))^2} = 15 \nu \frac{(u'_x(\bar{x}))^2}{(\lambda_{gs}(\bar{x}))^2}, \text{ avec } A \text{ de l'ordre de } A=1.$$

Cette relation permet de relier le rapport des échelles caractéristiques de la turbulence à Re_λ :

$$\frac{\Lambda_x(\bar{x})}{\lambda_{gs}(\bar{x})} = \frac{A}{15} Re_\lambda$$

que l'on peut également écrire sous la forme:

$$Re_\lambda^2 = \frac{15}{A} Re_\tau$$

Plus Re_λ sera grand, plus les échelles Λ et λ_{gs} seront éloignées l'une de l'autre, et donc plus grande sera la zone inertielle du spectre que l'on considère régie par le seul principe de transfert d'énergie de la zone de production vers la zone de dissipation. A Re_λ infini on retrouve la configuration du fluide parfait (viscosité nulle) pour lequel la zone inertielle s'étend à l'infini. C'est d'ailleurs une des hypothèses simplificatrices effectuées lorsqu'on élabore des modèles de viscosité turbulente à partir de l'hypothèse de Kolmogorov de spectre à l'équilibre.

Par la suite, on notera méthode "COR" cette méthode indirecte de détermination de l'échelle de Taylor à partir de l'échelle intégrale de l'écoulement. Cette méthode indirecte, qui consiste à déterminer les échelles caractéristiques des petites structures de la turbulence par corrélation à partir des échelles énergétiques de l'écoulement, ne nécessite pas un échantillonnage du signal instantané à aussi haute fréquence que la méthode "STAT". Il est simplement nécessaire de bien capter les phénomènes à grande échelle qui sont de relativement basse fréquence.

L'inconvénient de cette méthode est lié à l'hypothèse supplémentaire d'équilibre des transferts énergétiques qui oblige à vérifier que l'écoulement étudié est effectivement en phase d'équilibre de la turbulence à petite échelle.

2.3.4. L'échelle de Kolmogorov.

On définit l'échelle de Kolmogorov comme la plus petite structure de l'écoulement non dissipée par la viscosité du fluide. Pour un fluide parfait le spectre d'énergie ne serait pas tronqué au niveau de ces échelles. Il n'y aurait pas de phénomène de dissipation, et la zone inertielle s'étendrait à l'infini comme on l'a décrit précédemment. Ces structures peuvent donc être considérées comme les plus petites structures de l'écoulement porteuses d'énergie. C'est à leur niveau que toute l'énergie rémanente est dissipée en chaleur: leur inertie est complètement amortie par la viscosité. C'est l'équilibre de ces deux mécanismes d'inertie et de viscosité qui définit cette échelle dite de Kolmogorov η_k . En y associant une vitesse caractéristique v_k on peut construire un nombre de Reynolds caractéristique du rapport entre forces d'inertie et forces de viscosité de l'ordre de l'unité:

$$Re_k = \frac{\rho v_k \eta_k}{\mu} = \frac{v_k \eta_k}{\nu} \propto 1$$

Si Re_k était plus grand que l'unité, il existerait des structures plus petites que η_k porteuses d'énergie (l'énergie non dissipée par ν).

En considérant l'échelle de Kolmogorov caractérisée par les seuls phénomènes de dissipation ramenés aux paramètres ε et ν , on obtient par analyse dimensionnelle:

$$\eta_k = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}}$$

d'où

$$v_k = \varepsilon^{1/4} \nu^{1/4}$$

On a montré par ailleurs que:

$$\langle \varepsilon \rangle(\bar{x}) = 15 \nu \frac{(u'_x(\bar{x}))^2}{(\lambda_{gs}(\bar{x}))^2}$$

On peut donc relier échelle de Taylor et échelle de Kolmogorov:

$$\frac{\lambda_{gs}(\bar{x})}{\eta_k(\bar{x})} = \sqrt[4]{15} (Re_\lambda)^{1/2} \quad \text{et} \quad \frac{\lambda_{fs}(\bar{x})}{\eta_k(\bar{x})} = \sqrt[4]{60} (Re_\lambda)^{1/2}$$

Cette expression met en relief le fait que les phénomènes dissipatifs ne sont pas localisés au niveau d'une seule échelle de longueur. Ils s'étendent sur une plage de fréquence allant de l'échelle de Taylor à l'échelle de Kolmogorov, plage qui croît avec le nombre de Reynolds.

the 1990s, the number of people in the world who are undernourished has increased from 600 million to 800 million (FAO 1996).

There are a number of reasons why the world's population is becoming more undernourished. The most important is the rapid increase in the world's population. The world population is now over 6 billion and is projected to reach 9 billion by the year 2050 (UNEP 1992).

Another reason is the increasing demand for food. As the world's population increases, the demand for food increases. This is because more people need to be fed.

A third reason is the increasing demand for meat. As the world's population increases, the demand for meat increases. This is because more people want to eat meat.

A fourth reason is the increasing demand for fish. As the world's population increases, the demand for fish increases. This is because more people want to eat fish.

A fifth reason is the increasing demand for dairy products. As the world's population increases, the demand for dairy products increases. This is because more people want to eat dairy products.

A sixth reason is the increasing demand for grains. As the world's population increases, the demand for grains increases. This is because more people want to eat grains.

A seventh reason is the increasing demand for fruits and vegetables. As the world's population increases, the demand for fruits and vegetables increases. This is because more people want to eat fruits and vegetables.

An eighth reason is the increasing demand for processed foods. As the world's population increases, the demand for processed foods increases. This is because more people want to eat processed foods.

A ninth reason is the increasing demand for fast food. As the world's population increases, the demand for fast food increases. This is because more people want to eat fast food.

A tenth reason is the increasing demand for alcohol. As the world's population increases, the demand for alcohol increases. This is because more people want to drink alcohol.

An eleventh reason is the increasing demand for tobacco. As the world's population increases, the demand for tobacco increases. This is because more people want to smoke tobacco.

A twelfth reason is the increasing demand for drugs. As the world's population increases, the demand for drugs increases. This is because more people want to use drugs.

A thirteenth reason is the increasing demand for pornography. As the world's population increases, the demand for pornography increases. This is because more people want to see pornography.

A fourteenth reason is the increasing demand for gambling. As the world's population increases, the demand for gambling increases. This is because more people want to gamble.

A fifteenth reason is the increasing demand for prostitution. As the world's population increases, the demand for prostitution increases. This is because more people want to have sex with prostitutes.

3. Installation expérimentale et métrologie mise en œuvre.

3.1. Description de la boucle: conditions de fonctionnement.

Nous avons mis en place une boucle hydraulique représentée figure 3.1.

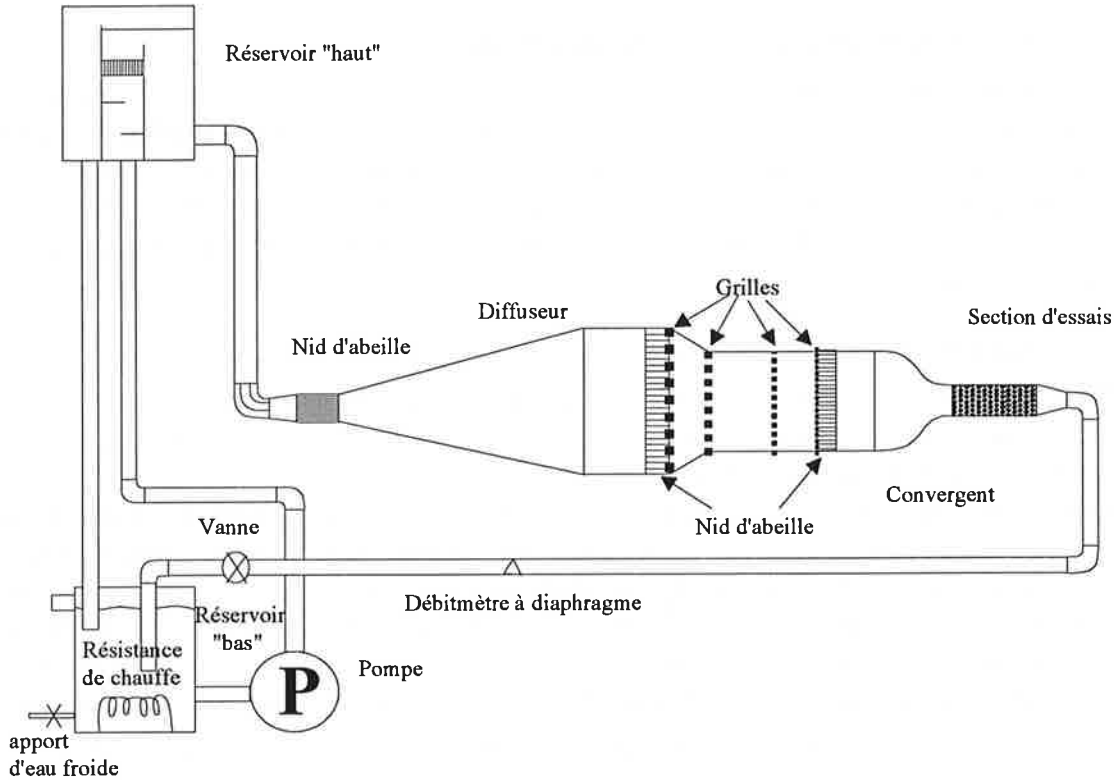


Figure 3.1: Schéma de la boucle hydraulique.

Les différents organes qui composent le circuit hydraulique sont les suivants:

- ➔ Deux réservoirs "bas" et "haut" assurent, par un système de déverse, un débit de fonctionnement constant (perte de charge constante): $7 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} < Q < 50 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.
- ➔ Une pompe hydraulique alimente le réservoir "haut" en puisant dans le réservoir "bas": $Q_{\max} = 60 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$; $\omega = 1450 \text{ tr mn}^{-1}$ ($f \propto 24 \text{ Hz}$).
- ➔ Un diffuseur ralentit l'écoulement amont généré par 6m de hauteur d'eau.
- ➔ Une zone de tranquillisation de l'écoulement de 3m de long contient une série de nids d'abeille et de grilles visant à homogénéiser l'écoulement et réduire le taux de turbulence.
- ➔ Un convergent de rapport d'aspect $A_0/A_1 = 10$ accélère à nouveau l'écoulement et génère en entrée de la section d'essais un profil de vitesse plat très faiblement turbulent.
- ➔ La section d'essais a été conçue pour contenir un nombre variable de tubes (de 0 à 128). Cela permet d'une part d'étudier différentes configurations d'écoulement: écoulement de canal, écoulement en aval de deux cylindres en interaction, écoulement au sein d'un faisceau de tubes en quinconce. D'autre part, dans le cas du faisceau de tubes, cela donne la possibilité de déplacer les tubes instrumentés en capteur de pression d'une position à une autre.
- ➔ Le retour vers le réservoir "bas" se fait via un canal circulaire de section constante et de 7m de long dans lequel a été implanté un débitmètre qui donne accès à la vitesse débitante au niveau de la section d'essais.

→ le système a été asservi en température par un apport d'eau froide au circuit et une résistance de chauffe. Ce système permet de compenser la chaleur apportée à l'écoulement par la pompe et surtout de modifier et de contrôler la viscosité moléculaire du fluide via sa température: un gain d'un facteur deux a pu être ainsi atteint sur les nombres de Reynolds étudiés sans avoir à modifier le débit.

Gamme de fonctionnement: $15^{\circ}\text{C} < T < 60^{\circ}\text{C}$ soit $5.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1} < \nu < 11.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

3.2. Conditionnement amont de l'écoulement.

Les différentes caractéristiques géométriques de ce circuit hydraulique ont été choisies puis optimisées afin d'assurer en entrée de la section d'essais les conditions hydrauliques souhaitées: d'une part nous avons cherché à obtenir un profil de vitesse uniforme à faibles fluctuations; d'autre part nous avons cherché le découplage des fréquences fournies au fluide par la rotation de la pompe, la vibration des structures, les zones d'écoulements décollés générés au niveau des portions coudées...

3.2.1. Cuve à niveau constant: Découplage de la pompe hydraulique.

Le débit du circuit hydraulique est déterminé par la hauteur de charge entre les deux réservoirs "haut" et "bas". Un système de déverse continue des réservoirs assure un niveau constant de charge et donc une bonne stabilité du débit.

La hauteur de charge de 5m du réservoir "haut" est nécessaire pour compenser les différentes pertes de charge du circuit en particulier au niveau des coudes, rétrécissements et élargissements des vannes, des grilles et structures en "nid d'abeilles", du diaphragme du débitmètre et des rangées de tubes perpendiculaires à l'écoulement au sein de la section d'essais. Le débit maximum atteint dans le circuit complet est de l'ordre de $45\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ alors que l'application de la formule de Toricelli entre le réservoir "haut" et le premier coude en amont de l'entrée du diffuseur devrait permettre d'atteindre une vitesse de $U_0 = \sqrt{2gh} = 16\text{ m.s}^{-1}$ pour une section de passage de 140mm de diamètre soit un débit de $150\text{m}^3.\text{h}^{-1}$.

Tout en assurant un débit constant, ce système de déverse permet le découplage hydraulique de la pompe qui n'a plus pour rôle que d'alimenter le réservoir "haut" en eau. Afin d'éviter la transmission des fréquences de rotation de la pompe par vibration des structures, le découplage mécanique est effectué par la mise en place de soufflets de raccordement en caoutchouc situés au niveau des vannes amont et aval menant à la pompe.

3.2.2. Diffuseur.

On intègre au système un diffuseur afin de ralentir l'écoulement. Il est alors possible d'atténuer les gradients transversaux de vitesses générés par les sections coudées et de "relaminariser" l'écoulement à petite échelle au niveau des différentes chambres de tranquillisation.

Bien que l'angle de diffusion de 12° dépasse l'angle limite habituellement imposé de 7° , les pertes de charges importantes apportées par les structures en nid d'abeille, les grilles et le faisceau de tubes empêchent que la couche limite ne décolle en paroi du diffuseur.

3.2.3. Structures en "nid d'abeille" et grilles.

La mise en place de trois séries de structures en "nid d'abeille" de 10mm et 3mm de diamètre sur des longueurs de 70mm et 50mm canalise l'écoulement longitudinalement. Elle ont pour effet d'inhiber les structures tourbillonnaires.

Depuis Prandtl (1932), de nombreuses études de réduction de la turbulence au sein d'un écoulement par l'utilisation de grilles ont été menées. Parmi les plus récentes, celle de Tan-

Atichat et al (1982) insiste sur l'importance du choix de la dimension de la maille: son choix doit être tel que les échelles de longueur caractéristiques de la turbulence générée en aval de la grille soient légèrement plus petites que celles résiduelles en amont afin de maximiser les transferts d'énergie vers les échelles dissipatives de l'écoulement. Plus récemment, Groth et al (1988) ont montré l'importance d'une certaine combinaison de grilles de maille et de nombre de Reynolds (basé sur le diamètre du fil) de plus en plus faibles. Dans cette optique, nous avons mis en place dans les différentes chambres de tranquillisation quatre séries de grilles de largeur de maille 2.30mm, 1.75mm, 1.40mm et 1.00mm, de diamètre de fil respectif 0.5mm, 0.25mm, 0.224mm et 0.20mm et de coefficient de solidité de l'ordre de 0.44 à 0.55.

Les différents régimes de débit et de température de la boucle hydraulique permettent de situer U/ν entre 84000 et 134000 m^{-1} dans la chambre de tranquillisation ce qui se traduit par un nombre de Reynolds du fil de 20 à 70. Groth et al donnent l'exemple d'une combinaison de 5 grilles de nombre de Reynolds décroissant de 170 à 65 et de solidité de l'ordre de 0.4: la réduction du taux de turbulence amont est pour leur cas d'un facteur 12 (mesuré plus de 1000 mailles en aval de la dernière grille).

3.2.4. Convergent.

rapport de contraction: 10

forme : polynôme de degré 5 raccordé en dérivées première et seconde aux extrémités amont et aval

longueur: de l'ordre de la dimension du plus grand des cotés: 500mm

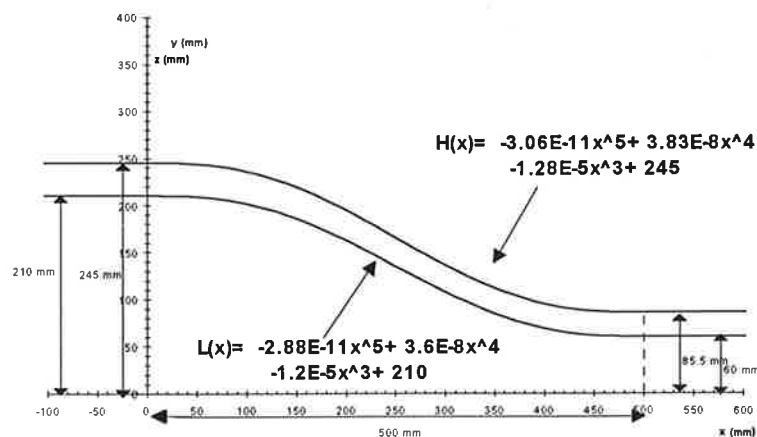


Figure 3.2: Forme du convergent.

L'accélération dans le convergent a pour objectif d'inhiber le développement des couches limites latérales et de réduire la turbulence: on obtient en sortie du convergent un profil quasiment plat à faible taux de turbulence.

Prandtl (cité par Corrsin: 1963) a établi une relation qui met en relief l'effet de la contraction du convergent sur l'atténuation des irrégularités des vitesses:

$$\frac{\Delta U_{\text{sortie}}}{U_{\text{sortie}}} = \left(\frac{C_{\text{sortie}}}{C_{\text{entrée}}} \right)^2 \frac{\Delta U_{\text{entrée}}}{U_{\text{entrée}}}$$

$C_{\text{sortie}}/C_{\text{entrée}}$ représentant le rapport de contraction du convergent. En ce qui nous concerne, un rapport de contraction de 10 assure une atténuation d'un rapport 100 sur l'inhomogénéité spatiale des vitesses entre l'amont et l'aval du convergent.

Les études menées par Corrsin (1963) ont montré que le taux de turbulence en sortie du convergent était encore plus faible qu'en entrée. Tout se passe comme si les fluctuations restaient les mêmes alors que les vitesses débitantes augmentaient. En ce qui nous concerne, un gain d'un facteur 10 sur les vitesses se traduit au niveau de la turbulence résiduelle du canal par:

$$Tu_{sortie} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{C_{sortie}}{C_{entrée}}\right)} Tu_{entrée} \approx 0.22 Tu_{entrée}$$

3.3. Le manomètre à colonne d'eau.

3.3.1. Caractéristiques métrologiques.

Le niveau de pression dans la veine d'essais est donné par la hauteur d'eau de la cuve "haute". Cette pression est à rajouter à la pression atmosphérique. Ainsi la pression de l'écoulement dans le canal est de l'ordre de 1.5 bars. Le manomètre à colonne d'eau a été utilisé afin de déterminer la distribution de pression autour des tubes placés dans l'écoulement au milieu de la veine d'essais. Le maximum de différence de pression attendu autour d'un tube est de l'ordre de la pression dynamique de l'écoulement soit $\Delta P = 1/2 \rho U_0^2$ qui varie entre 5 et 180 Pa pour des vitesses débitantes comprises entre 10 et 60 cm/s.

Les mesures ont été effectuées en accédant à la pression différentielle entre le point du tube à caractériser et un point de l'écoulement dont la pression était proche de celle du point de mesure et variait peu au cours du temps afin de réduire les erreurs de mesure.

plage de mesure: jusqu'à $P - P_{ref} = 60 \text{ mmCE} = 600 \text{ Pa}$

Précision de la mesure: 1 mmCE

Résolution de la mesure: 5/10 mmCE soit 5 Pa

Dans ces conditions, pour les débits les plus faibles étudiés, il n'a pas été possible de déterminer la distribution de pression autour des tubes.

3.3.2. Principe de la mesure.

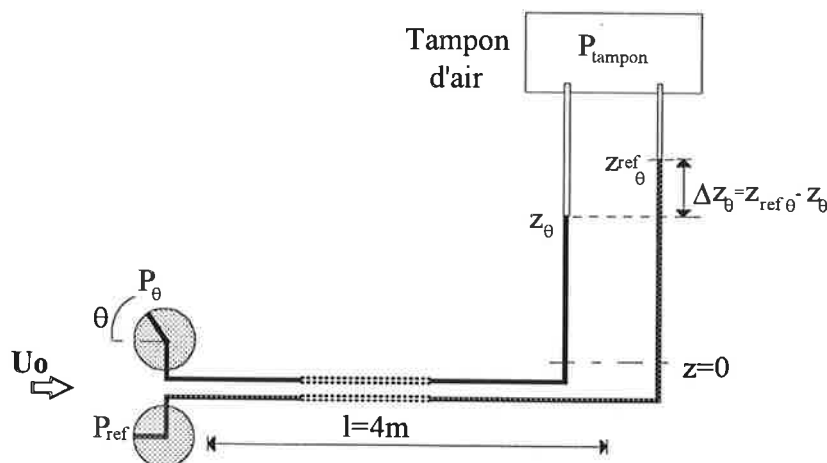


Figure 3.3: Principe de mesure de la distribution de pression autour du tube

La longueur de tube $l=4\text{m}$ entre la prise de pression et le manomètre assure le filtrage temporel du signal instantané de pression par amortissement visqueux. On accède ainsi à la valeur moyenne de la pression P_θ et P_{ref} autour des tubes. Par application du théorème de Bernoulli entre l'orifice de prise de pression et le niveau du ménisque dans le tube du manomètre, on obtient pour chacun des deux cylindres (les prises de pression étant situées à la même côte):

$$P_{ref} = P_{tampon} + \rho g(h + z_{ref\theta})$$

$$P_\theta = P_{tampon} + \rho g(h + z_\theta)$$

On en déduit dans un premier temps le niveau de pression autour du tube par rapport au point de référence:

$$P_\theta - P_{ref} = \rho g(z_\theta - z_{ref\theta}) = -\rho g \Delta z_\theta$$

Puis on accède à la distribution du coefficient de pression autour du tube en normant la variation de pression par la pression dynamique:

$$C_p(\theta) = \frac{P_\theta - P_{\theta=0}}{1/2 \rho U_o^2} = \frac{-2 g(\Delta z_\theta - \Delta z_{\theta=0})}{U_o^2}$$

rq: On vérifie qu'on obtient toujours $\Delta z_{\theta=0}=0$ ce qui signifie que le système est bien purgé, les deux orifices de prise de pression étant supposés à la même côte.

3.3.3. Géométrie des tubes instrumentés.

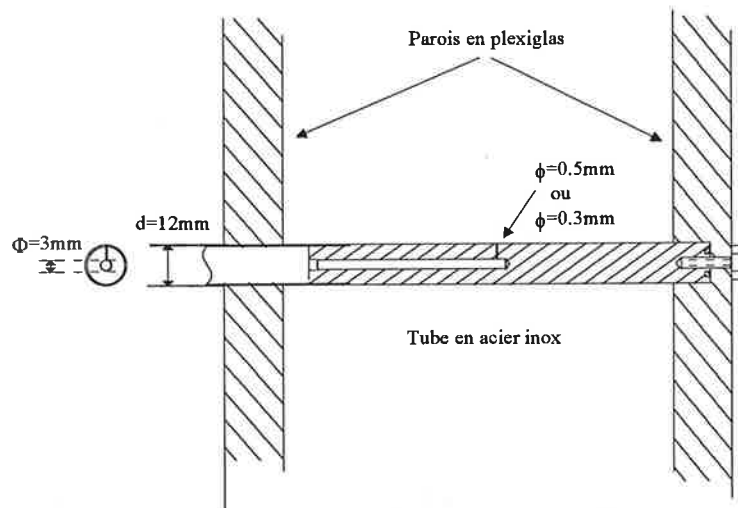


Figure 3.4: schéma d'installation des tubes instrumentés sur le banc d'essais.

Deux diamètres de perçage des tubes ont été testés afin de caractériser l'effet d'intégration de la zone de mesure sur la pression. Les trous de 0.3 et 0.5mm de diamètre se traduisent par une ouverture angulaire respective de l'ordre de 3° et 5°. Pour obtenir une bonne description des gradients spatiaux de pression, il est apparu largement suffisant de déterminer la distribution de pression autour du tube par incréments de 10°. Ainsi, les dimensions des orifices de mesure sont dans les deux cas suffisamment petites pour ne pas altérer par filtrage spatial la qualité des mesures, au moins en ce qui concerne la pression moyenne. En effet, des mesures de fluctuation de pression auraient nécessité une étude un peu fine de l'influence de la dimension de l'orifice de mesure sur les résultats statistiques concernant les fluctuations. Il faudrait alors tenir compte des dimensions caractéristiques de la couche limite se développant autour du tube en particulier dans le cas où la transition à la turbulence a lieu avant le point de décollement (cas du faisceau de tubes).

3.4. Le débitmètre à diaphragme à prise de pression à la bride.

3.4.1. Principe de fonctionnement.

La présence dans une conduite d'un resserrement de section crée de part et d'autre du diaphragme une différence de pression que l'on peut relier à la vitesse débitante dans la conduite par une formule de la forme:

$$U = C E \beta^2 \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho(T)}}$$

avec

$C = f(\beta, Re_D, L_1, L'_2)$ le coefficient de décharge donné par l'équation de Stolz

$E = (1 - \beta^4)^{-1/2}$ le coefficient de vitesse d'approche

$\beta = \frac{\delta}{D}$ le rapport des diamètres respectifs du diaphragme et de la buse

$\alpha = C E$ le coefficient de débit du diaphragme

$L_1 = \frac{l_1}{D}$ la distance adimensionnelle de la prise de pression amont
par rapport à la face amont du diaphragme

$L'_2 = \frac{l'_2}{D}$ la distance adimensionnelle de la prise de pression aval
par rapport à la face aval du diaphragme

ΔP la perte de charge entre les deux prises de pression

ρ la masse volumique du fluide à la température T

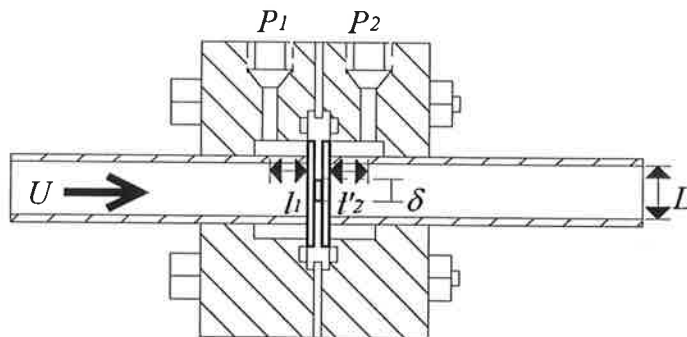


Figure 3.5: schéma de montage du diaphragme dans la veine.

La mesure de la perte de charge du diaphragme, de la température du fluide et la connaissance des caractéristiques géométriques du montage permettent ainsi d'accéder à la détermination du débit (après itération du système d'équation sur la valeur du nombre de Reynolds de la conduite Re_D).

3.4.2. Etalonnage du débitmètre à diaphragme.

Nous avons voulu vérifier que la loi analytique de détermination de la vitesse débitante en fonction de la perte de pression de part et d'autre du diaphragme fournie par la norme internationale *ISO-5167* correspondait à nos conditions de fonctionnement. Dans cette optique, nous avons effectué un étalonnage du débitmètre monté sur les mêmes veines amont et aval

que celles de la boucle d'essai, pour trois niveaux de température de l'eau englobant les conditions extrêmes d'utilisation: $T=20^{\circ}\text{C}$, $T=35^{\circ}\text{C}$ et $T=50^{\circ}\text{C}$. Sur la figure 3.6 nous avons reporté l'évolution du coefficient de débit en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse et la viscosité de l'écoulement dans la section d'essais et le diamètre d des cylindres. La loi analytique s'écarte des résultats d'étalonnage lorsqu'on sort de la gamme [$Re=2000$; $Re=6000$]. L'influence de la température de l'écoulement (via la viscosité du fluide) est également à noter. Cependant, même dans les cas extrêmes (faible vitesse ou température élevée) l'erreur sur la mesure ne dépasse pas 1%.

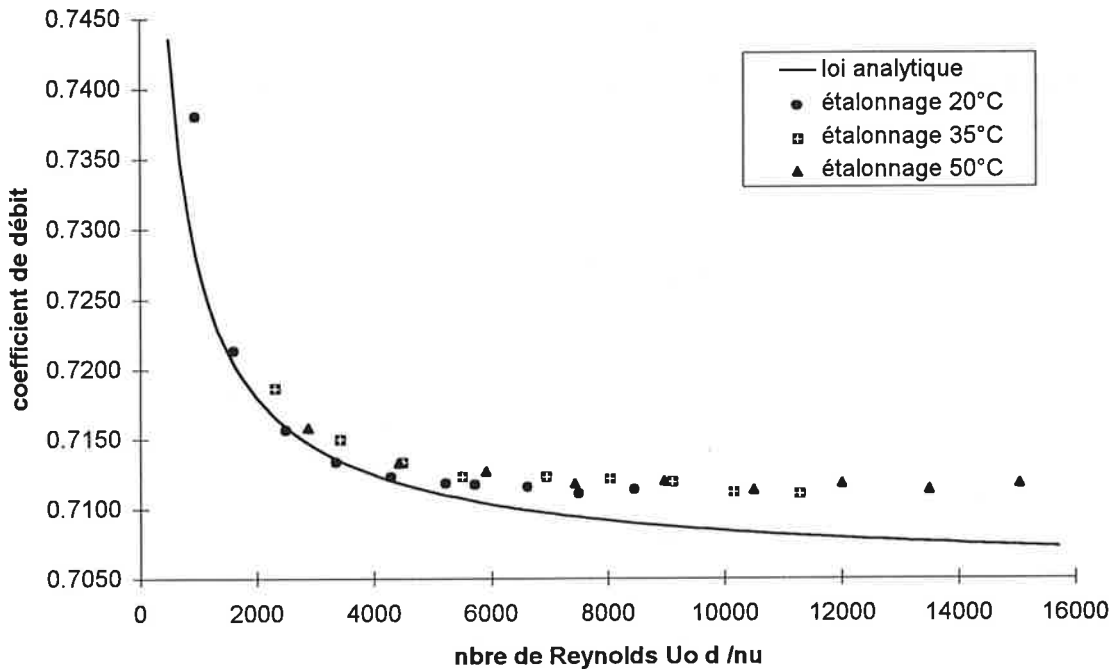


Figure 3.6: courbe d'étalonnage du coefficient de débit du diaphragme en fonction des conditions thermohydrauliques de fonctionnement du circuit.

3.4.3. Caractéristiques métrologiques.

→ caractéristiques géométriques du diaphragme utilisé.

$$\begin{array}{ll} D=84.7\text{mm} & E=1.1650 \\ \delta=60.67\text{mm} & l_1=25.4\text{mm} \\ \beta=0.7163 & l'_2=25.4\text{mm} \end{array}$$

→ Plage d'utilisation: $45 \text{ mmCE} < \Delta P < 2300 \text{ mmCE}$

$$\text{soit } 7 \text{ m}^3\text{h}^{-1} < Q < 50 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$$

$$\text{soit } 4.10^4 < Re_D < 26.10^4 \text{ à la température de l'eau de } 20^{\circ}$$

$$\text{soit } 9.5 \text{ cm.s}^{-1} < U_o < 66.5 \text{ cm.s}^{-1}$$

U_o étant la vitesse débitante de l'écoulement à travers la section d'essais

→ Précision de la mesure (déterminée à partir de la précision de mesure de la pression différentielle à la bride, et de l'erreur effectuée sur la connaissance du coefficient de décharge):

$$0.7 \% < \Delta Q/Q < 1 \%$$

$$\text{soit, pour la gamme de débits utilisés, } 0.05 \text{ m}^3\text{h}^{-1} < \Delta Q < 0.5 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$$

→ Résolution de la mesure, fixée par les caractéristiques du diaphragme: $Re_D=10^4$

$$\text{soit } \Delta P=5\text{mmCE}, Q=3 \text{ m}^3\text{h}^{-1} \text{ et } U_o=4 \text{ cm.s}^{-1}$$

3.5. L'anémomètre laser Doppler.

3.5.1. Principe de fonctionnement.

On utilise un laser TSI à source Argon monochromatique de puissance nominale $4W$ pour déterminer une composante de la vitesse de l'écoulement d'eau. On extrait de cette source deux faisceaux laser de longueur d'onde λ que l'on fait focaliser sur un volume de mesure. L'application d'une différence de chemin optique à l'un des deux faisceaux permet d'obtenir au niveau du volume de mesure un système de franges d'interférence dont l'interfrange i est proportionnelle à λ :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta_0/2)}$$

θ et θ_0 étant l'angle de focalisation des deux faisceaux respectivement en air et en eau, λ et λ_0 étant leur longueur d'onde.

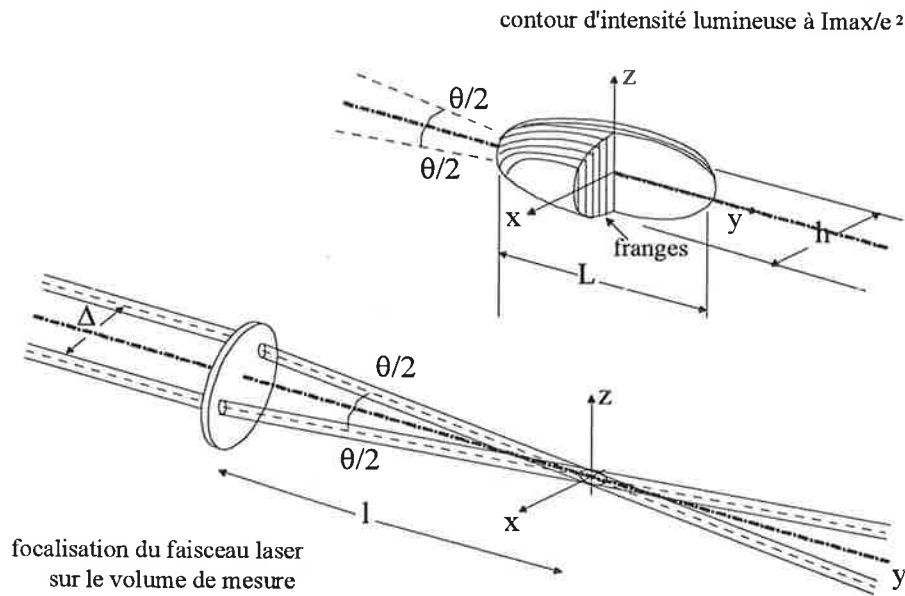


Figure 3.7: caractéristiques du volume de mesure du laser.

Onensemence l'écoulement en particules de taille et de densité proches de celles du fluide à étudier. En traversant le système d'interfranges, ces particules passent alternativement dans une zone éclairée puis une zone sombre. La lumière qu'elles réfléchissent de façon discontinue est captée par un photomultiplicateur (installé en rétrodiffusion) dont on tire des échantillons de fréquence Doppler caractéristiques du signal de vitesse étudié. Le signal Doppler, filtré (filtre passe haut et filtre passe bas ajustables) puis seuillé donne accès à un signal en créneaux dont on tire par comptage une fréquence Doppler moyenne f_D de l'échantillon instantané. On en déduit une partie de la vitesse, à savoir la composante transverse à la médiane des deux faisceaux incidents et contenue dans le plan des faisceaux. Cette mesure de vitesse est de plus instantanée, à la fréquence d'ensemencement près, et locale, à l'intégration près du volume de mesure formé à l'intersection des deux faisceaux. On assimile enfin la particule dont on a mesuré la vitesse à une particule fluide:

$$u = i f_D = \frac{\lambda f_D}{2 \sin(\theta/2)}$$

Une cellule de Bragg appliquée à l'un des faisceaux laser permet de mettre en mouvement le système d'interfranges du volume de mesure. Il est alors possible d'accéder à des valeurs faibles de vitesse voire négatives (en particulier quand le signal temporel de vitesse s'annule régulièrement) en appliquant une fréquence de décalage dite de "shift". On reconstruit le champ de vitesse en retranchant la fréquence de shift à la fréquence Doppler:

$$u = i \left(f_D - f_{shift} \right)$$

3.5.2. Caractéristiques métrologiques.

→ faisceau laser

puissance: $100mW$

faisceau vert: $\lambda=514.5nm$

longueur focale: $l=362.6mm$

espacement des faisceaux: $\Delta=50mm$

angle de focalisation en air: $\theta=7.9^\circ$

angle de focalisation en eau: $\theta_o=5.9^\circ$

→ ensemencement

particules: poudre minérale

taille: $2\mu m$

densité: $2g/cm^3$

→ volume de mesure (en air/eau)

indice eau: $n=1.33$

dimension: $L=1.31mm / L_o=1.74mm$

$h=h_o=90.5\mu m$

interfrange: $i=3.73\mu m$

nombre de franges: $nb=24$

3.5.3. Un capteur non intrusif.

Dans le cadre de l'étude présente, les propriétés de non intrusion de la mesure de vitesse par anémométrie laser Doppler sont primordiales. En effet la déflexion du jet formé entre les tubes est conditionnée par la qualité de l'écoulement amont autant qu'aval. Il est important de ne pas provoquer ni entretenir des instabilités susceptibles de donner naissance à plus grande échelle au phénomène de battement aléatoire du jet ou encore au forçage en amplitude ou en fréquence des tourbillons de Kelvin-Helmholtz générés dans les différentes couches cisailées formées dans les zones de décollement autour des tubes.

Les limitations du système de mesure sont plutôt liées à l'ensemencement qui d'une part n'est pas continu (problème de post-traitement du signal) d'autre part ne permet pas d'approcher au plus près des parois (moindre mélange et vitesse d'advection plus faible donnant des fréquences d'échantillonnage plus faibles).

Enfin, la connaissance de l'indice des milieux traversés par le faisceau laser conditionne le positionnement et la taille du volume de mesure. De même, le parallélisme des parois de Plexiglas traversées par les faisceaux est aussi une contrainte à respecter pour obtenir une bonne connaissance de la position du point de focalisation.

3.5.4. Echantillonnage des mesures.

L'échantillonnage des mesures effectuées par anémométrie laser Doppler est conditionné par l'ensemencement de l'écoulement. Contrairement à l'anémométrie fil chaud pour laquelle il est possible d'imposer une fréquence d'échantillonnage du signal continu, l'anémométrie laser

Doppler fournit un signal discret dont la fréquence d'échantillonnage varie d'une décade autour d'une fréquence moyenne (pour un écoulement suffisamment ensemençé: figure 3.8).

Le traitement statistique des résultats nécessite la prise en compte de la fréquence d'échantillonnage afin de ne pas commettre d'erreur de biais. La non pondération du signal instantané, dans les statistiques, par la période d'échantillonnage peut entacher d'erreur les résultats, en particulier dans le cas d'un ensemençement naturel. Deux méthodes de correction sont les plus répandues: la première pondère chaque échantillon de vitesse par le temps de résidence de la particule dans le volume de mesure; la seconde prend en compte le temps de séparation entre

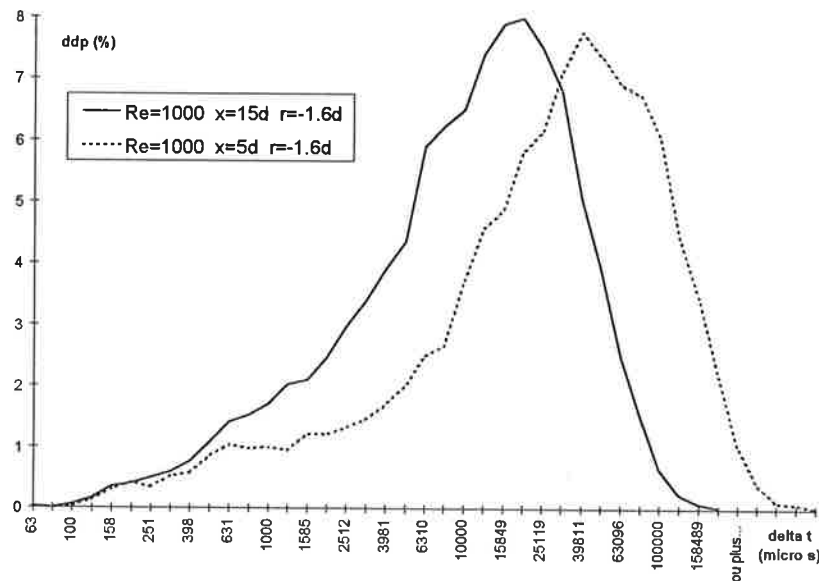


Figure 3.8: Distribution du temps d'échantillonnage du signal à $Re=1000$ en $x=5d$ et $x=15d$.

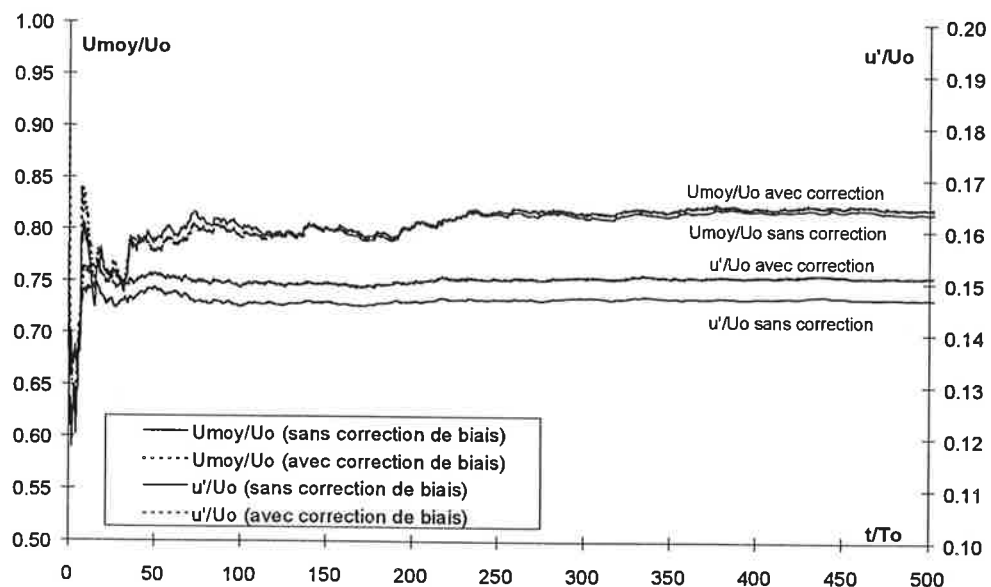


Figure 3.9: convergence des statistiques sur les moments d'ordre 1 et 2 des vitesses sur l'axe médian des 2 tubes en $x=12d$ à $Re=8100$.

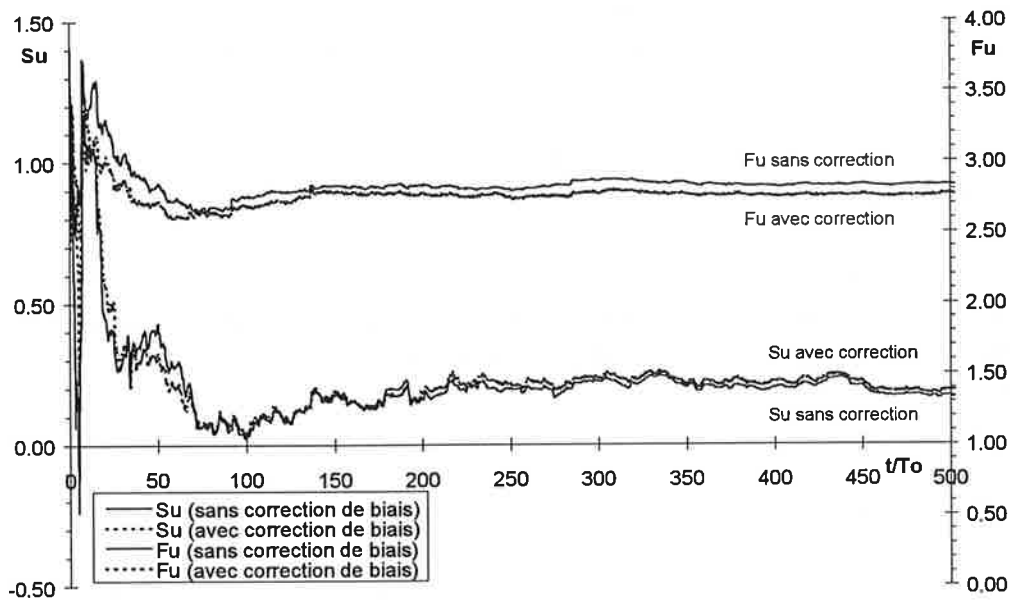


Figure 3.10: convergence des statistiques sur les moments d'ordre 3 et 4 des vitesses sur l'axe médian des 2 tubes en $x=12d$ à $Re=8100$.

deux échantillons successifs. Nous avons testé la deuxième méthode de correction du biais sur des échantillons de vitesse dans le sillage intermédiaire en $x=12d$ à $Re=8100$. Comme on peut le constater sur les figures 3.9 et 3.10, l'erreur de biais reste faible, atteignant au maximum 2% d'erreur sur les statistiques des moments d'ordre 1. Cette erreur reste négligeable lorsqu'on ensemence suffisamment (ce qui a été fait dans notre cas) pour atteindre les plus petites échelles de la turbulence dans le sillage des tubes. Dans ces conditions de mesure, la différence de résultat entre les deux traitements statistiques (avec et sans correction de biais) étant faible, nous nous sommes contentés d'utiliser la procédure sans correction, moins lourde à mettre en oeuvre. Les figures 3.9 et 3.10 mettent en relief le temps minimum d'intégration du signal pour atteindre la convergence de chaque niveau de statistiques. L'échelle de temps a été normée par la période T_o de l'allée tourbillonnaire formée suffisamment loin en aval des tubes. A mesure que le niveau de statistique à déterminer augmente, le temps d'intégration minimum pour atteindre la convergence augmente également. Concernant la série d'échantillon présentée sur les figures 3.9 et 3.10, il faut intégrer le signal sur un temps d'au moins $40T_o$ pour la vitesse moyenne, $50T_o$ pour l'écart type, $80T_o$ pour le coefficient de dissymétrie et $100T_o$ pour le coefficient d'aplatissement. Afin de nous affranchir des effets de mauvaise convergence des statistiques, les temps d'intégration que nous avons choisi ont toujours dépassé largement ces valeurs limites.

Il persiste cependant un inconvénient lorsqu'on s'intéresse au spectre d'énergie ou à l'autocorrélation du signal: l'utilisation de transformées de Fourier et de produits de convolution nécessite alors un rééchantillonnage du signal à une fréquence fixe, ce qui est source d'erreur pour le signal résultant. Afin de réduire cette erreur, nous avons été amenés à moyenner les spectres sur plusieurs échantillons successifs (cf la procédure de statistique du chapitre 2).

3.6. Qualification de la section d'essais.

Afin de quantifier les effets de la chambre de tranquillisation et du convergent sur le champ de vitesse en entrée de la section d'essais, nous avons effectué une série de mesures de vitesse sur le plan d'entrée de la section d'essais.

3.6.1. Description de la section d'essais.

longueur: $L=380 \text{ mm}$

largeur: $l=171 \text{ mm}$

hauteur: $H=120 \text{ mm}$

Destinée à contenir des tubes (placés transversalement à l'écoulement amont) de diamètre $d=12 \text{ mm}$, la section d'essais peut être décrite en variable adimensionnelle:

$L=32 d$

$l=14.25 d$

$H=10 d$

Les dimensions transversales sont suffisantes pour qu'on néglige le confinement (blocage d'un tube) et les effets de bord. D'ailleurs les études expérimentales menées sur l'écoulement au sein d'un faisceau de tubes ou l'interaction entre deux tubes présentent des rapports d'aspect H/d dépassant rarement 10.

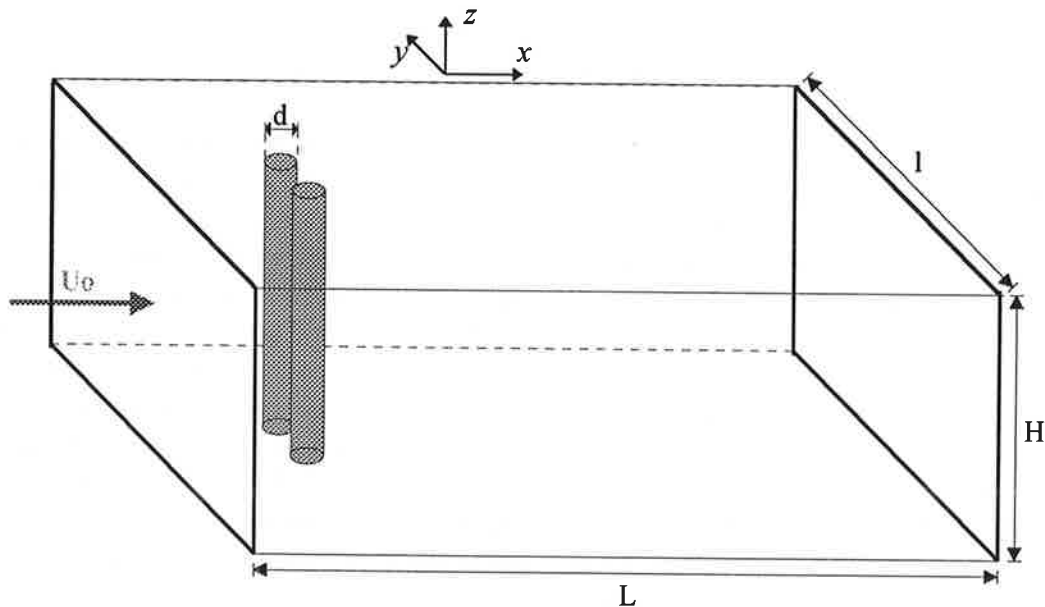


Figure 3.11: Géométrie de la section d'essais.

La section d'essais a été conçue pour être adaptable à différentes géométries d'interaction entre tubes. Sur les figures 3.12a et 3.12b on décrit les deux configurations géométriques étudiées. D'une part, nous nous sommes intéressés au cas le plus fondamental de l'interaction forte entre deux tubes pour un écartement fixé $g=g^*d=0.583d$. D'autre part, nous avons étudié l'écoulement au sein d'un faisceau de tubes de pas transverse équivalent $p_y=\sigma_y d=(g^*+1)d=1.583d$ et de pas longitudinal $p_x=\sigma_x d=1.371d$.

Pour ces différents arrangements de tubes, on note U_0 la vitesse amont de l'écoulement et W_0 la vitesse inter-tubes basée sur la conservation du débit entre l'amont et la section inter-tubes. On a alors $W_0=(g+d)/g U_0=p_y/(p_y-d)U_0=2.71 U_0$.

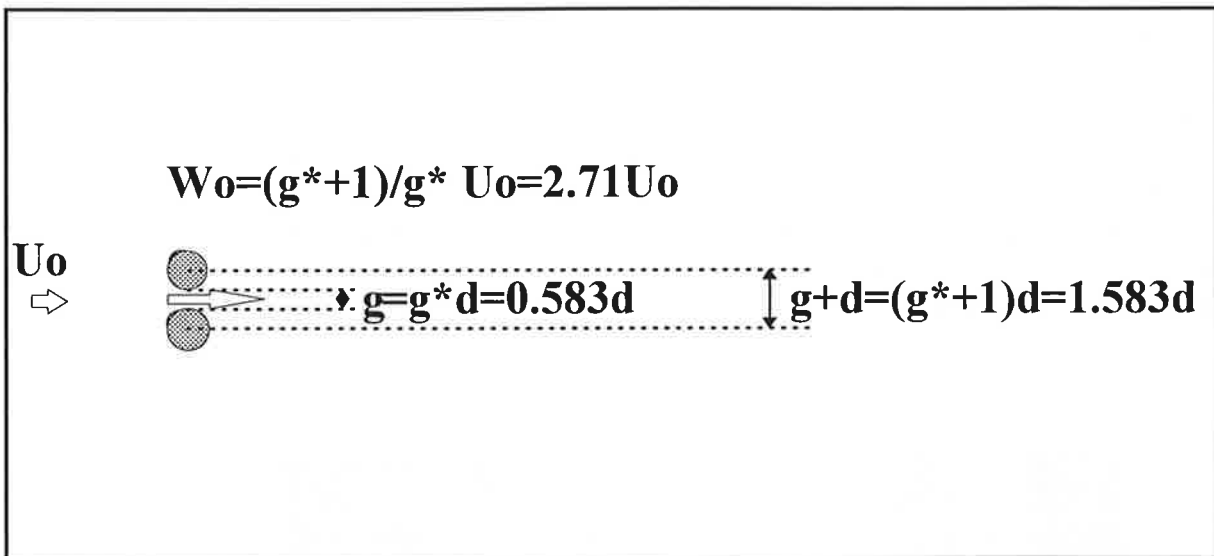


Figure 3.12a: Arrangement des tubes: configuration des deux tubes en parallèle.

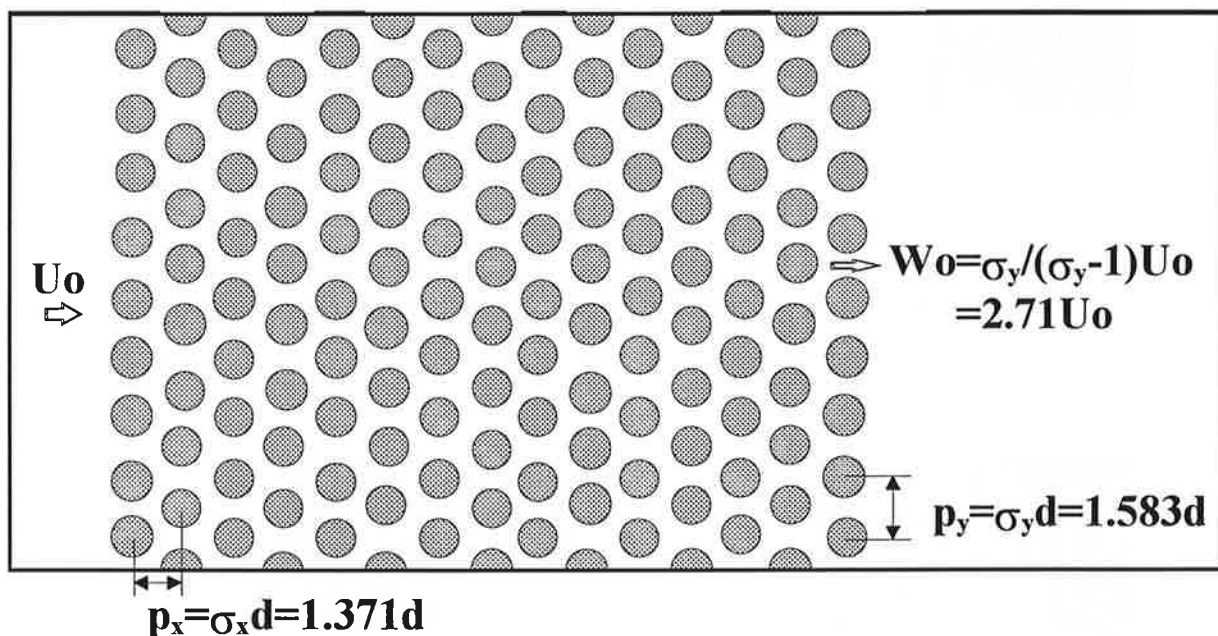


Figure 3.12b: Arrangement des tubes: configuration du faisceau de tubes en quinconce.

3.6.2. Uniformité spatiale des vitesses.

Nous avons effectué une série de mesures de vitesse longitudinale de l'écoulement en sortie du convergent par anémométrie laser Doppler afin de déterminer l'uniformité transversale du champ de vitesse aux différents régimes de nombre de Reynolds (basé sur le diamètre du tube) étudiés par la suite. Ces mesures ont été effectuées en présence du faisceau de tubes, à une distance de six diamètres de tube en amont de la première rangée.

Cette première série de mesures a été effectuée sur le canal de façon très systématique (investigation de tout un plan du domaine de la section d'essai en entrée). Pour des nombres de Reynolds $W_0 d/\nu$ variant entre 14000 et 39000 obtenus en modifiant tantôt la température tantôt la vitesse de l'écoulement, on a tracé la carte des isovaleurs de vitesse moyenne en entrée de la section d'essais. Comme on peut le constater sur les figures 3.13 et 3.14 les couches limites du canal ont bien été "écrasées" par l'accélération de l'écoulement liée au convergent: le point de mesure le plus proche de la paroi, situé à 9.5mm en y ou 10mm en z, est hors de la couche limite. On a donc un profil plat à 2% près jusqu'à $y/d=0.792$ ou $z/d=0.833$ de la paroi.

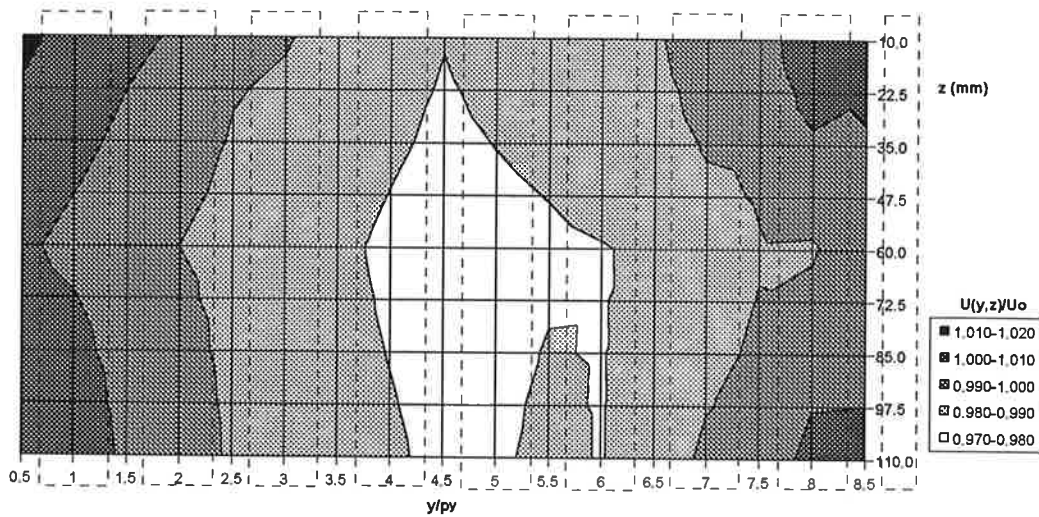


Figure 3.13: Isovaleurs des vitesses adimensionnées par la vitesse débitante dans le plan d'entrée du canal à $W_0 d/\nu = 16300$.

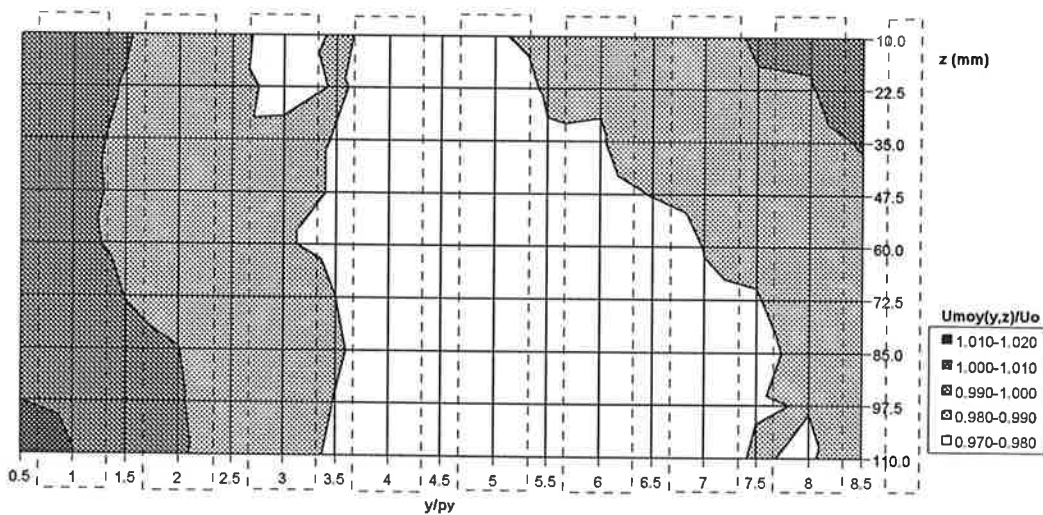


Figure 3.14: Isovaleurs des vitesses adimensionnées par la vitesse débitante dans le plan d'entrée du canal à $W_0 d/\nu = 39300$.

Il ressort des mesures un léger phénomène de survitesse de l'écoulement dans les zones proches de la paroi. On est tenté de relier ce comportement spatial des vitesses à un léger phénomène de by-pass du faisceau de tubes plutôt qu'à une accélération pariétale liée à la forme du convergent. En effet, cette accélération est plus marquée dans la direction transverse y des tubes que dans la direction azimutale z . Cependant, l'influence de l'installation du faisceau de tubes dans la section d'essais resté faible vis à vis des conditions amont sur le champ de vitesse.

Enfin, le manque de précision de la mesure en proche paroi peut influencer la qualité des résultats. D'une part, la chute du taux de particules d'ensemencement en proximité de la paroi entraîne une chute importante de la fréquence d'échantillonnage. D'autre part, l'interaction du volume de mesure avec la paroi peut se traduire par une non prise en compte de l'échantillon de mesure. Dans tous les cas on obtient un sous échantillonnage du signal, source de non reproductibilité de la mesure.

3.6.3. Influence de la fréquence d'échantillonnage du signal.

Une deuxième série de mesures plus ponctuelles a permis de vérifier l'effet du niveau d'échantillonnage sur les statistiques de vitesse de l'écoulement amont. La position des points de mesure dans un plan situé à 50 mm ($4 d$) en aval de la sortie du convergent soit 45 mm ($3.5 d$) en amont de l'axe des tubes de la première rangée du faisceau est la suivante:

$$y^* = y / \sigma_y d = 0.5 \text{ soit } y = 1/2 \sigma_y d = 0.8 d \text{ (bord du canal)}$$

$$y^* = y / \sigma_y d = 2.5 \text{ soit } y = 1/2 \sigma_y d + 2 \sigma_y d$$

$$y^* = y / \sigma_y d = 4.5 \text{ soit } y = 1/2 \sigma_y d + 4 \sigma_y d \text{ (milieu du canal)}$$

$$y^* = y / \sigma_y d = 6.5 \text{ soit } y = 1/2 \sigma_y d + 6 \sigma_y d$$

$$y^* = y / \sigma_y d = 8.5 \text{ soit } y = 1/2 \sigma_y d + 8 \sigma_y d \text{ (bord du canal)}$$

$$z = 1 d \text{ (bord du canal)}$$

$$z = 5 d \text{ (milieu du canal)}$$

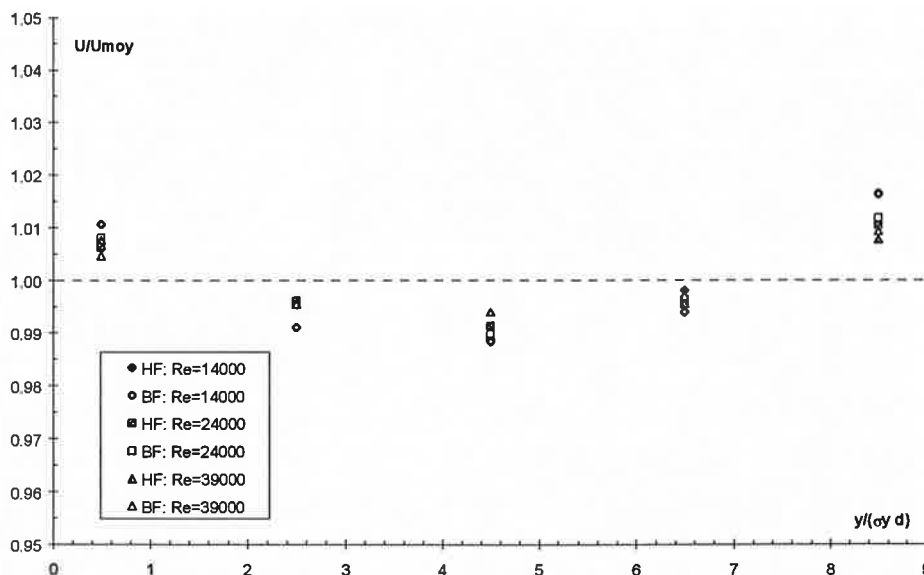


Figure 3.15: Homogénéité transversale des vitesses en milieu de veine.

Pour trois cas de nombre de Reynolds testés ($Wo d / \nu = 14000, 24000$ et 39000) la distribution des vitesses mesurées est globalement homogène à moins de 1% près (figure 3.15). L'homogénéité des résultats pour des échantillonnages différents à haute fréquence (et court temps d'intégration) et à basse fréquence (et long temps d'intégration) confirment la qualité de l'écoulement au cours du temps. On n'a ni phénomène de dérive ni fluctuation à grande échelle de l'écoulement débitant.

REGIME $Wo d / \nu$	ECHANTILLONNAGE		Nombre de points	U_{moy} (cm/s)	T_{eau} (°C)	Tu (%)	Temps d'intégration du signal	
14100	BF: 50Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=17$	20000	34.4	30	0.7 à 0.8	T=180 s	$T U_{moy}/H=172$
25400	BF: 40Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=10$	15000	53.2	37	0.5 à 0.6	T=180 s	$T U_{moy}/H=266$
39500	BF: 70Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=13$	40000	63.9	52	0.55 à 0.65	T=300 s	$T U_{moy}/H=319$
14100	HF: 300Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=84$	30000	42.1	21	2.4 à 2.6	T=60 s	$T U_{moy}/H=210$
24100	HF: 500Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=98$	60000	56.9	32	2.6 à 2.7	T=60 s	$T U_{moy}/H=284$
39500	HF: 600Hz	$H f_{ech}/U_{moy}=109$	70000	63.9	52	1.1 à 1.4	T=60 s	$T U_{moy}/H=320$

L'analyse statistique des vitesses mesurées en entrée de la section d'essais a été effectuée pour deux niveaux différents d'ensemencement. Ainsi le signal a été échantillonné pour deux valeurs de fréquence de coupure différentes à quasiment une décade d'intervalle, ce qui a permis de quantifier la qualité du bruit "blanc" généré en sortie du convergent, le nombre d'échantillons du signal restant égal par ailleurs. Le tableau ci-dessus récapitule les caractéristiques des échantillons de vitesses mesurées pour toute la gamme de débits étudiés. Les valeurs données sont moyennées sur les huit points de la zone d'entrée décrits au paragraphe précédent (à l'exception des points trop proches des parois éliminés en cas de sous échantillonnage).

La distribution du taux de turbulence est homogène dans toute la section de mesure pour chaque régime étudié et pour chaque échantillonnage imposé. Cependant il ressort que pour un même régime, l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage (par ensemencement de l'écou-

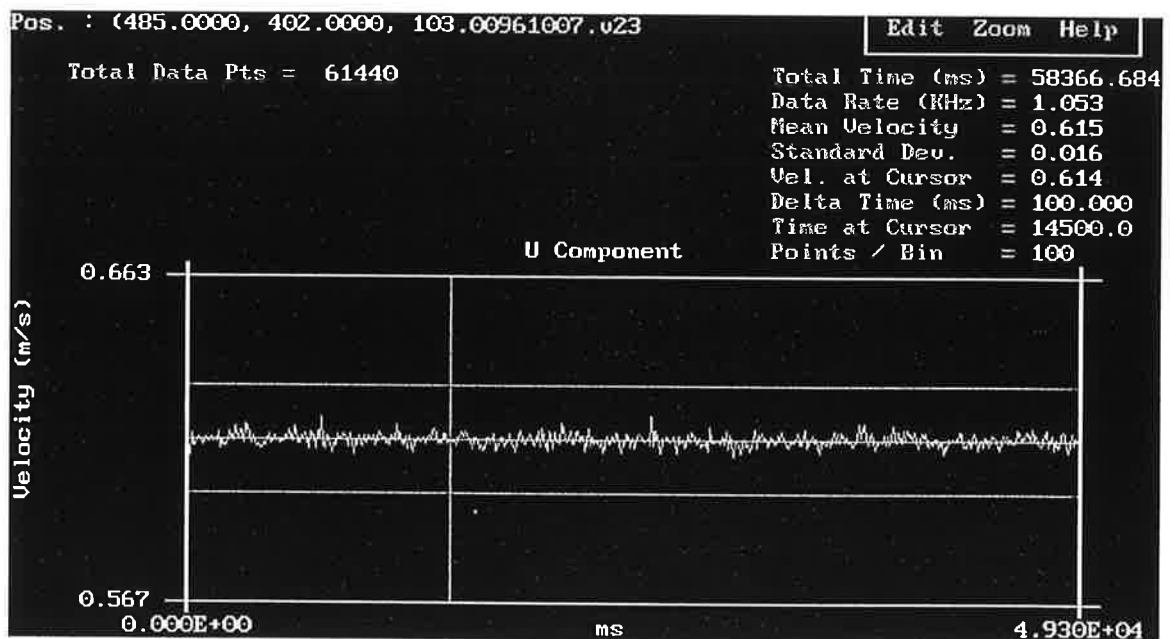


Figure 3.16: Echantillon de vitesse instantanée à $Wo d / \nu = 24100$ en entrée de la section d'essais en milieu de veine: $f_{ech} = 500\text{Hz}$.

lement plus élevé en particules) se traduit par une augmentation du taux de turbulence dans un facteur trois à quatre. Lorsque l'on norme la fréquence d'échantillonnage du signal par la vitesse moyenne d'advection de l'écoulement et la hauteur du canal, on confirme ce comportement de proportionnalité entre u'^2/U_{moy}^2 et $H f_{ech}/U_{moy}$. Cette relation rappelle que le niveau de fluctuation de vitesse peut être obtenu par intégration du spectre d'énergie des

vitesse: $\langle u'^2 \rangle = \int_0^{\infty} E(f) df$

3.6.4. Distribution en fréquence de la densité d'énergie.

L'analyse des spectres d'énergie des signaux de vitesse permet d'avoir accès à la distribution en fréquence des phénomènes qui constituent l'essentiel de l'énergie turbulente. La forme des spectres est la même pour tous les cas de figure.

L'amplitude du signal à basse fréquence est aussi faible que le bruit à petite échelle. Elle joue peu sur le niveau de l'intensité turbulente. D'ailleurs les échelles spatiales équivalentes aux échelles temporelles que représente cette zone du spectre sont très grandes par rapport à la hauteur H de la veine (au moins vingt fois plus grandes en moyenne) donc par rapport aux échelles spatiales caractéristiques de l'écoulement étudié. Elles correspondent à des effets de basse fréquence liés au fonctionnement global du circuit hydraulique. Leur faible amplitude énergétique est le signe d'une bonne maîtrise du débit imposé au circuit.

En zone intermédiaire on obtient quasiment un bruit "blanc" en fréquence, aisément reproductible de façon numérique. Puis, en hautes fréquences la pente du spectre s'infléchit et suit à peu près une loi en f^{-1} . L'existence de ce bruit "blanc" à petite échelle se traduit par un niveau de turbulence proportionnel au niveau d'échantillonnage du signal. Si l'on considère le spectre plat $E(f)=cte$ on obtient par intégration $u'^2 = E(f_c) * f_c$ avec $f_c = 1/2 f_{ech}$ la fréquence de coupure du spectre. Cette distribution d'énergie à haute fréquence est donc responsable de la dépendance du niveau de turbulence mesuré en entrée de la veine d'essais par rapport à la fréquence d'échantillonnage du signal. Ce niveau d'énergie bien que variable reste négligeable par rapport à celui atteint dans les sillage des tubes. Les spectres d'énergie obtenus alors dépassent au moins d'une décade le bruit de fond de l'installation (figure 3.17).

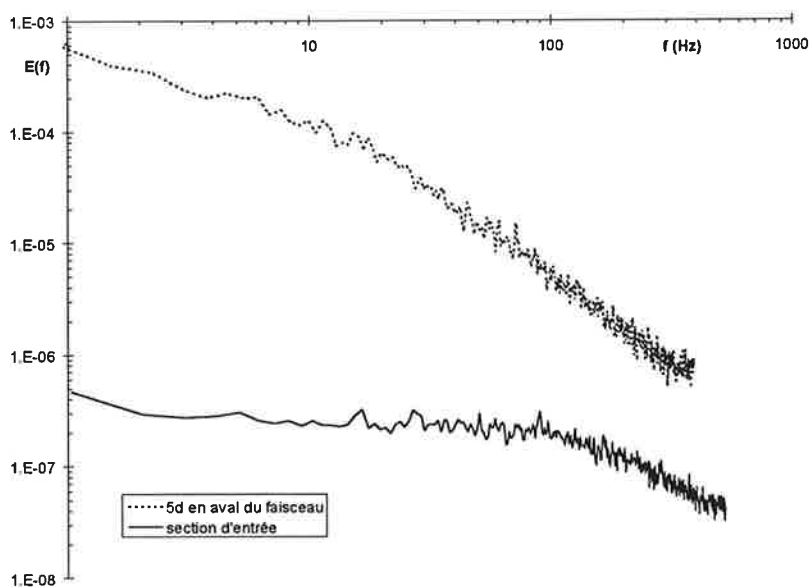


Figure 3.17: Spectre d'énergie turbulente à $Wo d/ \nu = 24100$ en entrée de la section d'essais et en aval du faisceau de tubes en milieu de veine: $f_{ech} = 500\text{Hz}$.

the 1990s, the number of people in the UK who are employed in the public sector has increased by 1.5 million, from 2.5 million in 1980 to 4 million in 1995 (Department of Health 1996).

There is a growing emphasis on the need to improve the quality of care and services provided by the public sector. This has led to a number of initiatives, including the introduction of the Health Service Act 1990, the establishment of the Health Service Commission, and the introduction of the Health Service Act 1990 (Health Service Commission) Regulations 1991.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

The Health Service Commission is responsible for the management and operation of the health service. It is a body corporate, established by the Health Service Act 1990, and is responsible for the management and operation of the health service.

4. Interaction entre 2 tubes en configuration parallèle.

4.1. Description du cas étudié.

Nous présentons dans cette partie les résultats de la campagne de mesure effectuée sur la configuration de deux tubes de même diamètre $d=12\text{mm}$ en parallèle. Nous nous sommes placés dans le cas de l'interaction forte entre les deux tubes: $g^*=g/d=0.583<1$. La gamme de Reynolds étudiés se situe dans la zone basse du régime sous critique, régime pour lequel les instabilités secondaires jouent un rôle important dans le phénomène de transition à la turbulence: $1000<Re<14300$. Le nombre de Reynolds Re est ici basé sur la vitesse débitante U_o de la section d'essais, la viscosité moléculaire ν de l'eau et le diamètre d d'un tube. On construit également un nombre de Reynolds $Wo\ d/\nu$ basé sur la vitesse inter-tubes déduite de bilans de quantité de mouvement au passage entre les tubes (cf l'écoulement au sein d'un faisceau de tubes du chapitre 6). Le tableau ci-dessous récapitule les conditions thermo-hydrauliques de fonctionnement pour chaque série de mesures.

nombre de Reynolds $Re=U_o\ d/\nu$	vitesse débitante $U_o\ (\text{cm.s}^{-1})$	température de l'eau $T(^{\circ}\text{C})$	viscosité moléculaire de l'eau $\nu\ (\text{m}^2.\text{s}^{-1})$	$Wo\ (\text{m.s}^{-1})$	$Wo\ d/\nu$
1000	9.53	16	$1.11\ 10^{-6}$	0.26	2800
5100	44.36	19	$1.03\ 10^{-6}$	1.21	14100
8100	66.50	21	$0.98\ 10^{-6}$	1.82	22200
10000	66.54	30	$0.80\ 10^{-6}$	1.82	27300
12200	66.55	40	$0.66\ 10^{-6}$	1.82	33300
14300	65.93	50	$0.55\ 10^{-6}$	1.81	39200

Nous avons choisi pour les tubes un rapport d'aspect $H/d=10$ suffisamment élevé afin de s'abstraire des effets de paroi sur le développement du sillage. Cela rend possible la comparaison des résultats avec le cas de sillage en aval d'un obstacle unique, car on sait que la fréquence de lâcher de tourbillons est très dépendante du rapport d'aspect H/d lorsque celui-ci atteint des valeurs relativement faibles. Nous avons également cherché à minimiser les effets de blocage en écartant autant que possible les parois latérales de la zone propre de sillage: la largeur du canal représenté figure 4.1 est de $l/d=14.25$. Les deux tubes ont été placés à quelques diamètres de l'entrée de la section d'essais de longueur $L=32d$. Les mesures de vitesse longitudinale $u(t)$ par anémométrie laser Doppler ont donc été possibles sur un domaine s'étendant de $x=0.6d$ à $x=20d$. Latéralement nous avons effectué des mesures jusqu'à cinq diamètres de part et d'autre de l'axe médian des deux tubes. Les points les plus extérieurs nous ont permis de vérifier d'une part que la zone de sillage des tubes était complètement cernée par les mesures et d'autre part que l'effet de blocage des deux tubes se faisait peu ressentir sur la vitesse débitante de la section d'essais à l'extérieur du sillage.

Sur la figure 4.1 nous avons reporté les positions des points de mesure concernant le cas $Re=1000$. Nous nous sommes intéressés à l'évolution de $u(t)$ sur l'axe médian des deux tubes. Par ailleurs nous avons pu accéder aux profils transverses du sillage en huit stations $x=d$, $x=2d$, $x=3d$, $x=5d$, $x=7d$, $x=10d$, $x=15d$, et $x=20d$. Par la suite, nous avons quasiment reproduit la même procédure de déplacement du volume de mesure pour tous les autres régimes excepté $Re=8100$ et $Re=12000$ pour lesquels nous nous sommes essentiellement intéressés aux caractéristiques de la station $x=3d$. Des mesures de pression moyenne $\langle p \rangle$ autour des tubes pour chacun des cas ont permis de mieux cerner l'effet d'interaction des tubes l'un vis à vis de l'autre et d'éclaircir le phénomène de déflexion du jet formé entre eux deux.

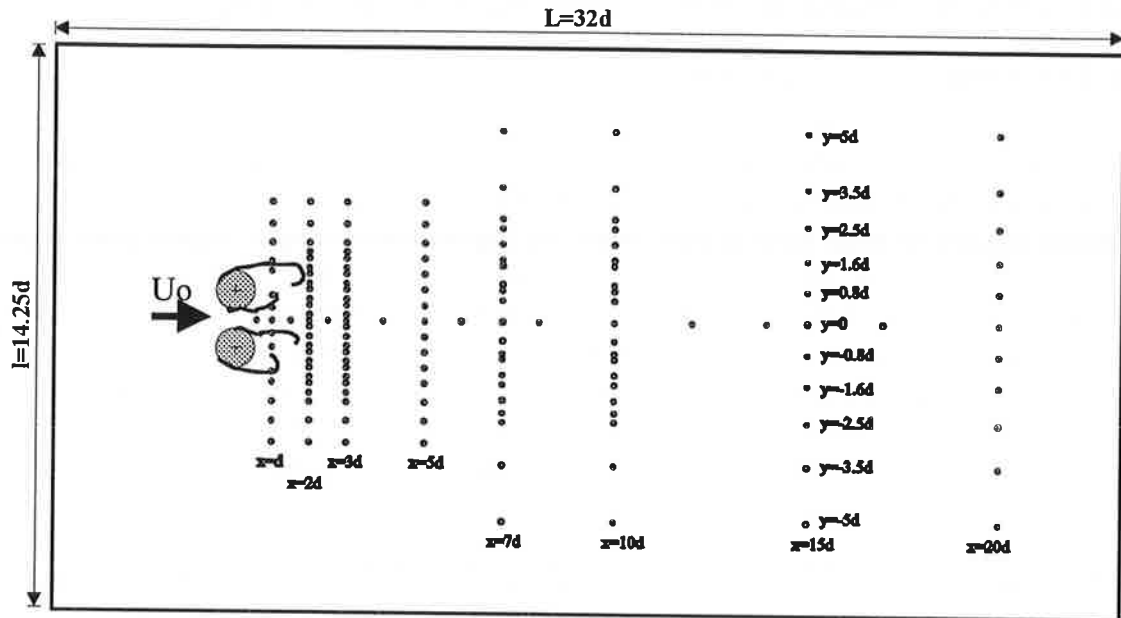


Figure 4.1: Position des points de mesures par anémométrie laser Doppler au sein de la veine d'essais à $Re=1000$.

4.2. Le champ de vitesse dans le proche sillage à $Re=1000$.

La caractéristique principale du proche sillage en aval de deux tubes en interaction forte ($g^* < 1$) est de présenter deux sillages dissymétriques séparés par un jet défléchi du côté du sillage fin. Dans ce sous-chapitre, nous analysons cet effet d'asymétrie du sillage visualisé dans la plupart des études bibliographiques citées dans le premier chapitre, car c'est au plus bas régime de Reynolds que nous avons étudié ($Re=1000$) que ce phénomène est le plus marqué.

4.2.1. La dissymétrie des profils radiaux en sillage très proche.

Sur la figure 4.2 on a reporté les profils radiaux de la vitesse moyenne axiale en différentes stations du sillage proche en aval des tubes: $x=d$, $x=2d$, $x=3d$, et $x=5d$. Comme le décrit Williamson (1985) à partir de ses visualisations à bas nombre de Reynolds ($Re=50$ à $Re=200$), l'écoulement qui se développe entre les deux cylindres est nettement asymétrique. Le faible écartement entre les tubes provoque la formation d'un jet ("gap jet") qui se défléchit de façon stable du côté d'un des deux tubes. Dès la sortie de la zone inter-tubes ($x=1d$), le jet est légèrement défléchi. En $x=2d$ le centre du jet (que l'on définit par le maximum de la vitesse axiale) est décalé d'un demi diamètre. En $x=3d$ le décalage atteint quasiment un diamètre. Parallèlement l'épanouissement rapide du jet se traduit par une atténuation importante de sa vitesse centrale au point de disparaître totalement en $x=5d$, absorbé par l'écoulement extérieur. Les deux sillages qui se développent en aval de chacun des tubes sont eux aussi différents. Le jet réduit le sillage du côté où il s'oriente alors que de l'autre côté le sillage s'élargit. Dès $x=1d$ le sillage épais est deux fois plus large que le sillage fin. En $x=3d$ une zone de recirculation intense (de l'ordre de la moitié de la vitesse d'entrée de la section d'essais) se développe au sein du sillage épais. A l'inverse, le sillage étroit est à peine creusé. A mesure que le jet s'écarte de l'axe, le sillage épais s'élargit alors que le sillage fin rétrécit jusqu'à totalement disparaître en $x=5d$. Au delà, il ne reste plus qu'une seule zone de sillage décalée de $0.6d$ par rapport à l'axe des deux tubes. Ce sillage retrouve sa symétrie géométrique aux alentours de $x=10d$.

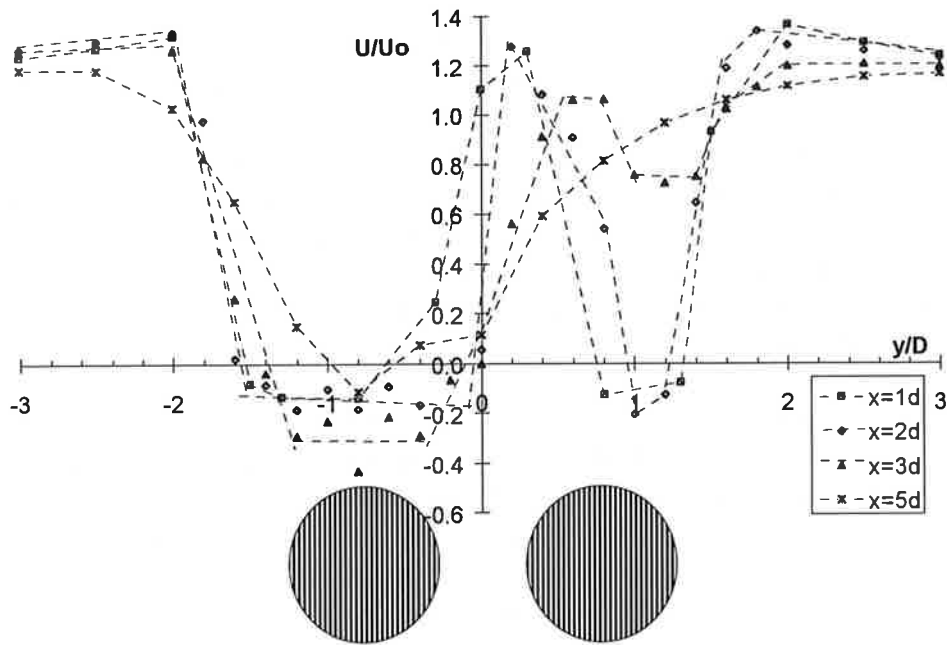


Figure 4.2: Profil transverse de vitesse moyenne axiale à $Re=1000$.

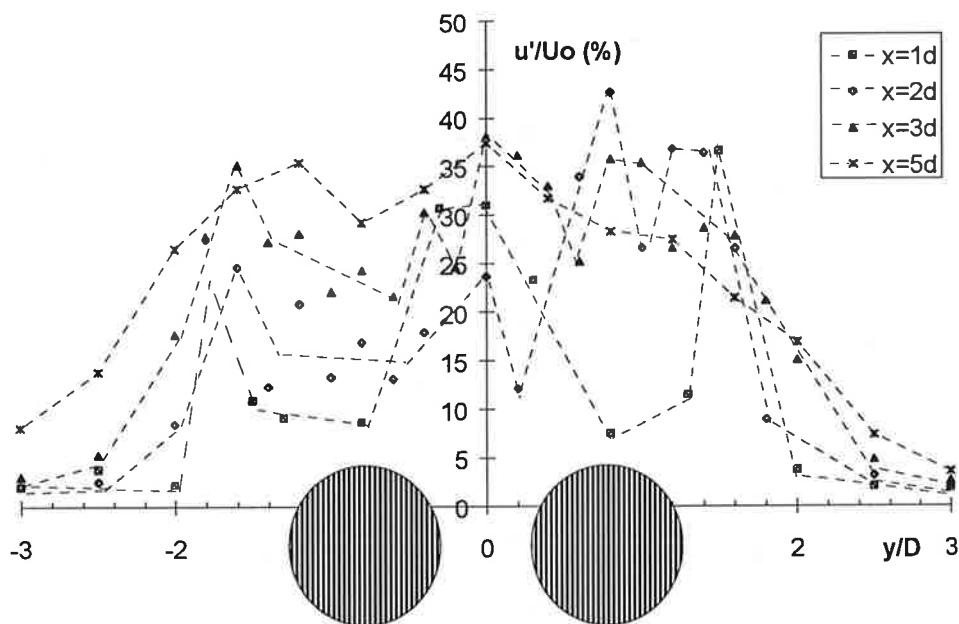


Figure 4.3: Profil transverse de fluctuation de vitesse axiale à $Re=1000$.

Les profils radiaux de fluctuation de la vitesse axiale en différentes stations $x=1d$, $x=2d$, $x=3d$, et $x=5d$ (figure 4.3) caractérisent les différentes zones des sillages et du jet. En $x=1d$ le taux de turbulence atteint des valeurs maximales de l'ordre de 30 à 40% dans les zones de fort gradient des deux sillages. L'étranglement du jet formé entre les deux tubes n'a pas permis de faire la différence d'amplitude des fluctuations entre les deux zones de gradient. Il est pourtant peu probable qu'à $x=1d$ le jet aie déjà développé sa zone de cône potentiel. Les deux zones de sillage sont caractérisées par une faible intensité turbulente (10% de l'écoulement moyen) qui leur vaut le nom de "dead fluid zone" (zone de fluide inerte). Les différences de dimension de

ces zones font à nouveau ressortir la dissymétrie de l'écoulement aval. En $x=2d$ la dissymétrie entre les deux sillages s'accroît. En effet, les profils de vitesse moins pentus du côté du sillage large se traduisent par des fluctuations moindres (la moitié de celles de l'autre côté). Du côté du sillage fin la proximité spatiale de forts gradients entraîne une nette augmentation du taux de turbulence axial qui atteint presque 50%. En $x=3d$ le sillage fin perd de l'amplitude si bien que les maxima de fluctuations s'équilibrent. De plus la zone déficitaire du sillage épais devient turbulente, ce qui apparaît comme la trace de la transition à la turbulence dans le sillage. Au-delà de $x=5d$ on ne distingue plus qu'une zone turbulente continue géométriquement décentrée par rapport à l'axe des deux tubes. Elle s'étend dans la zone de sillage de $y=-2.5d$ à $y=2d$ avec un maximum d'amplitude de 35% environ.

Les figures 4.4, 4.5 et 4.6 reportent les profils de skewness et de flatness respectivement en $x=2d$, $x=3d$ et $x=5d$. Il y a peu d'information qualitative à tirer de ces profils sinon que le skewness et le flatness varient peu autour de $Su=0$ et $Fu=3$ dans les zones d'écoulement cisailé. Il semblerait également que Su s'annule et change généralement de signe (en particulier lorsque la vitesse u change de signe) dans les zones de fort gradient entourant les sillages, alors que Fu tend à atteindre des pics de maxima de valeurs. Pour effectuer une description plus fine de ces paramètres il faudrait resserrer les positions des points de mesure. Cependant douze points de mesure dans un diamètre de tube imposeraient des déplacements de la tête de mesure laser de l'ordre du *mm*. La précision de la mesure deviendrait alors fortement dépendante de la précision du déplacement.

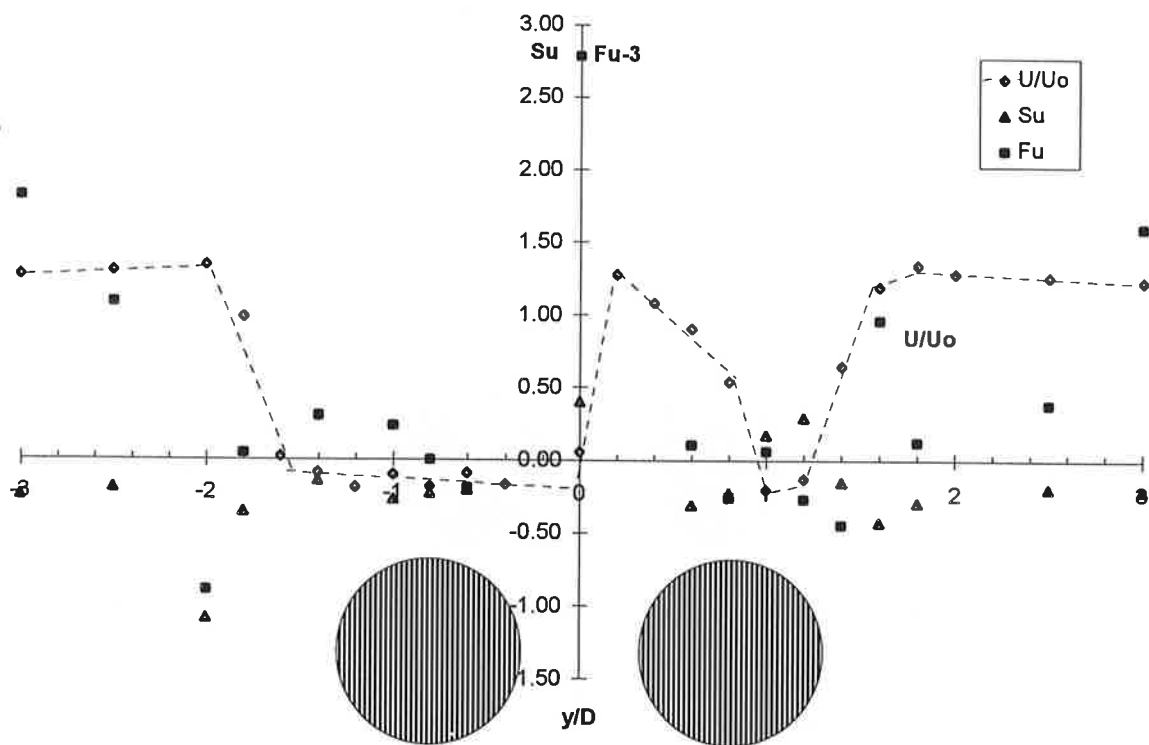


Figure 4.4: Profil transverse du coefficient de dissymétrie (skewness Su) et du coefficient d'aplatissement (flatness Fu) de la vitesse axiale à $Re=1000$, en $x=2d$.

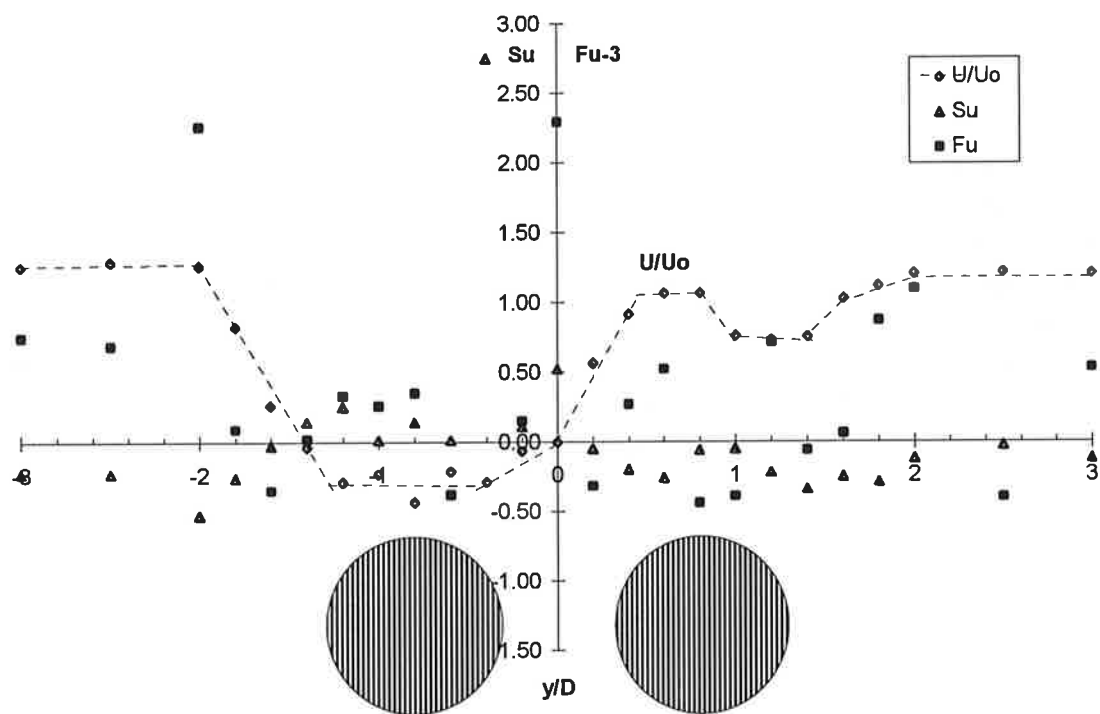


Figure 4.5: Profil transverse du coefficient de dissymétrie (skewness Su) et du coefficient d'aplatissement (flatness Fu) de la vitesse axiale à $Re=1000$, en $x=3d$.

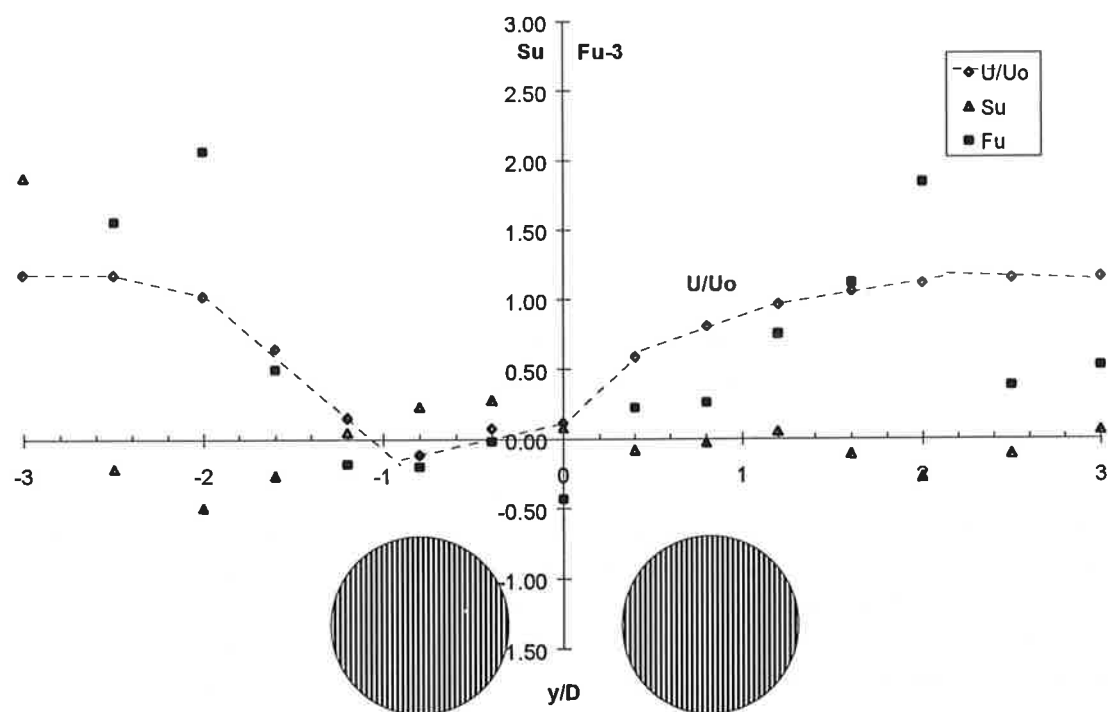


Figure 4.6: Profil transverse du coefficient de dissymétrie (skewness Su) et du coefficient d'aplatissement (flatness Fu) de la vitesse axiale à $Re=1000$, en $x=5d$.

4.2.2. Analyse des fréquences caractéristiques de l'écoulement.

L'analyse par transformée de Fourier des échantillons de signaux dans le proche sillage des cylindres permet d'accéder aux fréquences caractéristiques des allées tourbillonnaires qui prennent naissance dans les sillages. Sur la figure 4.7 sont reportées les distributions en fréquence de l'énergie des signaux mesurés sur l'axe de chacun des deux tubes ($y=+0.8d$ et $y=-0.8d$) en $x=3d$ en aval. Chacun des signaux est caractérisé par un important pic d'énergie localisé à une fréquence bien définie: le premier à $f=3.10\text{Hz}$ et le deuxième à $f=0.97\text{Hz}$. En adimensionnant par la vitesse d'advection de l'écoulement U_0 et le diamètre du tube d , on obtient un nombre de Strouhal $St=0.39$ en $y=+0.8d$ et $St=0.13$ en $y=-0.8d$. Kamemoto (1976) avait déjà noté le même type de phénomène pour un écartement entre tubes plus faible $g^*=0.5$ et un nombre de Reynolds équivalent $Re=662$. En effet il obtenait un nombre de Strouhal élevé de l'ordre de $St=0.34$ du côté du sillage le plus fin et un nombre de Strouhal faible de l'ordre de $St=0.08$ du côté du sillage le plus épais.

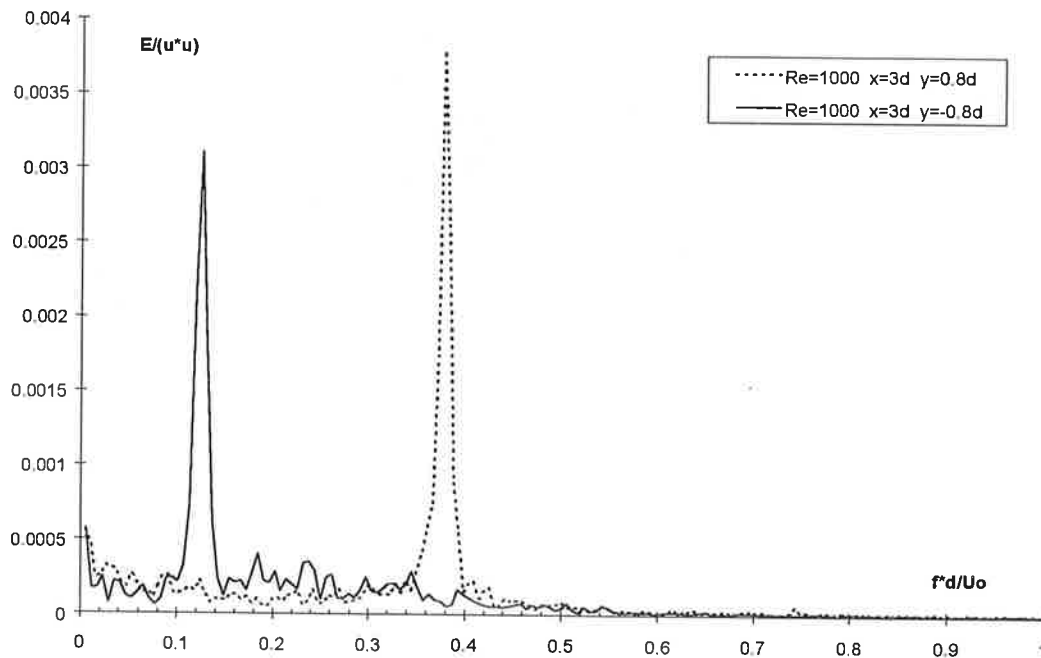


Figure 4.7: Distribution d'énergie de la fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ et $y=-0.8d$ à $Re=1000$

Cela correspond bien aux résultats de notre série de mesures comme on peut le constater sur la carte de nombre de Strouhal $St(x,y)$ reportée figure 4.8. En couvrant le domaine de sillage jusqu'à cinq diamètres en aval et trois diamètres de part et d'autre de l'axe des tubes, on constate en effet que les fréquences élevées ($St=0.39$) de lâcher de tourbillons sont rencontrées dans la zone de sillage fin alors que les plus faibles ($St=0.13$) sont rencontrées dans la zone de sillage épais. Au niveau du jet les deux fréquences se superposent ce qui laisse supposer un mélange des tourbillons issus des deux sillages. Cet amalgame de tourbillons expliquerait la disparition des fréquences les plus élevées en $x=5d$ au profit des plus faibles comme le montrent les visualisations de Williamson (1985) à des Reynolds plus faibles ($Re=50$ à $Re=200$). De plus, en cette station, le sillage fin disparaît totalement laissant le sillage épais se

développer seul en aval et advecter ses structures tourbillonnaires de plus basse fréquence. Un argument dimensionnel simple permet de relier les deux zones de sillage aux fréquences caractéristiques des tourbillons qui s'y développent. En effet il semble intéressant de relier la fréquence f d'advection de ces tourbillons au rapport Uc/Lc de la vitesse caractéristique du sillage $Uc=(U_{ext}+U_{min})/2$ et de sa largeur à demie vitesse Lc . Ainsi, le sillage épais étant caractérisé par une vitesse d'advection plus faible et une largeur plus importante que pour le sillage étroit, on n'est plus étonné d'y rencontrer alors des phénomènes de fréquence 2 à 3 fois plus faible.

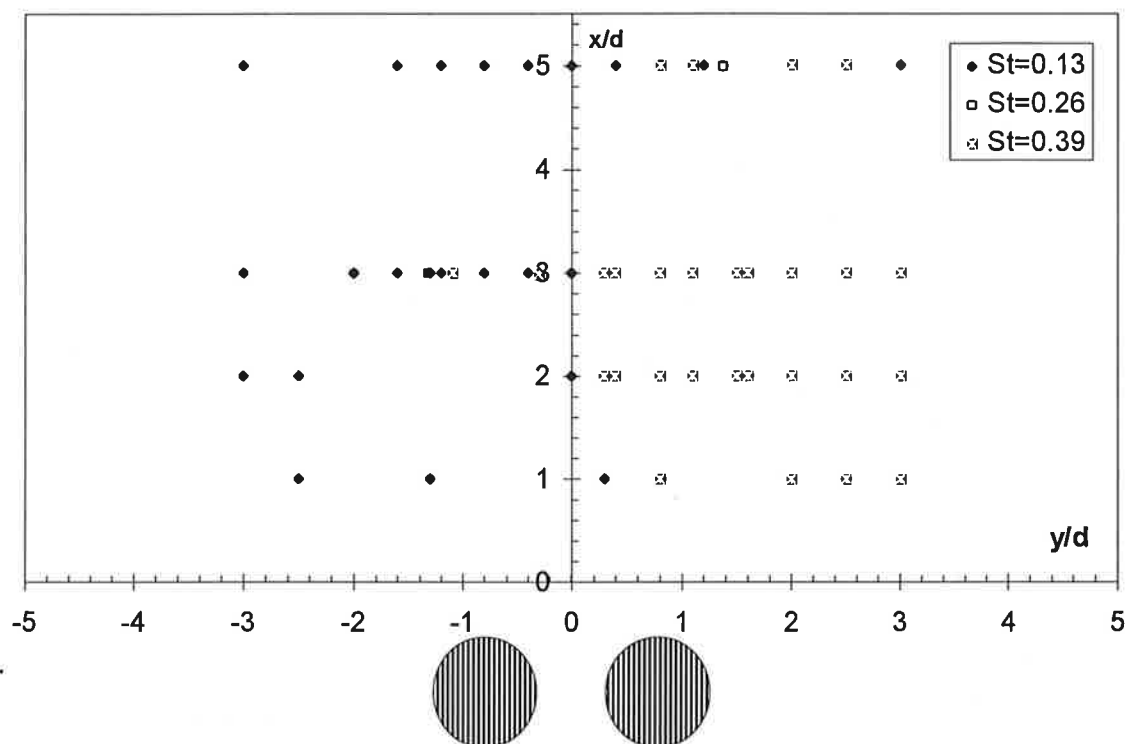


Figure 4.8: Carte spatiale des nombres de Strouhal caractéristiques du proche sillage à $Re=1000$.

4.2.3. Autocorrélation temporelle des vitesses.

Sur la figure 4.9 sont reportées les fonctions d'autocorrélation temporelle issues des signaux de vitesse instantanée caractéristiques des deux zones de sillage étudiées. On retrouve sur les deux courbes la trace du lâcher périodique des tourbillons. En effet le signal de vitesse contient une information de phase caractéristique de la période d'advection des structures et faiblement dépendant de l'état turbulent de l'écoulement. L'autocorrélation du signal reste forte au cours du temps du fait de l'unicité à grande échelle des structures produites dans le proche sillage. Même après une dizaine de passages de structures, l'information de phase reste visible malgré un amortissement de 90% de l'amplitude de la corrélation. Les deux courbes mettent en particulier en valeur la différence de fréquence caractéristique des deux sillages comme on l'a décrit plus haut, le sillage épais étant à relier à la période la plus longue (courbe du haut) et le sillage fin à la période la plus courte (courbe du bas), de l'ordre de trois fois plus courte que la première comme on l'a constaté par analyse spectrale.

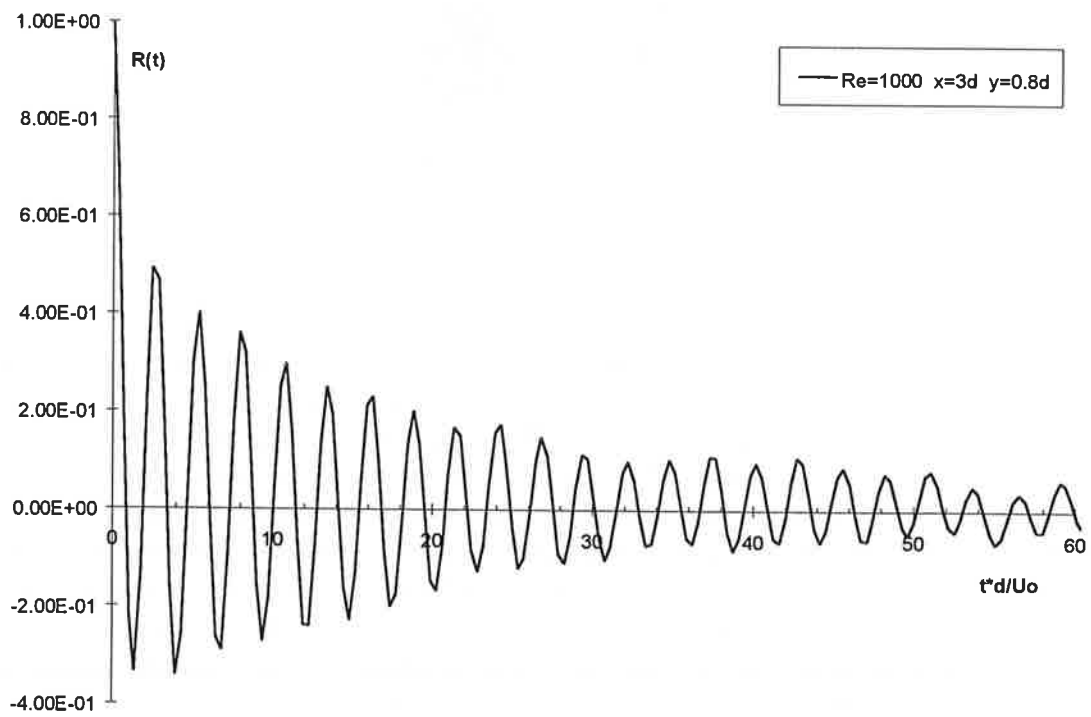
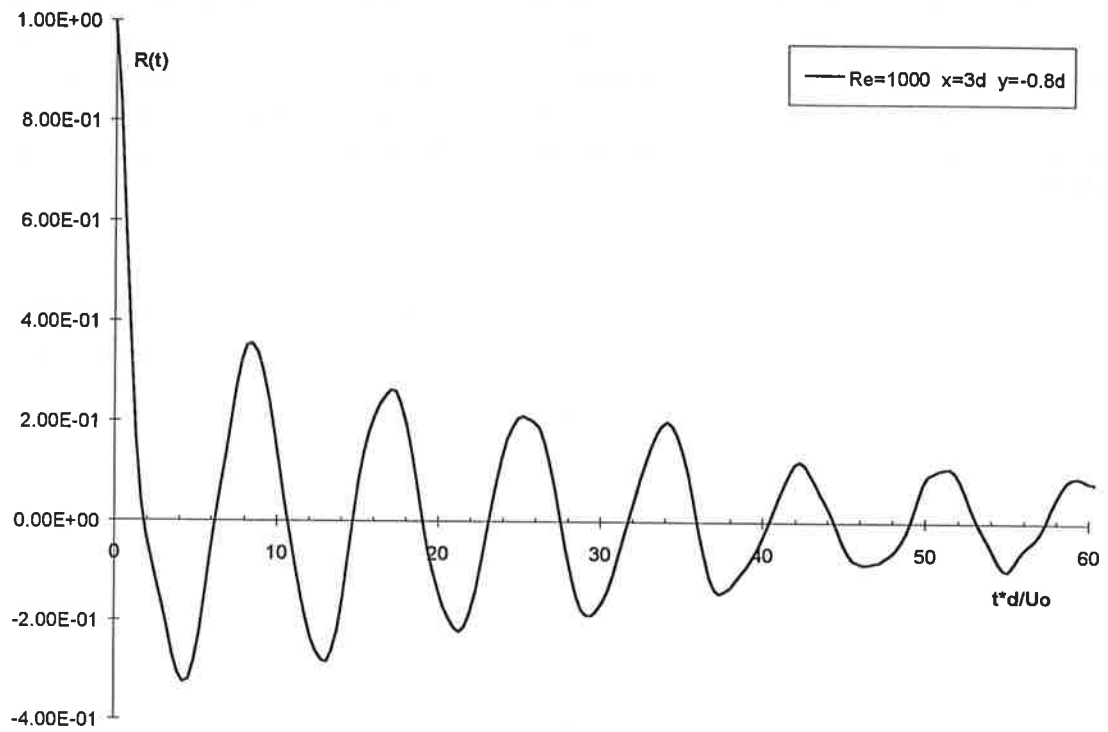


Figure 4.9: Fonction d'autocorrélation de la vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.-8d$ (en haut) et $y=0.8d$ (en bas) à $Re=1000$.

4.2.4. Caractéristiques des signaux instantanés.

L'analyse de signaux instantanés de vitesse (figure 4.10) sur une longue période d'acquisition du signal (de l'ordre de 600 périodes de lâcher de tourbillons) permet de s'assurer de la stabilité du jet dans sa position de biais. La forme quasi gaussienne de la pdf (figure 4.11) qui ne présente qu'un pic centré sur la valeur moyenne de vitesse confirme cette information. A ce régime de Reynolds le jet formé entre les tubes s'oriente du côté d'un des deux tubes et cette position constitue une situation stable de l'écoulement. En fait on considère cette configuration d'écoulement comme une configuration bistable car le jet peut s'orienter selon deux directions stables entre lesquelles il ne peut aller et venir qu'à condition de subir une perturbation importante du type d'une brutale variation de l'écoulement débitant amont.

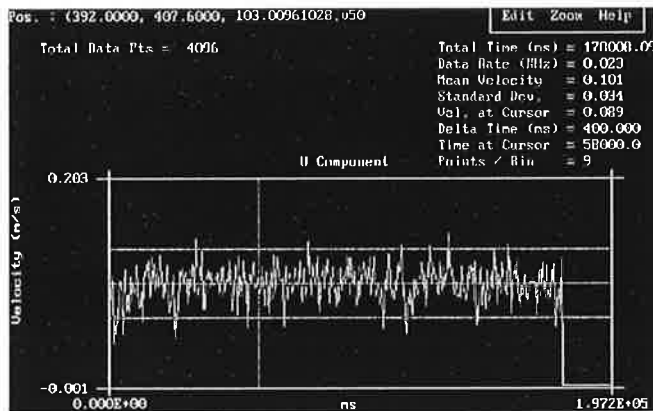


Figure 4.10: Echantillon de signal de la vitesse axiale instantanée sur une durée de 197s en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=1000$.

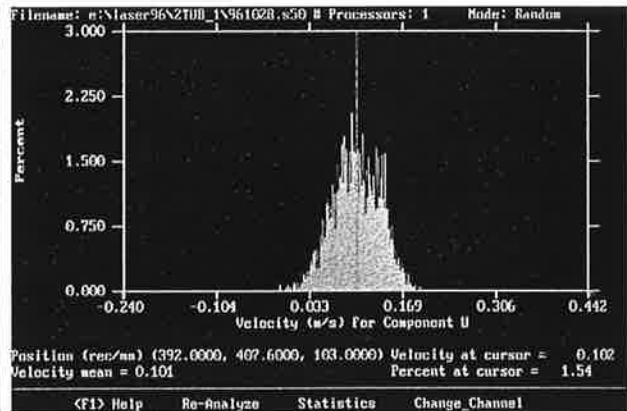


Figure 4.11: Fonction de densité de probabilité (pdf) d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=1000$.

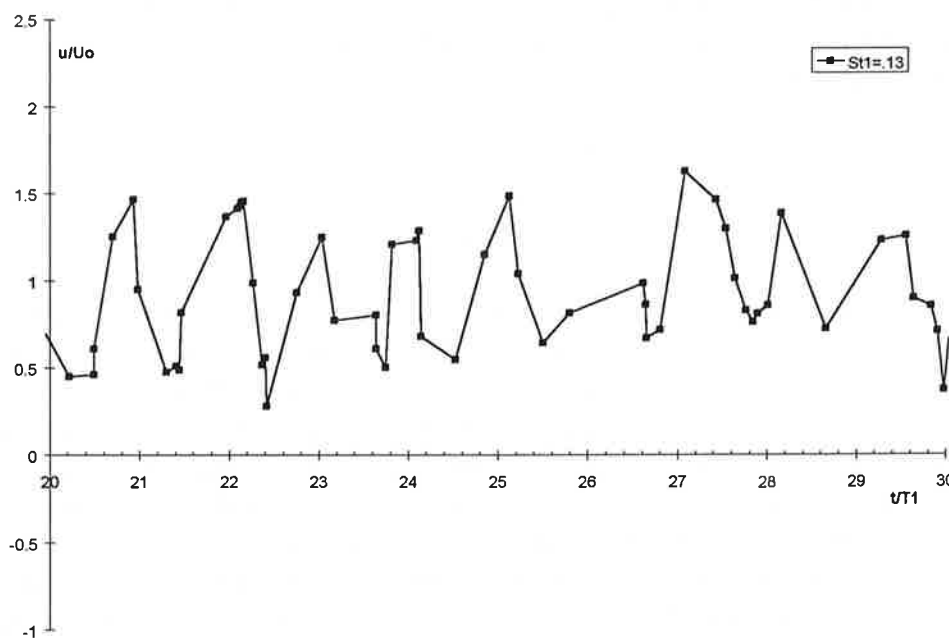


Figure 4.12a: Fraction d'échantillon de signal de la vitesse axiale instantanée sur une durée de quelques périodes de Strouhal en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=1000$.

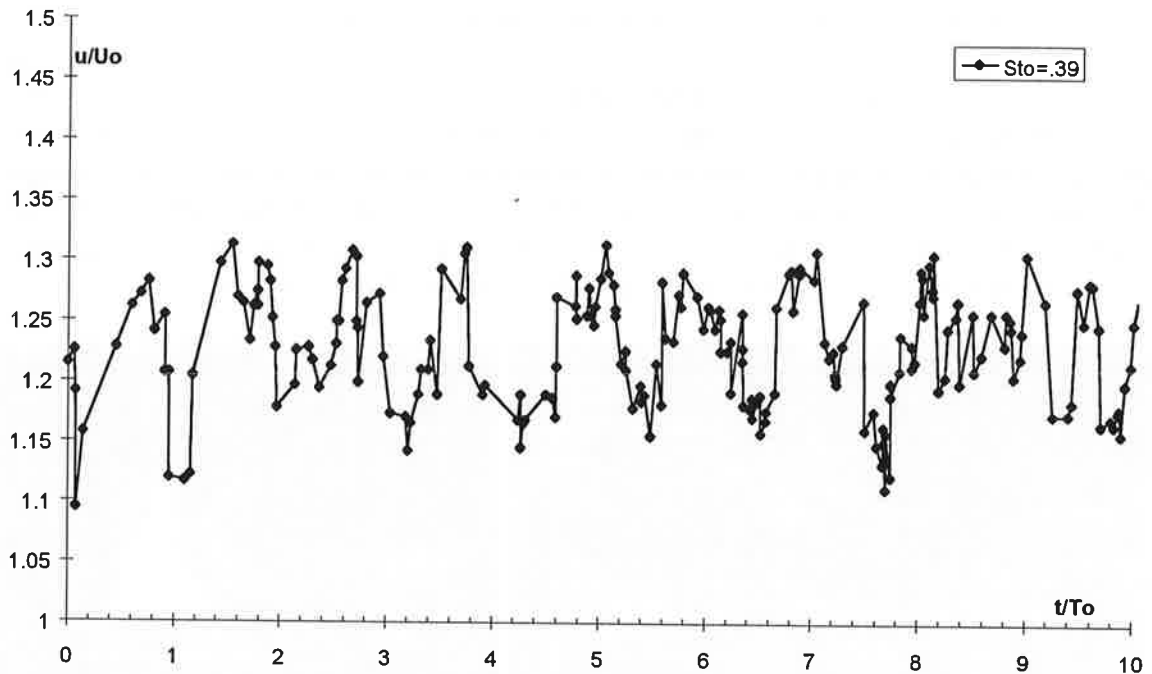


Figure 4.12b: Fraction d'échantillon de signal de la vitesse axiale instantanée sur une durée de quelques périodes de Strouhal en $x=3d$, $y=-2.5d$ à $Re=1000$.

La focalisation sur des échantillons de signaux provenant des deux sillages épais et fin en aval des tubes (figures 4.12a et 4.12b) confirme l'état turbulent des deux zones au-delà de $x=3d$. On reconnaît la périodicité du lâcher des tourbillons à laquelle se rajoutent les fluctuations de vitesse à plus petite échelle. Le tracé des spectres d'énergie en échelle log-log devrait, dès cette zone, faire apparaître le transfert d'énergie des échelles intégrales vers les plus petites échelles de l'écoulement (figure 4.37).

4.2.5. bilan: le bistable et sa stabilité à $Re=1000$.

L'analyse des différentes mesures de vitesse et de pression effectuées à $Re=1000$ permet de cerner la phénoménologie de l'écoulement inter-tubes en proche sillage à ce régime de Reynolds.

D'abord, le jet formé entre les deux tubes est défléchi du côté d'un des tubes et ne quitte plus cette position: l'axe des deux tubes n'est pas une direction stable pour le jet. En effet, pour les deux séries indépendantes de mesures effectuées à ce nombre de Reynolds, la direction de déflexion du jet s'est avérée différente. En ce sens on peut parler d'un comportement bistable du jet. Cette constatation confirme la qualité géométrique et hydraulique de la section d'essais qui n'est pas à mettre en cause dans le mécanisme de déclenchement de la déflexion.

De plus, le jet délimite, en aval des tubes, deux zones de sillages aux caractéristiques propres. D'un côté le jet confine un sillage fin dont les structures tourbillonnaires primaires sont relativement de haute fréquence ($St=0.39$). De l'autre côté, un sillage épais se développe pour occuper peu à peu toute la zone arrière des tubes; les tourbillons advectés dans cette zone sont relativement de basse fréquence ($St=0.13$). La disproportion spatiale des deux sillages se traduit donc par une disproportion des fréquences de lâcher de tourbillons par rapport à la configuration mono-cylindre dont le nombre de Strouhal se situe aux alentours de $St=0.2$.

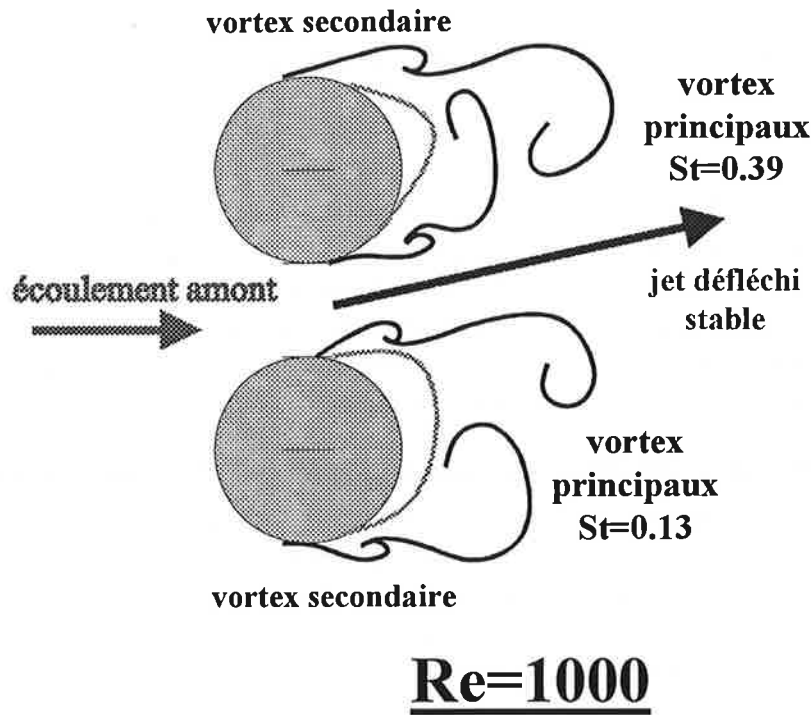


Figure 4.13: phénoménologie du proche sillage à $Re < Re_c = 2000$.

Enfin, la direction de déflexion du jet est très stable vis à vis des perturbations induites par le fluide, en particulier par rapport au phénomène de lâcher de tourbillons en aval des tubes. L'analyse fine des signaux met en relief ce point. On note en particulier sur les spectres d'énergie que les pics d'énergie sont uniques et très localisés dans l'espace des fréquences, excepté dans la zone du jet où des structures issues des deux sillages s'amalgament entre elles. De même les courbes d'autocorrélation des vitesses font ressortir un effet de mémoire important du sillage, même au bout d'une vingtaine de périodes du signal, signe que la configuration géométrique de l'écoulement n'a pas fondamentalement changé. Des perturbations extérieures sont cependant susceptibles de provoquer le changement de direction de déflexion du jet. C'est une des raisons pour lesquelles les mesures de pression autour des tubes n'ont pu être menées correctement. En effet la rotation du tube instrumenté de 10° en 10° a souvent perturbé suffisamment l'écoulement au voisinage du tube pour déstabiliser le jet et le faire battre d'un tube à l'autre.

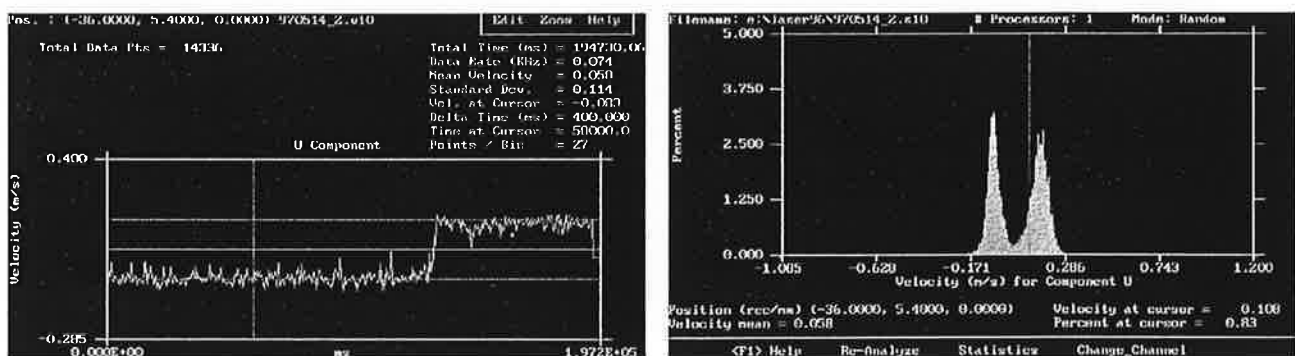


Figure 4.14: échantillon de vitesse instantanée (à gauche) et pdf du signal (à droite) en $x=3d$, $y=-0.6d$ à $Re=1700$.

Le régime de Reynolds de $Re=1000$ peut également être présenté comme un régime critique car des mesures effectuées à un régime juste un peu plus élevé ($Re=1700$) ont laissé apparaître des changements, très peu fréquents mais notables, de la direction de déflexion du jet. C'est ce que l'on peut constater sur l'échantillon instantané et la pdf du signal de vitesse figure 4.14. On y voit en particulier la trace du bistable sur la pdf dont les deux bosses caractérisent les deux niveaux de vitesse de l'écoulement au point de mesure. Il est très probable que cette apparition du phénomène de battement aléatoire du jet soit lié au comportement de l'écoulement décollé autour des tubes. En effet, pour un cylindre seul, la couche décollée cisailée commence à se déstabiliser et donner naissance à des tourbillons de Kelvin-Helmholtz aux alentours de $Re=2000$. On peut donc envisager qu'il y ait une influence notable du développement de ces tourbillons sur la déstabilisation de la direction du jet.

4.3. Effet du nombre de Reynolds sur la formation du double sillage.

Lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement croît, le comportement du fluide en aval des deux cylindres devient plus compliqué à analyser. En effet, sur le phénomène de déflexion du jet vient se greffer un effet potentiel de battement du jet entre ses deux positions d'équilibre possibles. Les instabilités générées dans l'écoulement deviennent donc suffisamment fortes pour déstabiliser le jet et lui permettre de se caler du coté opposé avec une fréquence aléatoire.

4.3.1. La trace du bistable sur le champ instantané de vitesse.

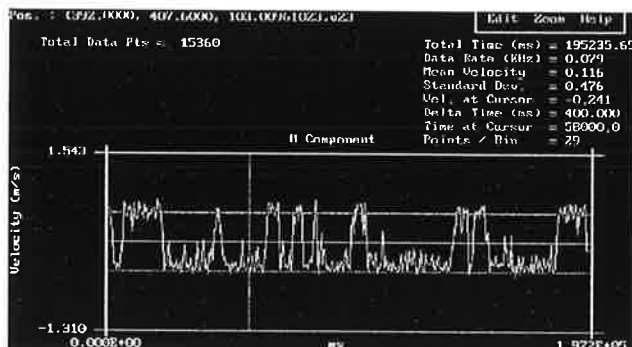


Figure 4.15a: échantillon de vitesse instantanée en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=14300$.

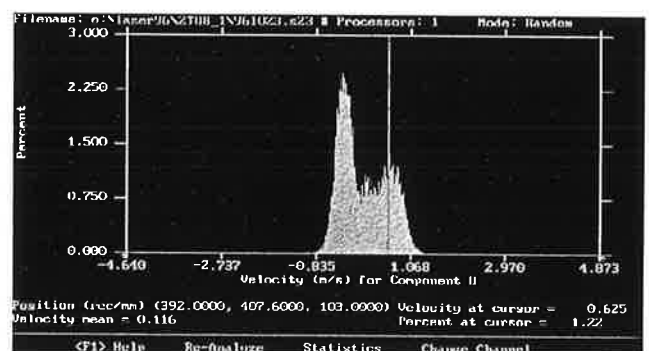


Figure 4.15b: pdf d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=14300$.

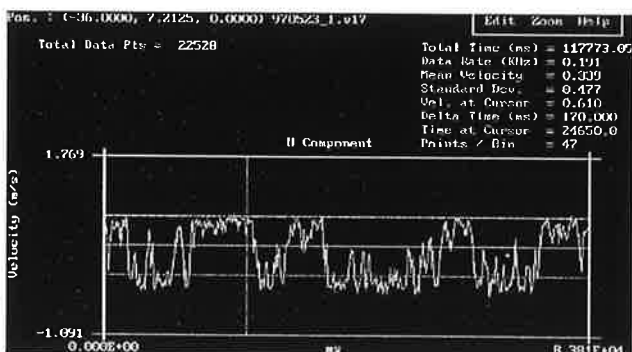


Figure 4.16a: échantillon de vitesse instantanée en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=12000$

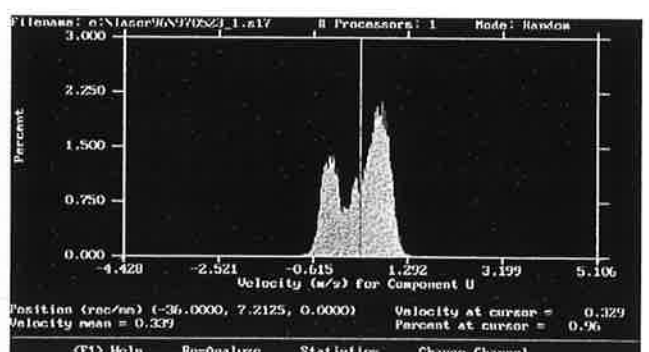


Figure 4.16b: pdf d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=12000$

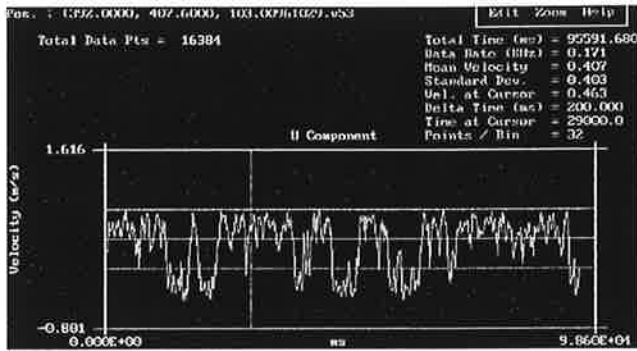


Figure 4.17a: échantillon de vitesse instantanée en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=10000$.

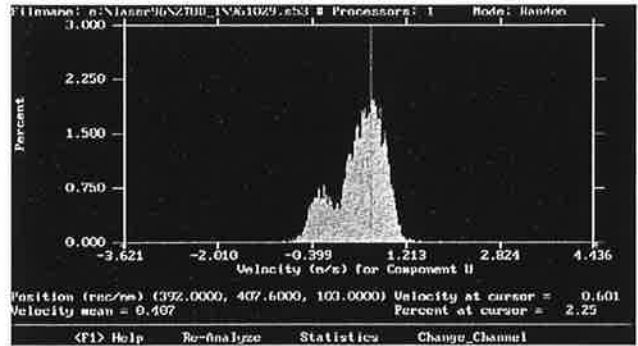


Figure 4.17b: pdf d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=10000$.

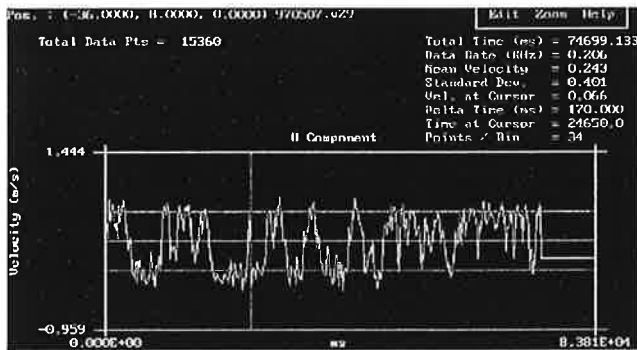


Figure 4.18a: échantillon de vitesse instantanée en $x=3d$, $y=0.9d$ à $Re=8000$.

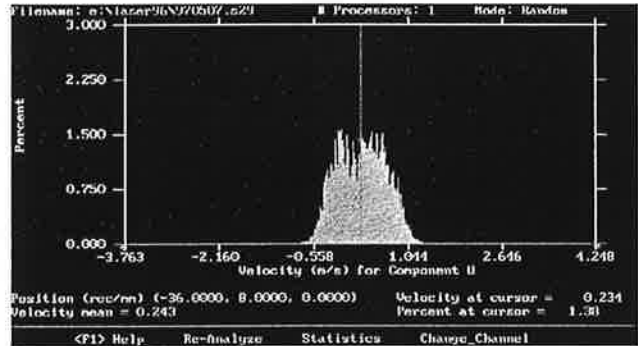


Figure 4.18b: pdf d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.9d$ à $Re=8000$.

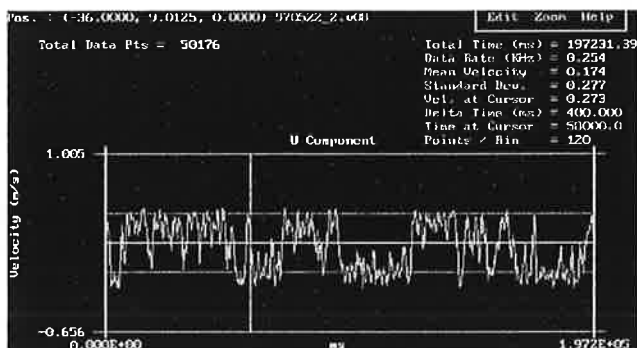


Figure 4.19a: échantillon de vitesse instantanée en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=5100$.

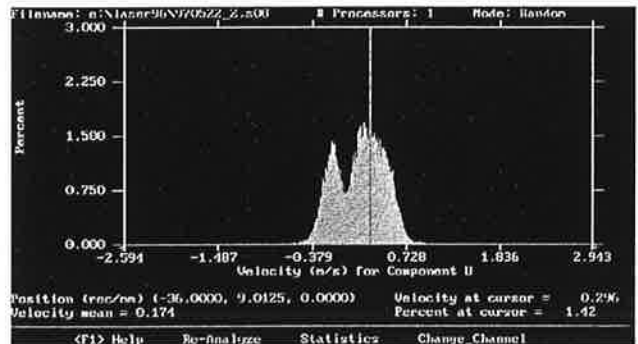


Figure 4.19b: pdf d'un échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=0.8d$ à $Re=5100$.

Sur les figures 4.15 à 4.19 on a reporté un échantillon de vitesse et sa pdf correspondante pour des régimes de Reynolds décroissant de $Re=14300$ à $Re=5100$. Sur tous les signaux instantanés de vitesse on constate un va-et-vient incessant et irrégulier du signal entre deux niveaux moyens de vitesse. On retrouve ces deux valeurs de vitesse préférentielles sur la pdf qui présente une double bosse. Les deux valeurs caractérisent chacune une des situations décrites au chapitre précédent: sillage épais fortement creusé ou sillage fin faiblement déficitaire séparé par un jet inter-tubes dévié. Pour le cas $Re=14300$, il est clair que l'écoulement hésite entre une vitesse $\langle u \rangle = 62 \text{ cm.s}^{-1}$ ($\langle u \rangle / U_0 = 93\%$) et $\langle u \rangle = -31 \text{ cm.s}^{-1}$

($\langle u \rangle / U_0 = -47\%$). Lorsque le nombre de Reynolds diminue, ces deux valeurs plateaux deviennent beaucoup moins visibles. A $Re=8000$ par exemple, bien qu'hésitant toujours entre deux valeurs extrêmes, le signal de vitesse atteint également des valeurs intermédiaires. Les pdf correspondantes sont d'ailleurs beaucoup moins marquées par le phénomène de double bosse que celles à haut Reynolds. La longueur des échantillons retenus, de l'ordre de 1000 périodes de Strouhal environ, met en valeur la caractéristique aléatoire du phénomène de battement dont le déclenchement a lieu toutes les 20 à 200 périodes à $Re=14300$ et $Re=12000$ (cf Ohia et al: 1989). Pour les Reynolds moindres, sans être plus régulier, le battement du jet a lieu plus souvent, passant de plus par des positions intermédiaires de stabilité. Cela confirme la forme plus douce des pdf.

4.3.2. Analyse des fréquences caractéristiques de l'écoulement.

L'application de procédures de transformée de Fourier aux échantillons de signaux permet de caractériser les fréquences des structures tourbillonnaires produites et convectées dans le proche sillage des tubes. Pour les nombres de Reynolds $12000 < Re < 14300$ on retrouve sur le même spectre deux pics d'énergie à des fréquences proches de celles obtenues à $Re=1000$. En particulier pour $Re=14300$ (figure 4.20) l'analyse d'un seul signal au point $x=3d$, $y=-0.6d$, fait ressortir un pic d'énergie aux alentours de 7.2Hz ($St_0=0.13$) et un autre d'amplitude équivalente aux alentours de 19.3Hz ($St_1=0.33$). Dans une configuration proche de la notre ($g^*=0.65$ et $Re=15800$) Kiya et al (1980) ont également mesuré deux fréquences caractéristiques aux alentours de $St=0.13$ et $St=0.28$. Ils ont relié l'existence de ces deux fréquences au phénomène de déflexion du jet, le plus faible des Strouhal caractérisant le sillage fin et le plus fort des Strouhal caractérisant le sillage épais. En effet on imagine aisément que l'application de la transformée de Fourier à l'une puis l'autre des parties du signal figure 4.14a donnerait accès séparément à chacun des deux pics de fréquence rencontré. S'appuyant sur les constatations du chapitre précédent, on en déduit que lorsque le jet se défléchit du côté du point de mesure, il alimente la zone étudiée en sillage faiblement déficitaire de fréquence caractéristique autour de $St=0.33$; à l'inverse, lorsque le jet s'éloigne de la zone de mesure, il laisse s'y développer un large sillage de fréquence caractéristique plus faible aux alentours de $St=0.13$.

Le phénomène de "flapping" entre ces deux positions d'équilibre du jet entraîne des difficultés de traitement du signal. Les échantillons étudiés oscillent entre deux niveaux de vitesse. L'application de transformée de Fourier au signal fluctuant ne permet pas d'éliminer la composante continue dans son ensemble puisqu'elle varie au cours du temps. On récupère ainsi à basse fréquence une énergie importante qui n'existerait pas si l'on avait séparé au préalable les deux parties "hautes" et "basses" de l'échantillon de signal. Cependant, si les pdf des signaux à haut Reynolds sont suffisamment tranchées pour qu'on puisse y séparer les contributions de chacun des deux sillages fin et épais, il n'en va pas de même pour les signaux à plus bas Reynolds. A $Re=10000$ en effet, le spectre d'énergie mesuré au point $x=3d$, $y=2d$ (figure 4.21) présente un pic d'énergie aux alentours de $St=0.13$ avec un large piédestal s'étalant de $St=0.13$ à $St=0.18$. Parallèlement, l'amplitude du battement du jet sur les échantillons de signaux paraît plus faible et moins tranchée qu'à $12000 < Re < 14300$. Cela expliquerait l'existence d'une large bande de fréquence centrée sur une seule valeur: le jet ne se stabilise pas vraiment du côté d'un des tubes; il bat continuellement de part et d'autre se fixant parfois en des zones intermédiaires. Dans ces conditions il est difficile de séparer les contributions de chacune des situations.

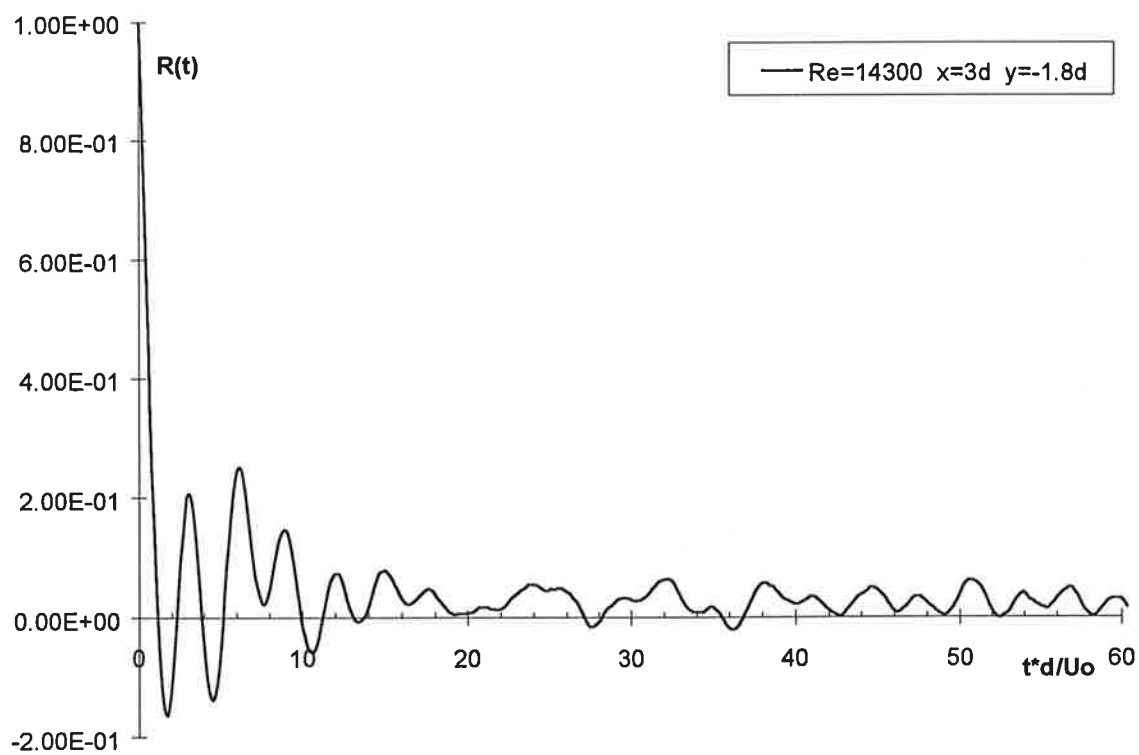
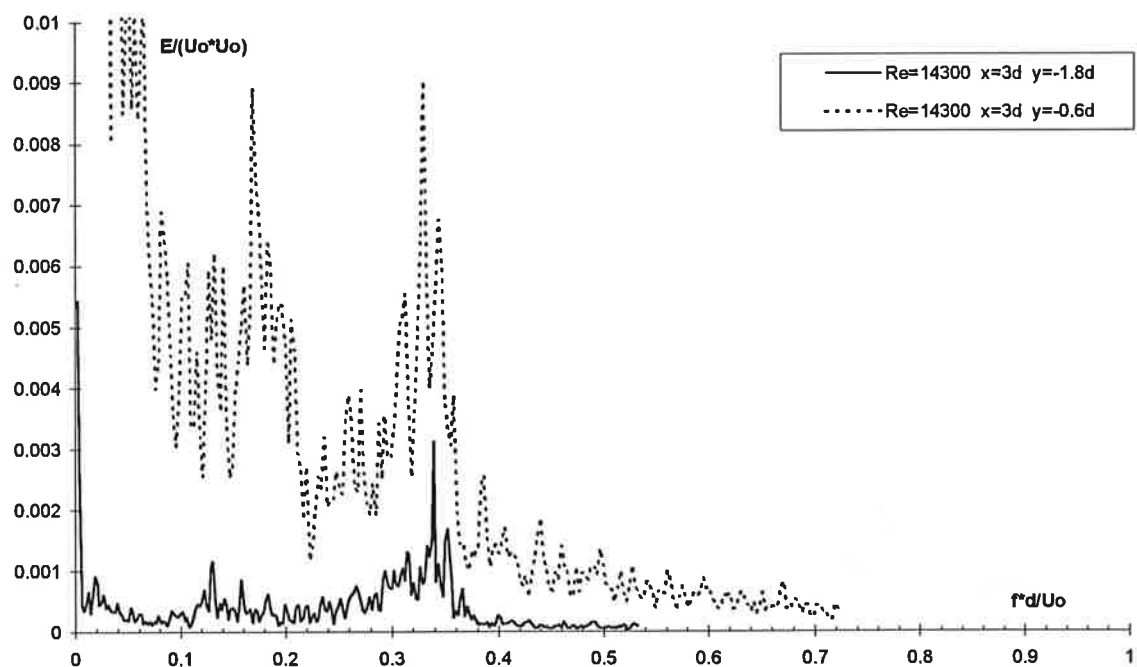


Figure 4.20: Distribution d'énergie (en haut) et autocorrélation (en bas) de la fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, $y=-0.6d$ et $y=-1.8d$, à $Re=14300$.

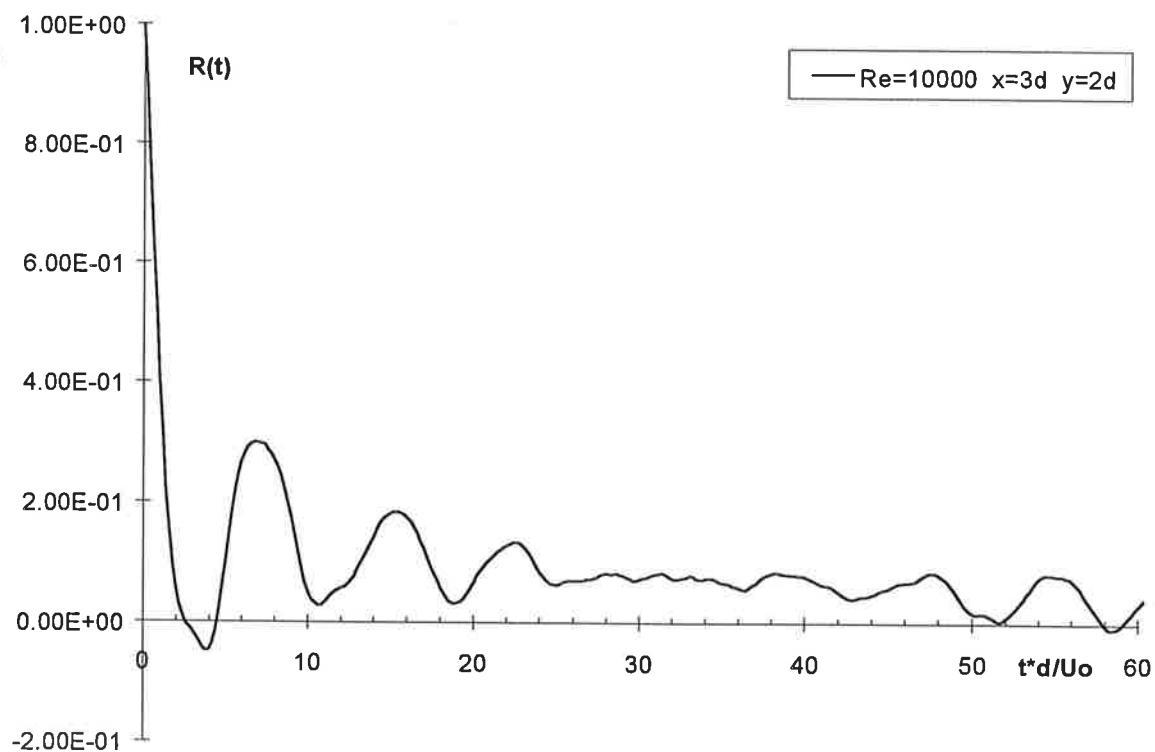
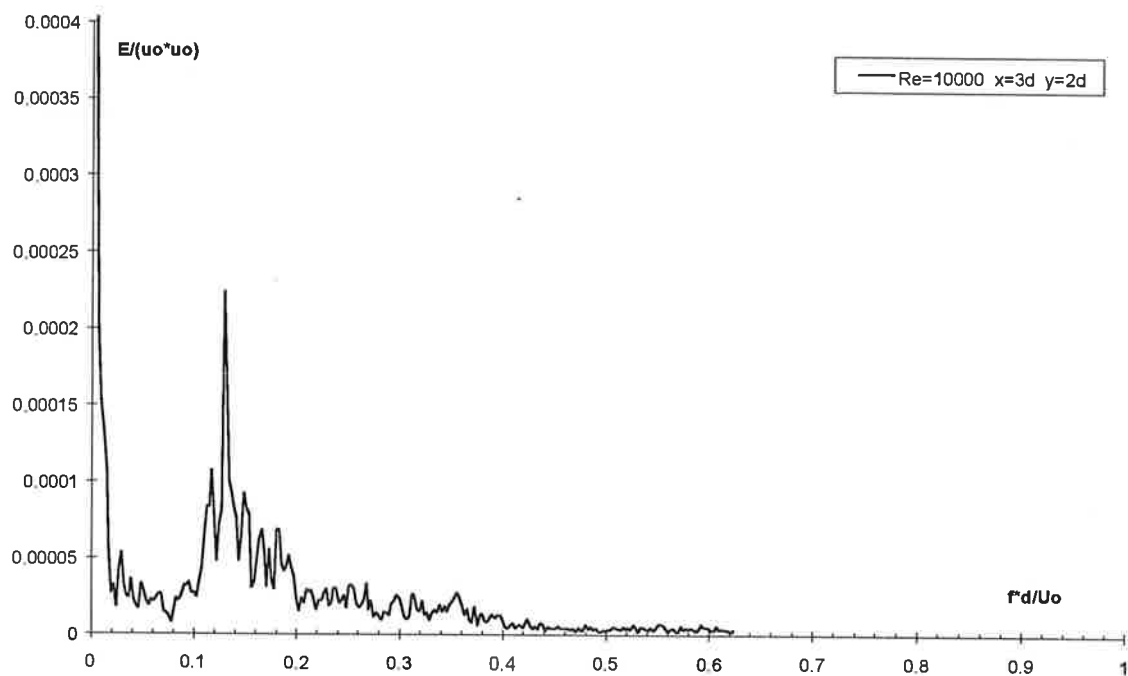


Figure 4.21: Distribution d'énergie (en haut) et autocorrélation (en bas) de la fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, $y=2d$, à $Re=10000$.

Les courbes d'autocorrélation gardent la trace de ces interactions entre le battement du jet et le signal de vitesse résultant en un point de mesure. Pour le cas $Re=14300$, on constate que le signal reste en phase pendant 6 à 7 périodes de la plus haute des fréquences, puis la corrélation du signal s'effondre ce qui pourrait correspondre au changement de cote du jet, et la période de phase du signal triple à l'image de la plus basse des fréquences mesurée dans l'écoulement. Par la suite la période de phase initiale réapparaît faiblement corrélée. Pour le cas $Re=10000$, on retrouve le Strouhal de $St=0.13$ caractéristique de cette configuration d'écoulement. Au bout de quelques périodes le niveau de corrélation s'effondre également de part le battement du jet, mais le changement de fréquence est moins prononcé comme décrit précédemment. Comparées aux courbes à $Re=1000$, il ressort essentiellement des mesures à plus haut Reynolds l'effondrement rapide de l'autocorrélation du signal, vraisemblablement lié au phénomène de déflexion quasi continue du jet. On peut ainsi envisager que ce comportement de l'écoulement agit favorablement sur la mise en commun de structures cohérentes de taille différente et favorise donc le transfert d'énergie vers des échelles plus petites encore. Il sera intéressant par la suite de voir si le développement de la turbulence est accéléré par le biais de ce mélange "naturel" de structures de dimension spatiale et temporelle légèrement différentes.

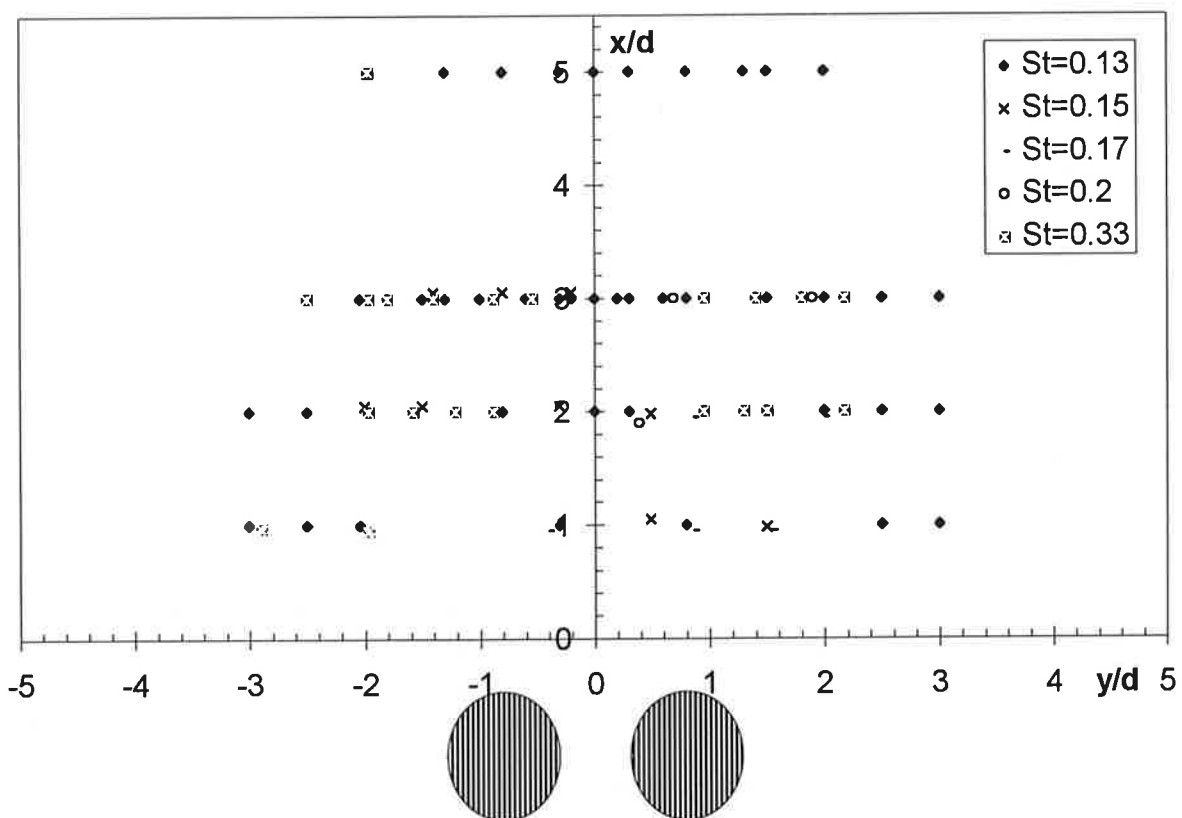


Figure 4.22: Carte spatiale des nombres de Strouhal caractéristiques du proche sillage à $Re=14300$.

La carte des Strouhal (figure 4.22) donne une vue globale du proche sillage. A $Re=14300$, on retrouve de part et d'autre de l'axe médian des deux tubes, en chaque point de mesure, les deux pics d'énergie localisés aux fréquences $St=0.13$ et $St=0.33$. Cette zone commune aux deux

fréquences s'étend à $3d$ de part et d'autre de l'axe médian et jusqu'à $5d$ en aval des tubes. Cela confirme que toute cette zone est marquée par le va-et-vient aléatoire du jet d'un tube à l'autre provoquant sans cesse la transformation d'un sillage fin en un sillage épais et vice versa.

Sur la figure 4.23 On a reporté l'évolution des nombres de Strouhal rencontrés dans l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds étudié. Deux régimes apparaissent à bas et haut Reynolds, séparés par une zone intermédiaire importante pour laquelle il est difficile de cerner clairement le comportement comme on l'a dit précédemment. Aux alentours de $Re=1000$ et $Re=1700$, on extrait deux Strouhals $St_0=0.12$ et $St_1=0.37$ en des zones distinctes, la plus haute des fréquences se rencontrant du côté où se défléchit le jet. Au delà de $Re=12000$ et à $Re=14300$, on retrouve une distribution de fréquences équivalente avec toutefois une haute fréquence légèrement plus basse qu'à bas Reynolds: $St_0=0.13$ et $St_1=0.33$. Dans ce cas, le jet est défléchi à des intervalles de temps aléatoires de part et d'autre des tubes, alimentant également les deux sillages de façon équivalente. Entre ces deux régimes ($Re=5100$, $Re=8100$, $Re=10000$), la plus haute des fréquences disparaît, ce qui semble aller de pair avec la diminution importante de l'amplitude de la déflexion du jet. Le jet adopte un mouvement de va-et-vient incessant mais aléatoire ne favorisant plus aucune position de stabilité entre les deux points extrêmes de son mouvement. On obtient alors une bande de fréquence s'étendant de $St=0.13$ à $St=0.18$.

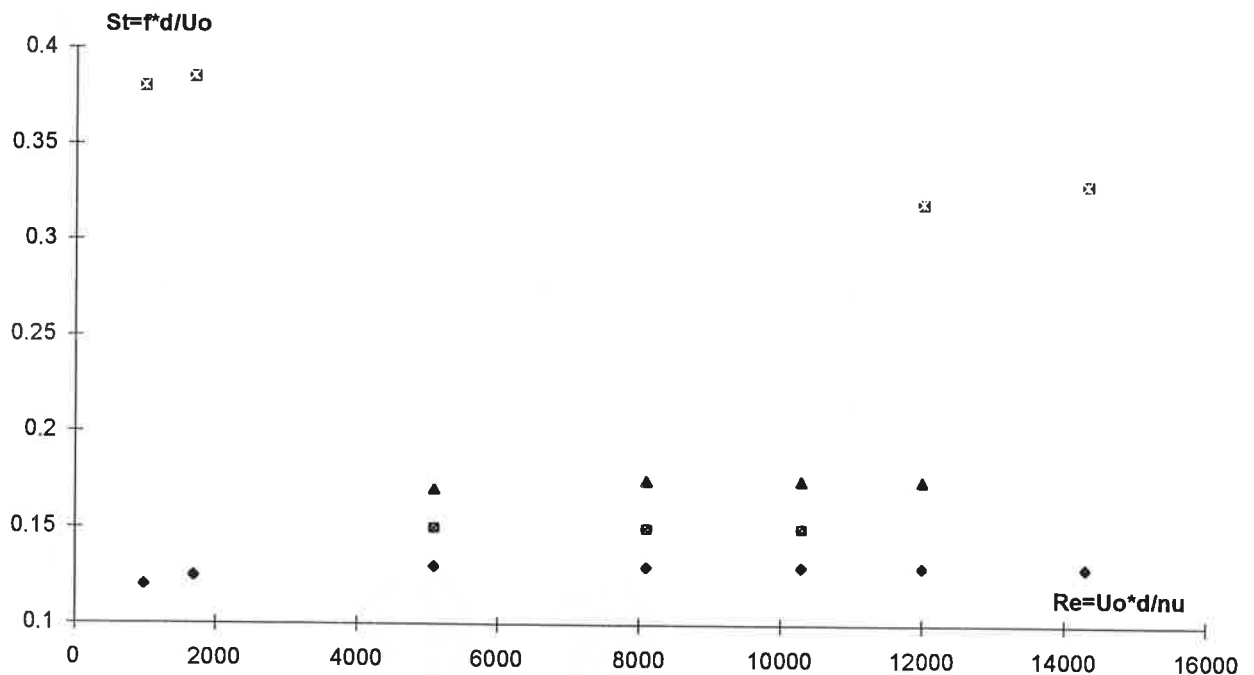


Figure 4.23: Evolution du nombre de Strouhal déterminé dans le proche sillage en fonction du nombre de Reynolds.

4.3.3. Profils radiaux des vitesses et des moments de vitesses jusqu'à l'ordre 4.

Sur la figure 4.24, on a reporté le profil transverse de vitesse moyenne axiale mesuré en $x=3d$, pour tous les régimes de Reynolds étudiés. Seul le cas présenté au chapitre précédent ($Re=1000$) fait apparaître une dissymétrie significative du profil entre les deux tubes. On retrouve ici le problème pressenti ci-dessus concernant l'application de moyennes statistiques à un signal bistable. En effet pour tous les cas de Reynolds $5100 < Re < 14300$ la vitesse instantanée mesurée dans le proche sillage oscille entre deux niveaux moyens. Les statistiques sont effectuées sur des échantillons de signaux suffisamment longs pour que la moyenne résultante intègre la dissymétrie locale des profils de vitesse.

Le cas $Re=1700$ est particulier: Le jet est relativement stable, si bien que sa déflexion ne se produit qu'occasionnellement pendant la période d'échantillonnage du signal et pas pour tous les points de mesure. On obtient ainsi un profil complètement disloqué qui intègre l'ensemble des niveaux moyens que peut atteindre le signal à l'endroit où il est mesuré. Pour les cas $5100 < Re < 10000$ on obtient, en aval de chacun des tubes, deux zones de sillage de même dimension séparées par une légère survitesse alimentée par le jet inter-tubes. Pour les Reynolds les plus élevés on note une légère asymétrie des deux sillages que l'on peut relier d'une part à l'amplitude importante du battement de l'écoulement, et d'autre part à sa forte irrégularité. Des échantillons "infinis" devraient fournir un profil plus symétrique étant donné le caractère aléatoire de la déflexion du jet.

La superposition des fréquences énergétiques des signaux mesurés sur ces profils de vitesse moyenne permet de bien cerner le comportement de l'écoulement à chaque régime de Reynolds et de s'assurer de la qualité de l'information apportée par les moyennes statistiques effectuées. La présence sur le même échantillon de vitesse d'information de caractéristique fréquentielle différente (en particulier pour les cas de Reynolds élevés) influe sur l'amplitude des profils moyens. A $Re=1000$, le jet est défléchi de façon stable du côté du sillage étroit qui convecte des structures tourbillonnaires de haute fréquence. De l'autre côté, il laisse la place à un sillage épais dont les structures tourbillonnaires sont de basse fréquence.

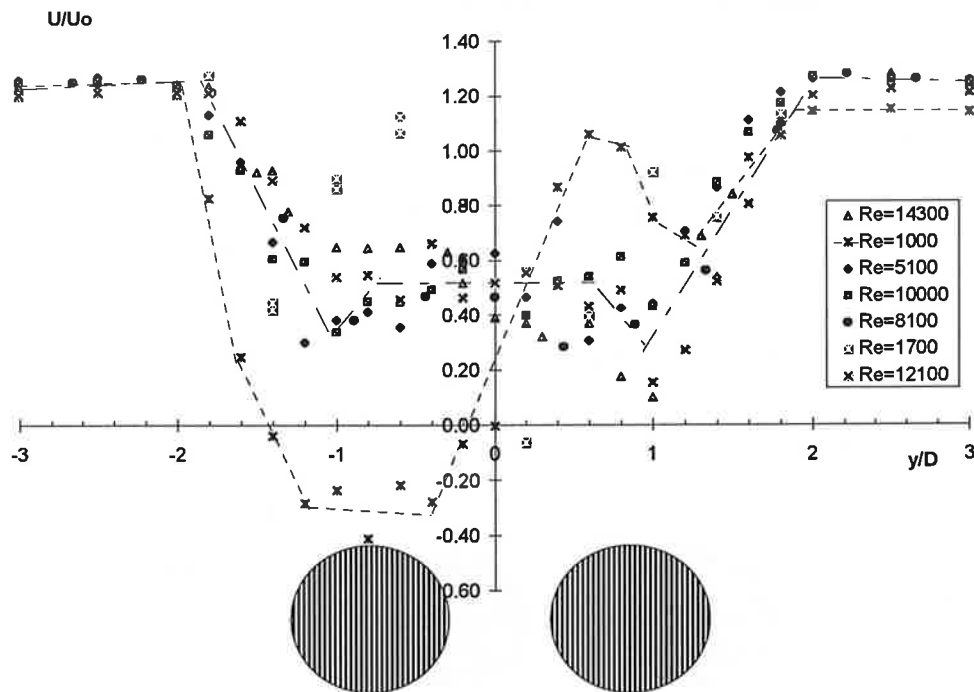


Figure 4.24: Profils transverse de vitesse moyenne axiale en $x=3d$, à $1000 < Re < 14300$.

Pour des Reynolds $5100 < Re < 10000$ la configuration du double sillage tend à devenir symétrique: les extréma de fréquences se rapprochent entre $St=0.13$ et $St=0.18$. Parallèlement le jet se met à battre de part et d'autres des tubes avec une amplitude relativement faible.

Pour les cas de Reynolds $Re=12100$ et $Re=14300$ l'amplitude du battement du jet s'amplifie et son déclenchement devient plus aléatoire. L'écoulement devient bistable; les échantillons de vitesse mélangent des informations propres aux deux configurations de sillage rencontrées au plus bas nombre de Reynolds étudié, en particulier les pics équivalents d'énergie aux fréquences de $St=0.13$ et $St=0.33$. Ceci est le signe de la rencontre et du mélange de structures cohérentes d'échelles et de fréquences différentes au sein du même sillage.

L'effet de bistable, s'il était ignoré pourrait fausser l'analyse des résultats. Comme on l'a déjà constaté au niveau des basses fréquences du signal sur les spectres d'énergie figures 4.20 et 4.21, la détermination des fluctuations de vitesse axiale (figure 4.25) pour $Re > 5100$ intègre une partie importante d'énergie provenant du décalage des niveaux moyens extrêmes atteints par le signal du fait du battement par rapport à la moyenne globale servant de référence à l'élaboration du signal fluctuant. La détermination de moyennes conditionnelles (par rapport à $\langle u \rangle_{min}$ ou $\langle u \rangle_{max}$ selon l'instant) devrait ramener le niveau du taux de turbulence qui atteint 70% à son maximum à des valeurs plus proches des 40% maximum atteintes à $Re=1000$. D'ailleurs, u'/U_0 n'atteint pas un maximum dans les zones de gradient spatial de vitesse intense comme pour le cas à $Re=1000$ et plus généralement pour les cas d'écoulements cisailés turbulents. C'est plutôt dans les zones sensibles au battement du jet, localisées à l'arrière de chacun des tubes, que u'/U_0 est maximum, du fait de la variation temporelle de la vitesse déficitaire moyenne. Ce sont en fait des zones de fort gradient de vitesse temporel. De plus, l'écart entre les courbes à $Re=1000$ et $Re > 5100$ ne se fait sentir que dans la zone de chacun des sillages et diminue sur l'axe médian des deux tubes où le gradient spatial de vitesse reprend le pas sur son gradient temporel. Plus en aval, lorsque le phénomène de battement disparaît, le taux de turbulence se stabilise à 40% pour tous les cas.

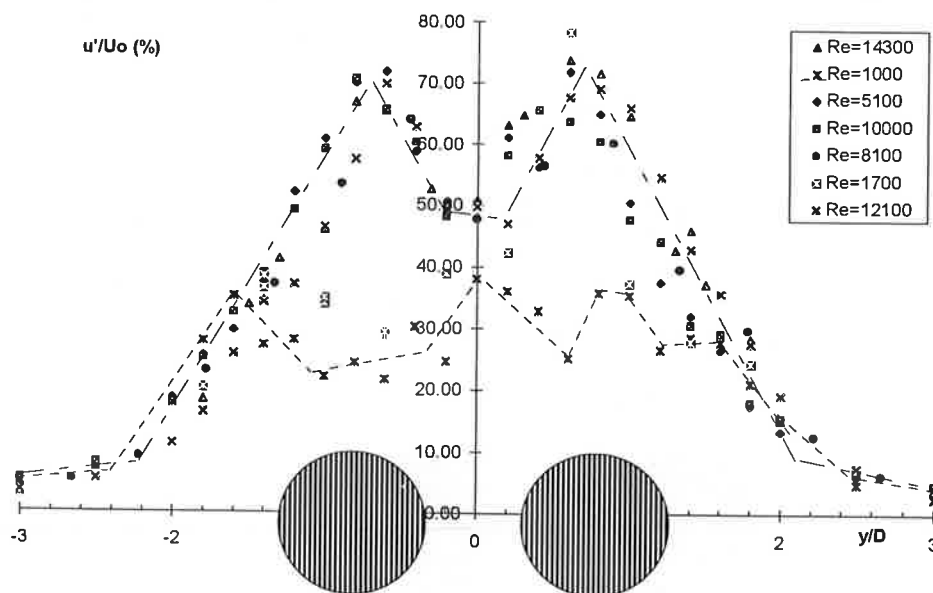


Figure 4.25: Profils transverses de fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, à $1000 < Re < 14300$.

Sur la figure 4.26 on a reporté les profils de Skewness de u' mesurés dans le proche sillage des tubes en $x=3d$. Au premier abord on est frappé par la dispersion importante des profils à différents nombres de Reynolds voire des points d'un même profil entre eux. Là encore, la méthode d'application des statistiques au signal instantané est responsable du flou obtenu sur les résultats. En effet le coefficient de dissymétrie intègre ici deux informations simultanées: une information à grande échelle qui permet de définir lequel des deux niveaux de stabilité du jet a été prépondérant pendant le temps d'échantillonnage du signal; et une information à beaucoup plus petite échelle qui caractérise le signal fluctuant par rapport à sa moyenne locale (quand on peut la définir). L'accès à la seconde information n'est possible que si la contribution du battement est nulle sur le temps total d'intégration. Pour cela, il faudrait intégrer les signaux sur des temps suffisamment longs afin d'être certain que les statistiques sont indépendantes du battement, mais le caractère aléatoire de ce phénomène rend la procédure quasiment impossible. Il n'est pas non plus envisageable d'effectuer des statistiques conditionnelles selon le niveau moyen local comme décrit ci-dessus, car on serait amené à tronquer les pdf dans leur zone médiane (les deux pdf étant confondues: pdf à double bosse), ce qui entraînerait une perte d'information sur une des bordures de chaque pdf, modifiant ainsi directement la valeur du Skewness.

A titre d'exemple, on peut comparer les valeurs obtenues à $5100 < Re < 14300$ aux alentours de $y=0.8d$ avec les pdf correspondantes (figures 4.15b à 4.19b). A $Re=14300$ la pdf est fortement alimentée par les faibles vitesses: cela se traduit par un Skewness positif: $Su=0.2$. A $Re=5100$ et $Re=12100$ ce sont les vitesses élevées qui sont prépondérantes: $Su < 0$. A $Re=8100$ le bon équilibre des contributions de vitesse sur la pdf s'accompagne d'un skewness quasiment nul. Enfin, à $Re=5100$ ($y=1d$), bien que les deux bosses de la pdf aient un niveau équivalent en amplitude, la dispersion plus importante des vitesses élevées permet d'atteindre $Su=-0.2$.

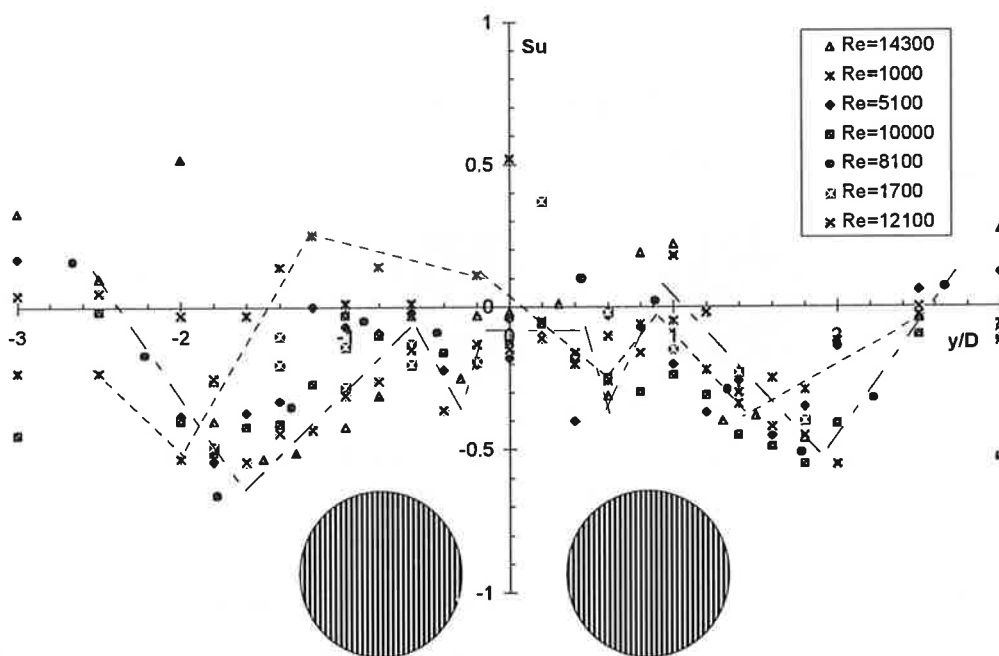


Figure 4.26: Profils transverses du coefficient de dissymétrie (skewness Su) de la vitesse axiale en $x=3d$, à $1000 < Re < 14300$.

Dans ces conditions il devient difficile de comparer les résultats des cas d'écoulement avec et sans battement. On parvient cependant à donner une tendance des profils propre à tous les cas de $Re > 5100$ (traits mixtes sur la figure 4.26) et proche de celle à $Re = 1000$ (traits pointillés sur la figure 4.26). Cette tendance commune suppose un bon équilibre de chaque phase de battement du jet. Les zones de gradient spatial et de gradient temporel sont caractérisées par un Skewness assez fortement négatif ($-0.6 < Su < -0.4$) signe de l'existence de bouffées de vitesse faible provenant des sillages. Dans les zones d'axe des sillages et du jet, l'écoulement beaucoup plus régulier favorise un skewness quasiment nul.

On retrouve des caractéristiques équivalentes au niveau du coefficient d'aplatissement de u' figure 4.27. On constate encore une dispersion importante des points de mesures entre eux pour les cas où le jet bat d'un tube à l'autre. De l'étude des points de mesures effectuées aux alentours de $y = 0.8d$, on obtient un Flatness $Fu = 1.5$ à $Re = 5100$ et $Re = 10000$ ce qui traduit l'effilement des pdf. A $Re = 8100$, $Re = 12100$ et $Re = 14300$, la présence des doubles bosses sur les pdf contribue à rendre le Flatness proche de $Fu = 3$. Comme pour le Skewness, il est malgré tout possible d'extraire une tendance des profils de Fu à $Re > 5100$ (traits mixtes sur la figure 4.27). A la frontière du double sillage, une zone d'intermittence semble s'établir rendant le Flatness élevé: $Fu_{max} = 7$. En aval des deux tubes, au contraire, le Flatness est relativement faible ($Fu_{min} = 1.5$) signe de pdf très effilées malgré le phénomène de va-et-vient du jet.

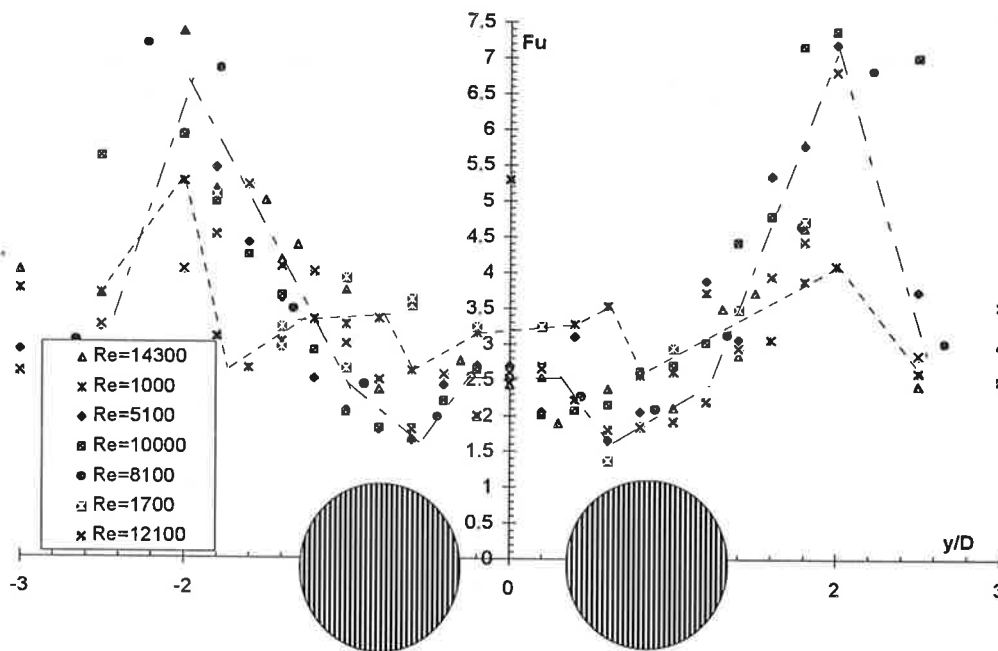


Figure 4.27: Profils transverses du coefficient d'aplatissement (flatness Fu) de la vitesse axiale en $x=3d$, à $1000 < Re < 14300$.

4.3.4. Etude de la distribution de pression moyenne en paroi des tubes.

Sur la figure 4.28 on a reporté la distribution du coefficient de pression moyenne mesurée autour de chacun des deux tubes pour les régimes de Reynolds $5100 < Re < 14300$. Le coefficient de pression est référencé par la pression moyenne du point situé face à l'écoulement (on constate que ce n'est pas le point d'arrêt) et décalé artificiellement de une à quatre unités selon le régime de Reynolds afin de rendre plus lisibles les courbes. Le sens de rotation des

sondes de pression est différent pour chaque tube: la référence $\theta=0^\circ$ est située face à l'écoulement amont et la rotation se fait en passant d'abord par l'écoulement extérieur puis en revenant par la zone inter-tubes. Comme pour le cas de la distribution de pression autour d'un cylindre unique, la vitesse amont U_o a été choisie pour normer le coefficient de pression C_p , plutôt que la vitesse débitante entre les tubes généralement utilisée dans le cas des faisceaux de tubes.

La distribution de la pression est globalement indépendante du régime de Reynolds étudié. A l'image des profils de vitesse moyenne en proche sillage des tubes, le comportement de la pression semble identique autour de chacun des deux tubes. Le point d'arrêt est situé à peu près en $\theta=-15^\circ$. Ceci est l'effet de l'interaction forte entre les tubes dont la proximité influence le champ global de pression par un effet de blocage. Cependant, le maximum de variation de pression autour de $\Delta C_p = -2.5$ atteint en $\theta = -80^\circ$ n'est pas influencé en amplitude par le sur-débit du jet créé entre les tubes: $U_g = 2.71 U_o$. En effet, en $\theta = 60^\circ$, la distribution de pression atteint également un minimum de $\Delta C_p = -2.5$. En fait l'influence du blocage n'est pas seulement locale, mais elle induit un bypass de l'écoulement à l'extérieur des tubes. Le sur-débit créé en cette zone se traduit par une hausse du maximum de variation de la distribution de pression qui pour un tube seul à un régime équivalent atteint seulement $\Delta C_p = -2$. Afin de quantifier l'effet de l'interaction des tubes sur le champ de vitesse environnant, on définit une vitesse fictive U_p de l'écoulement amont qui permettrait d'atteindre le même minimum de ΔC_p : $2(P_{min} - P_{ref}) / \rho U_p^2 = -2$. On obtient ainsi une vitesse débitante $U_p = 1.12 U_o$ représentant le champ de vitesse modifié autour des tubes, assez éloignée de U_g ce qui signifie que le bypass autour des tubes n'est pas négligeable.

En considérant qu'au point de décollement de la couche limite autour des tubes la pression accuse une baisse d'amplitude locale, on accède à partir de la distribution de pression à l'angle de décollement: autour de $\theta = -100^\circ$ entre les tubes et autour de $\theta = 80^\circ$ à l'extérieur. Entre ces

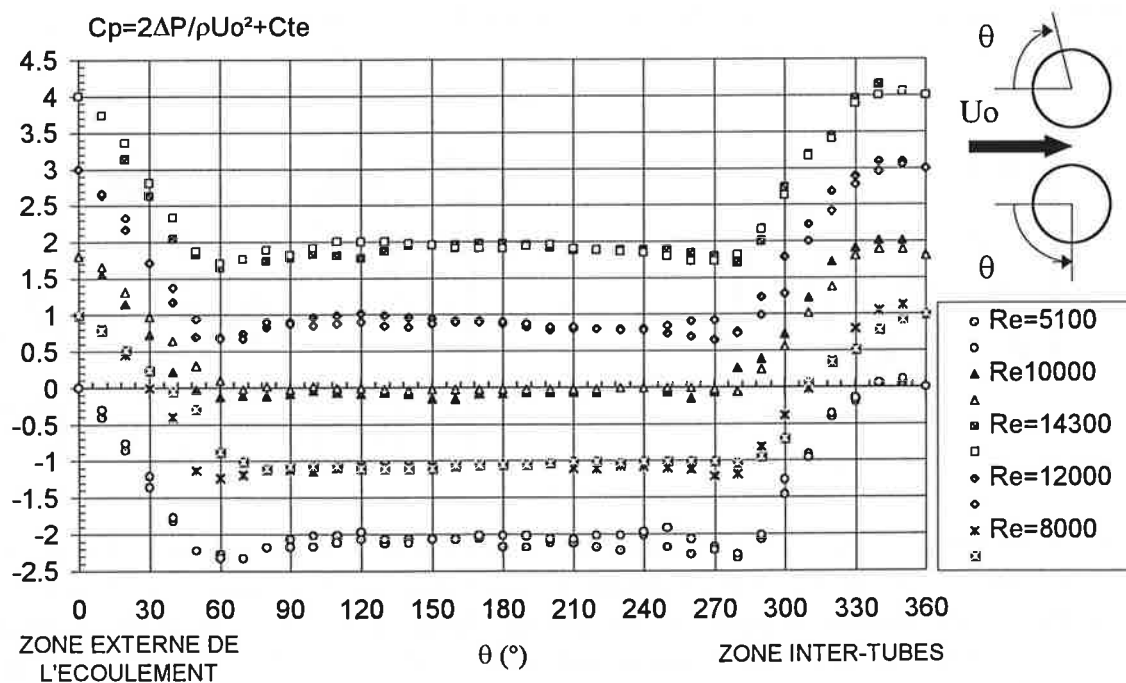


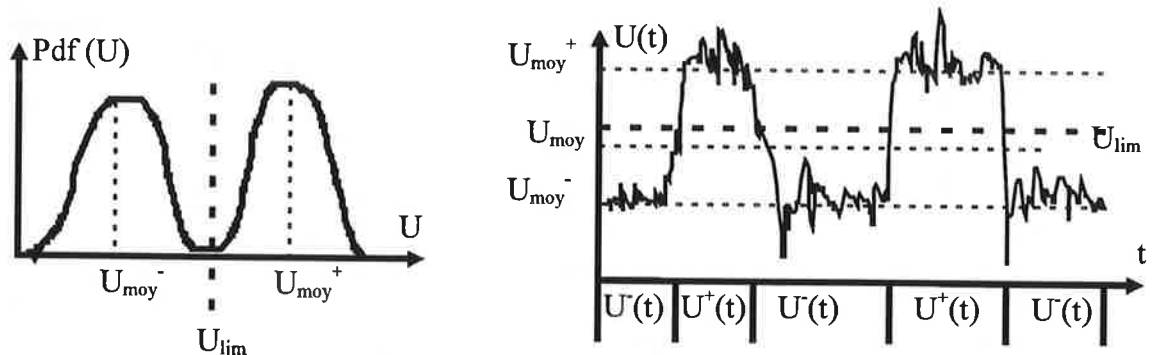
Figure 4.28: Distribution du coefficient de pression moyenne autour des 2 tubes à $5100 < Re < 14300$ (chacun des 2 tubes étant repéré par les symboles vides ou pleins). Pour plus de clarté, les courbes sont artificiellement décalées de $\Delta C_p = 1$ avec Re croissant.

deux points, à l'arrière des tubes la distribution de pression n'évolue pratiquement pas. Cependant, on constate sur chaque série de mesures une dispersion importante des résultats due à l'instationnarité et à l'amplitude des phénomènes qui se développent dans cette zone. On conçoit en effet que le lâcher des structures tourbillonnaires de la double allée de Karman ainsi que le battement du jet d'un tube à l'autre agissent trop fortement sur l'amplitude de la variation du champ de pression pour que le manomètre parvienne à amortir ces oscillations de fréquence variable.

Les tentatives de mesure de $C_p(\theta)$ à $Re=1000$ ont échoué en raison de la résolution trop faible du manomètre mais aussi parce que la rotation de 10° en 10° du tube instrumenté provoquait irrégulièrement la déflexion du jet d'un côté à l'autre. Ces essais ont permis de mettre en évidence la dissymétrie notable de la distribution de pression autour de l'un ou de l'autre des tubes selon le côté de déflexion du jet, dissymétrie rencontrée par Bearman et al (1973) à haut Reynolds $Re=25000$. Dans ce cas comme dans le cas des mesures de vitesse moyenne, l'accès au champs de pression instantané autour des tubes et le traitement de moyennes conditionnelles selon le côté de déflexion du jet devraient permettre d'obtenir la distribution de pression moyenne autour de chaque tube en fonction du côté de déflexion du jet. On peut supposer que dans certains cas la difficulté de séparation de la contribution de chaque configuration sera identique à celle rencontrée pour la vitesse, en particulier pour $5100 < Re < 10000$.

4.3.5. La procédure de statistiques conditionnelles.

Pour les régimes les plus élevés de Reynolds, il est apparu que le phénomène de battement du jet inter-tubes pouvait s'assimiler à un comportement d'intermittence à grande échelle qui se traduisait par l'existence de deux positions bien définies du jet de part et d'autre de l'axe médian des tubes. Comme on l'a noté en début de chapitre, le signal de vitesse instantanée "hésite" entre deux niveaux moyens bien marqués (figure 4.29). Lorsque ces deux niveaux sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, le signal de pdf est formé de deux "bosses" quasiment indépendantes caractéristiques de chacun des cas de déflexion du jet inter-tubes. La partie de la pdf centrée sur le pic de vitesse élevée caractérise le côté de sillage vers lequel le jet est défléchi, alors que la zone centrée sur le pic de vitesse faible caractérise l'autre côté.



Nous avons mis en place une procédure de séparation des parties d'échantillon de vitesse propres à chaque pic de pdf afin de définir les contributions de chacun des sillages large et étroit. Dans cette optique, à partir de l'analyse de chaque pdf globale, nous avons déterminé une vitesse limite U_{lim} (située au niveau du minimum local de la pdf) qui nous a servi de seuil pour l'analyse des échantillons. Lorsque $U > U_{lim}$, la portion d'échantillon est stockée pour élaborer un échantillon caractéristique du côté de déflexion du jet et dont la vitesse moyenne est notée U_{moy}^+ . Lorsque $U < U_{lim}$, la portion d'échantillon est stockée pour élaborer un échantillon caractéristique du côté du large sillage et dont la vitesse moyenne est notée U_{moy}^- .

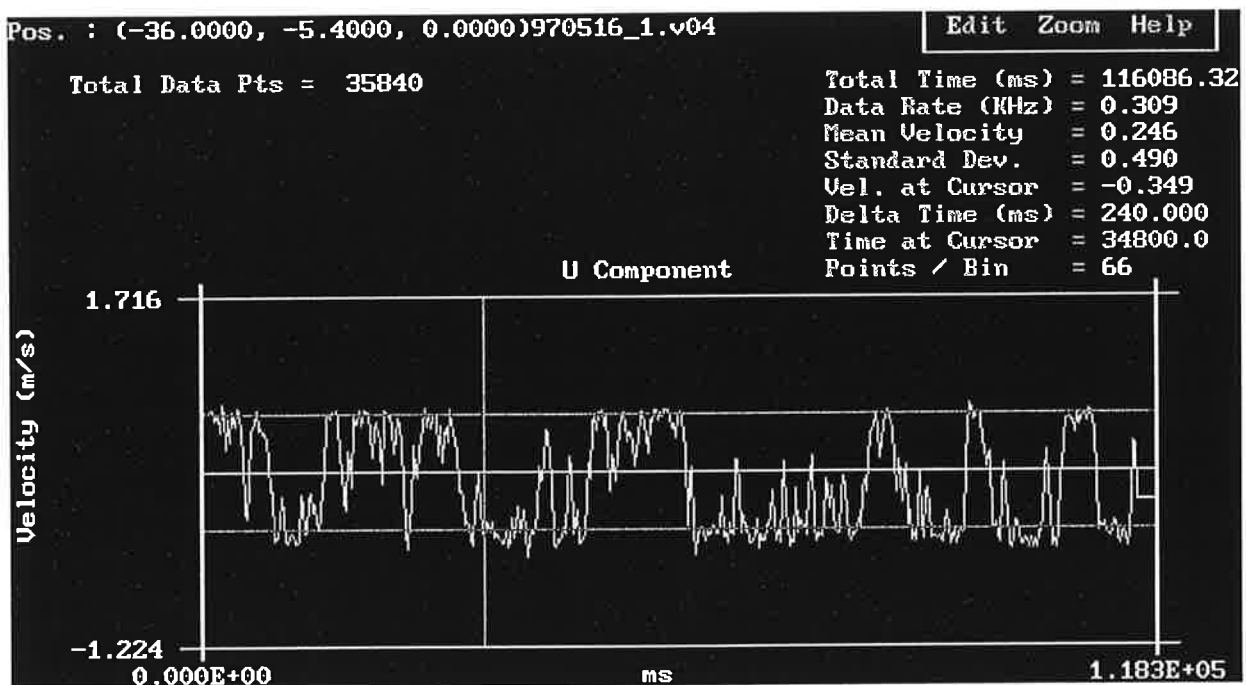


Figure 4.29a: échantillon de vitesse de la vitesse axiale en $x=3d$, $y=-0.6d$ à $Re=14300$.

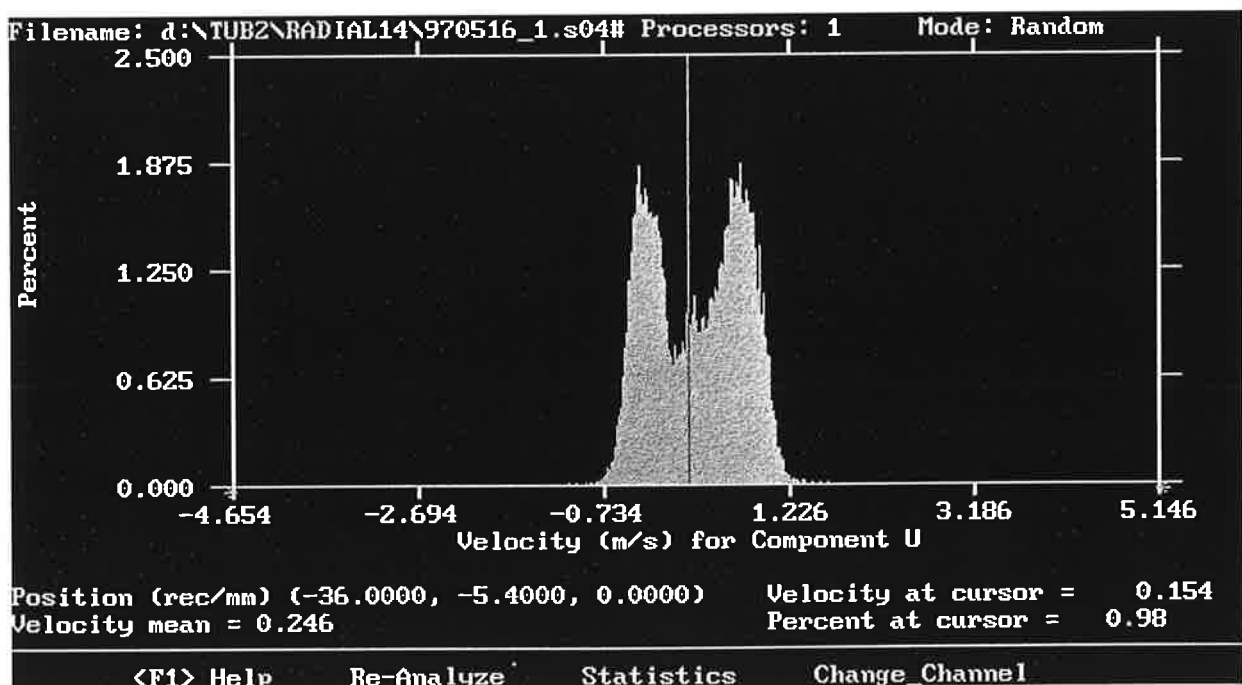


Figure 4.29b: pdf d'échantillon de vitesse axiale en $x=3d$, $y=-0.6d$ à $Re=14300$.

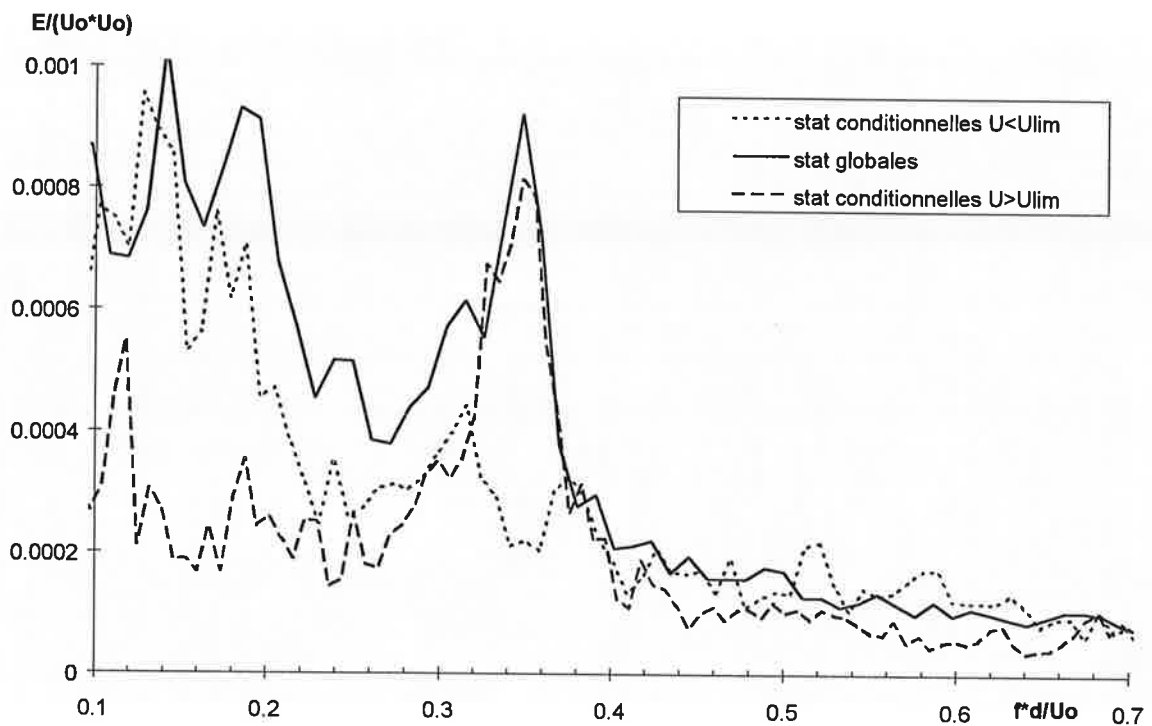


Figure 4.30: Distribution d'énergie de la fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, $y=-0.6d$ à $Re=14300$. Traitement statistique global et conditionnel de l'échantillon.

Cette procédure ne peut s'appliquer que dans des circonstances particulières. D'une part il est nécessaire que les deux bosses de pdf soient indépendantes, ce qui est loin d'être toujours le cas. Cependant les parties d'échantillons de vitesse communes aux deux portions de pdf prennent peu d'importance dans notre cas de figure ($Re=14300$). Les résultats obtenus restent utilisables malgré la troncature de l'échantillon. D'autre part, d'un point de vue temporel, le comportement aléatoire du battement a permis cette séparation des échantillons. En effet, les blocs d'échantillon résultants obtenus sont mis bout à bout et ré-analysés. Ceci n'est possible que parce que chaque bloc garde une cohérence propre du fait qu'il contient une information sur le signal d'une durée d'au moins une dizaine de périodes de Strouhal, sans quoi l'analyse de Fourier n'aurait plus aucun sens.

Comme on peut le noter sur la figure 4.30, la séparation des échantillons permet de séparer également les deux pics de fréquence ce qui confirme le principe selon lequel chaque sillage est caractérisé par une fréquence le lâcher de structures propre. A partir de l'échantillon de vitesse tel que $U < U_{lim}$ on obtient un Strouhal de l'ordre de $St=0.13$ alors qu'à partir de l'échantillon de vitesse tel que $U > U_{lim}$ on obtient un Strouhal de l'ordre de $St=0.36$. Les légers résidus d'énergie en haute et basse fréquences concernant la procédure conditionnelle sont liés à la mauvaise jonction entre chaque portion d'échantillons. L'idéal serait de scruter le signal jusqu'à obtenir une portion d'échantillon suffisamment longue pour être traitée seule, ce qui au mieux ne peut être obtenu que pour les cas de battement à $Re > 10000$.

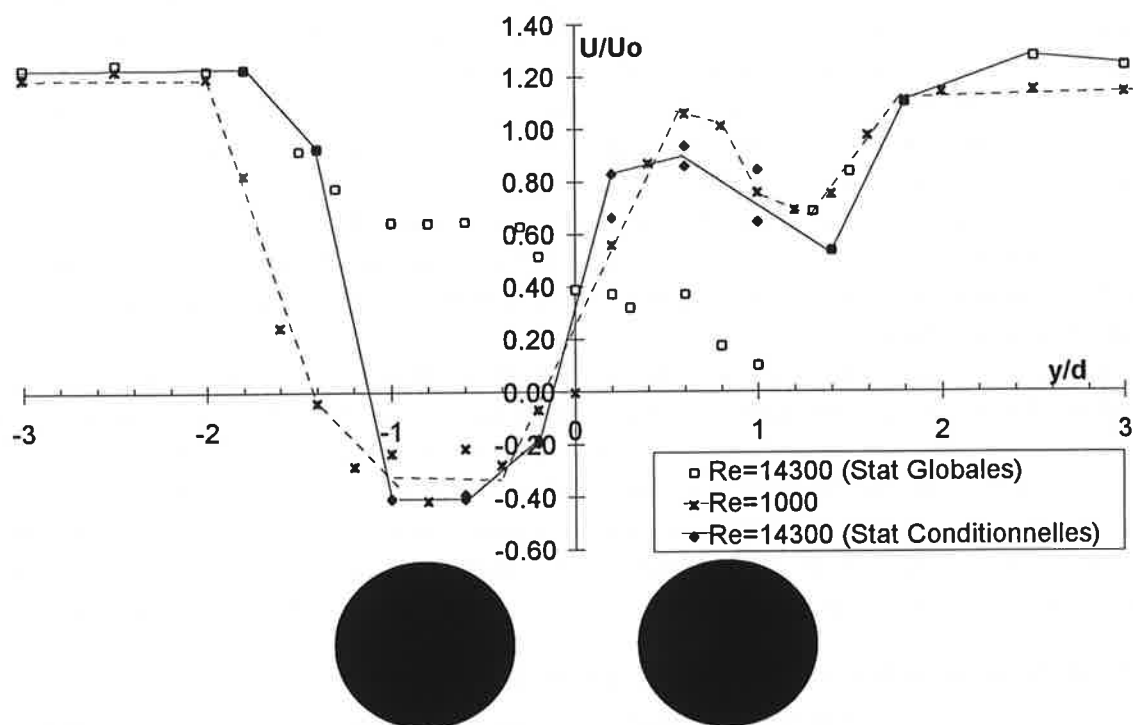


Figure 4.31: Profils transverses de vitesse moyenne axiale en $x=3d$, à $Re=1000$ et $Re=14300$. Traitement statistique global et conditionnel des échantillons.

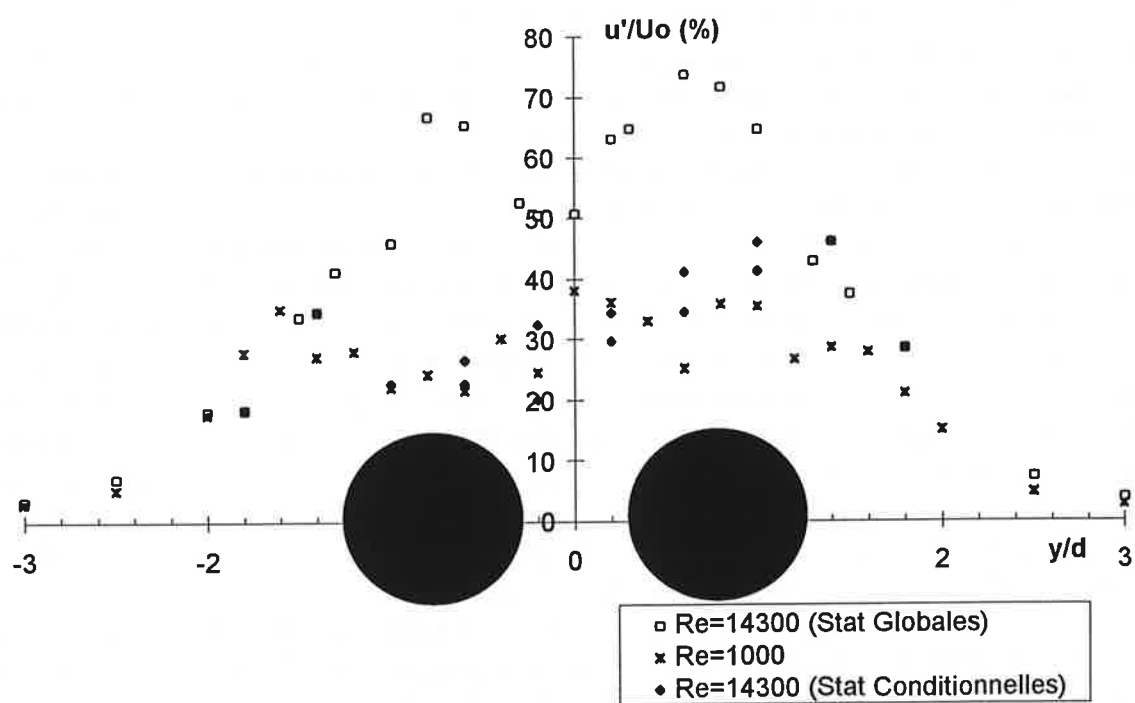


Figure 4.32: Profils transverses de fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$, à $Re=1000$ et $Re=14300$. Traitement statistique global et conditionnel des échantillons.

Sur les figures 4.31 et 4.32, on a reporté les profils de vitesse moyenne et de fluctuation de vitesse obtenus avec les deux méthodes statistiques à $Re=14300$. Dans le cas des statistiques conditionnelles, on a fixé arbitrairement le coté de déflexion du jet vers les $y>0$ afin de visualiser la disymétrie de l'écoulement. Ainsi, après séparation de chaque échantillon de vitesse en deux parties $U(t)$ et $U^+(t)$, on effectue un traitement statistique standard et on reporte artificiellement les résultats du coté des $y>0$ dans le cas des échantillons $U^+(t)$ et du coté des $y<0$ dans le cas des échantillons $U(t)$. Dans la zone déficitaire du proche sillage où les pdf sont doubles ($-1d<y<1d$), on obtient deux échantillons statistiques par point de mesure. La faible dispersion des résultats rend compte de la fiabilité de la méthode, malgré la lourdeur du traitement des données.

Comme pour le cas à $Re=1000$ on retrouve les deux sillages large et étroit séparés par le jet défléchi. Le niveau de fluctuation de vitesse ne dépasse pas 30 et 40% de la vitesse débitante respectivement du coté du large sillage et du sillage étroit. Le niveau de 70% atteint par le taux de fluctuation avec la méthode globale est donc complètement lié à l'intégrale du saut de vitesse $\Delta U = U_{moy}^+ - U_{moy}^-$. Cette intensité turbulente élevée caractérise le comportement de battement à grande échelle du jet inter-tubes. D'ailleurs on en retrouve un bon ordre de grandeur en considérant $u'/U_0 = 1/2 \Delta U/U_0 = (U_{moy}^+ - U_{moy}^-)/2U_0 = 70\%$ en $x=3d$, $y=-0.6d$.

4.4. Vers un écoulement turbulent quasi développé.

Pour tous les régimes de Reynolds étudiés nous avons noté un comportement similaire propre à la zone de sillage intermédiaire. L'écoulement tend vers un sillage unique dont les caractéristiques sont quasiment indépendantes du nombre de Reynolds. Sur ses visualisations à très bas Reynolds ($Re=200$; $0.7 < g^* < 1.$), Williamson (1985) notait d'ailleurs la formation d'une unique allée de Karman à grande échelle après amalgame des structures tourbillonnaires de plus petites échelles par les tourbillons principaux extérieurs.

4.4.1. Evolution longitudinale de la vitesse axiale.

A partir de $x=5d$, l'effet de battement plus ou moins aléatoire du jet de part et d'autre des tubes ne se fait plus sentir sur les échantillons de signaux instantanés. Ainsi les procédures standards de statistiques reprennent tout leur sens et leur utilité.

La figure 4.33 représente les profils transverses de vitesse moyenne axiale déterminés pour les différents régimes de Reynolds en deux stations $x=5d$ et $x=7d$ de la zone de sillage intermédiaire. Pour tous les cas, il n'y a plus de trace du double sillage initial, ni du jet séparateur. Il apparaît nettement que pour des Reynolds au-delà de $Re=5100$, les profils radiaux de vitesse sont redevenus symétriques et centrés sur l'axe médian des deux tubes. A $Re=1000$, bien qu'il n'y ait plus qu'un sillage unique en $x=5d$, ce sillage est axé sur le tube opposé à celui vers lequel était initialement défléchi le jet. De plus, le sillage reste très creusé et plus étroit par rapport aux cas de Reynolds plus élevés. A ce régime, la zone d'écoulement moyen recirculant s'étend beaucoup plus en aval des deux tubes, vraisemblablement par effet du non battement du jet (pour les autres cas à $Re>5100$ cette zone de recirculation ne s'étendait pas au-delà de $x=3d$). En $x=7d$, le sillage s'est épaissi. Bien que très proche de la forme des sillages à $Re>5100$, il reste encore centré sur l'un des tubes jusqu'à $x=10d$. Des mesures effectuées en $x=7d$ à $Re=1700$ donnent des résultats intermédiaires entre $Re=1000$ et $Re>5100$: le profil déficitaire a la même amplitude qu'à plus haut Reynolds mais reste encore légèrement décalé par rapport à l'axe médian des tubes. Comme on l'a décrit au paragraphe précédent, c'est à ce régime que les premiers battements du jet d'un tube à l'autre ont été rencontrés, de façon très irrégulière. La dissymétrie de ce profil semble donc fortement liée à un déséquilibre du type d'échantillons récoltés du à l'irrégularité du battement par rapport aux cas à plus haut Reynolds.

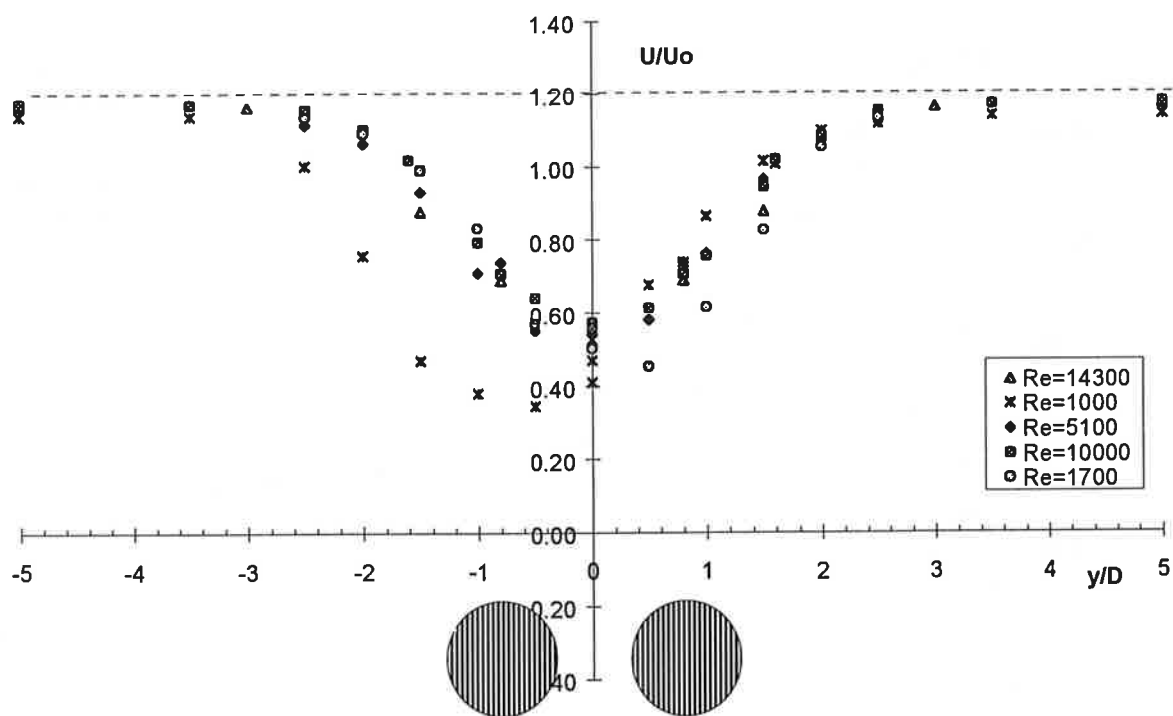
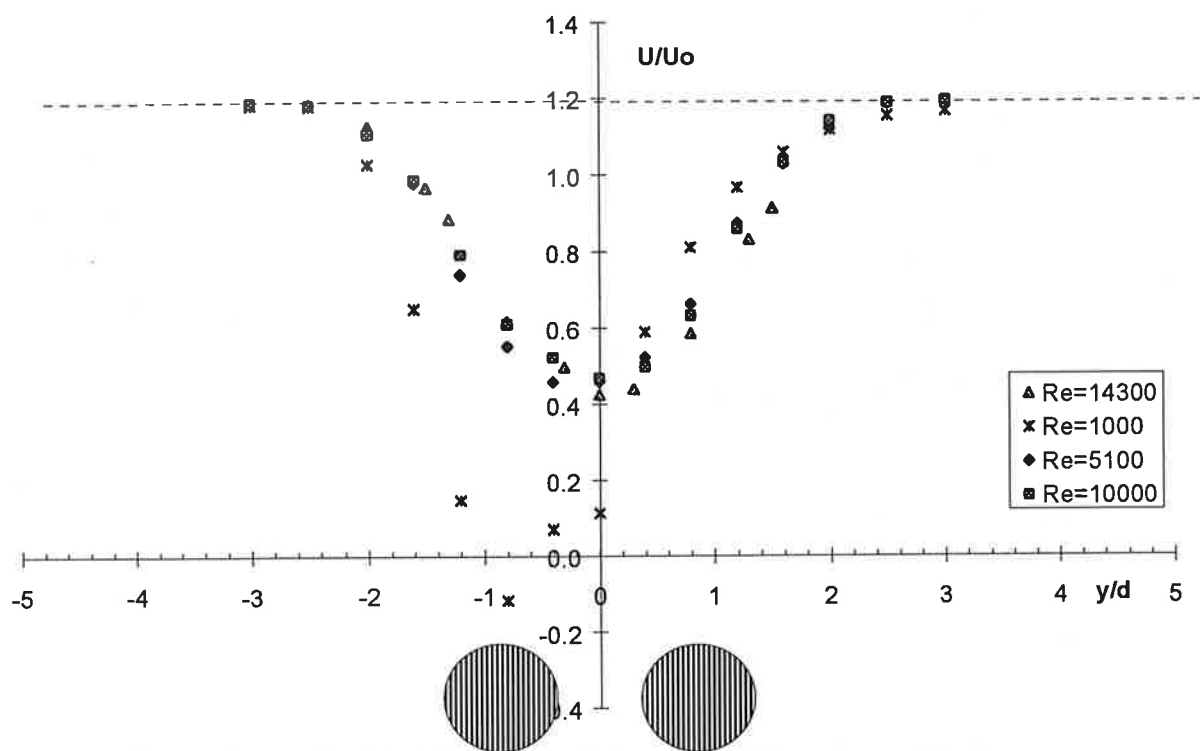


Figure 4.33: Profils transverses de vitesse moyenne axiale en $x=5d$ (en haut) et $x=7d$ (en bas), à $1000 < Re < 14300$.

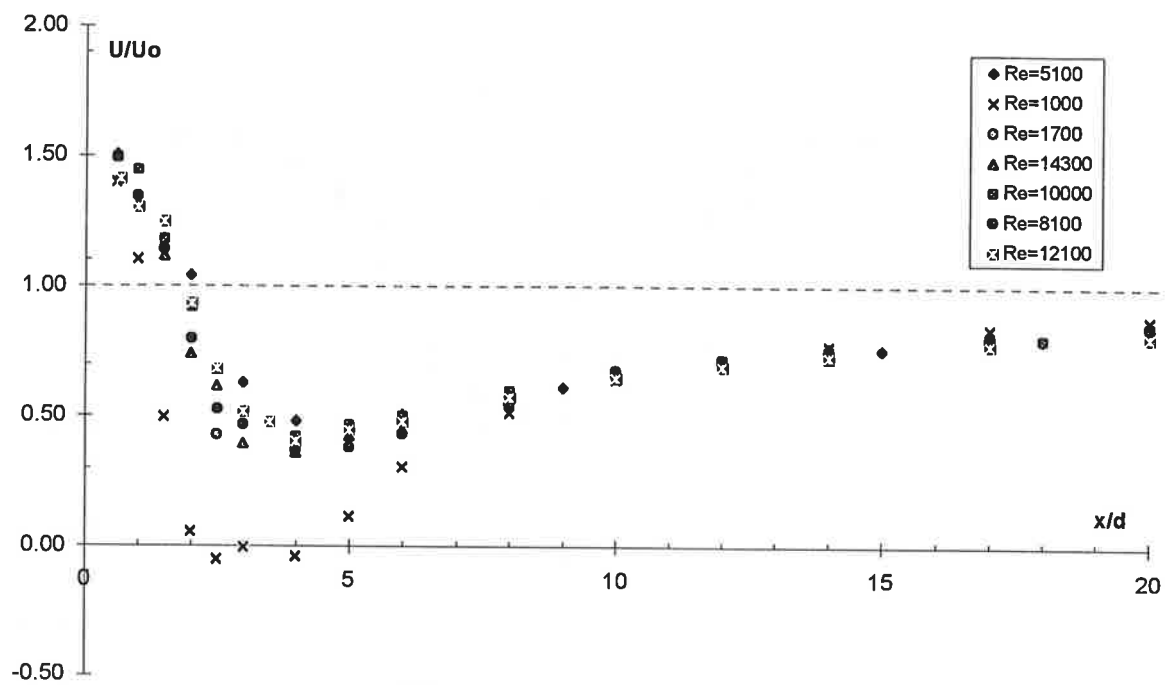


Figure 4.34: Evolution longitudinale de la vitesse moyenne axiale le long de l'axe médian des deux tubes ($y=0$)

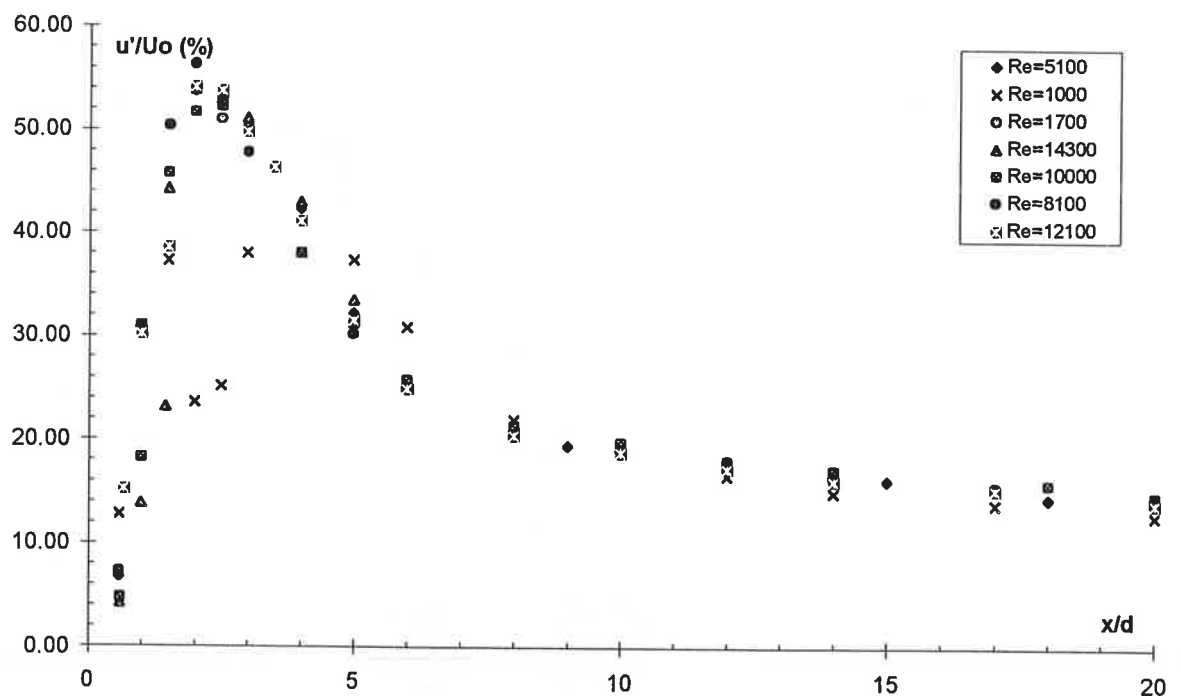


Figure 4.35: Evolution longitudinale de la fluctuation de vitesse axiale le long de l'axe médian des deux tubes ($y=0$)

L'évolution des profils de vitesse moyenne le long de l'axe médian des deux tubes confirme l'état indépendant du Reynolds atteint par le sillage à partir de $x=10d$ (figure 4.34). Au-delà, le profil déficitaire continue à s'élargir tout en perdant de l'amplitude pour atteindre 85% de la vitesse débitante en $x=20d$. Parallèlement, le taux de turbulence axial diminue lentement pour atteindre 15% en $x=20d$ pour tous les régimes de Reynolds étudiés ici.

On notera sur la figure 4.35 la différence notable du niveau et du comportement des fluctuations de vitesse le long de l'axe médian, dans le proche sillage ($0 < x < 5d$). Pour les cas $Re > 5100$ le niveau de fluctuation croît rapidement pour atteindre un maximum de plus de 50% de la vitesse débitante aux alentours de $x=2.5d$. A $Re=1000$, le taux de turbulence ne dépasse pas 40% et présente de plus une chute brutale jusqu'à 24% entre $x=2d$ et $x=2.5d$ avant de remonter aussi rapidement à un niveau proche de 40%.

Nous avons déjà expliqué la différence importante d'amplitude des fluctuations par la prise en compte du bistable dans les statistiques de fluctuations de vitesses, au niveau de la zone de proche sillage. La chute brutale du niveau de fluctuation à $Re=1000$ s'explique par le comportement spatial de l'écoulement. Le jet s'écarte peu à peu de l'axe médian à mesure que x croît. Aux alentours de $x=2.5d$ l'axe médian fait totalement partie du large sillage qui se développe en aval d'un des deux tubes. Cette zone dite zone de fluide inerte n'est pas encore atteinte par la transition à la turbulence, d'où le faible niveau des fluctuations. A partir de $x=3d$ cette zone du sillage devient pleinement turbulente; on est au bout de la zone de formation de l'allée de Bénard-Karman à grande échelle. On atteint dès lors une zone fluide caractérisée par le début de la décroissance de la turbulence au sein de l'écoulement et dont le comportement est indépendant du Reynolds. On dispose de stations de mesures trop peu éloignées des tubes pour véritablement comparer les résultats expérimentaux aux lois de similitudes. Cependant on note une décroissance beaucoup plus rapide de la vitesse déficitaire en fonction de x/d par rapport à la loi de similitude attendue en aval d'un sillage plan qui décroît en $x^{-1/2}$ (identique à celle d'un jet).

4.4.2. Les fréquences caractéristiques à $x > 5d$.

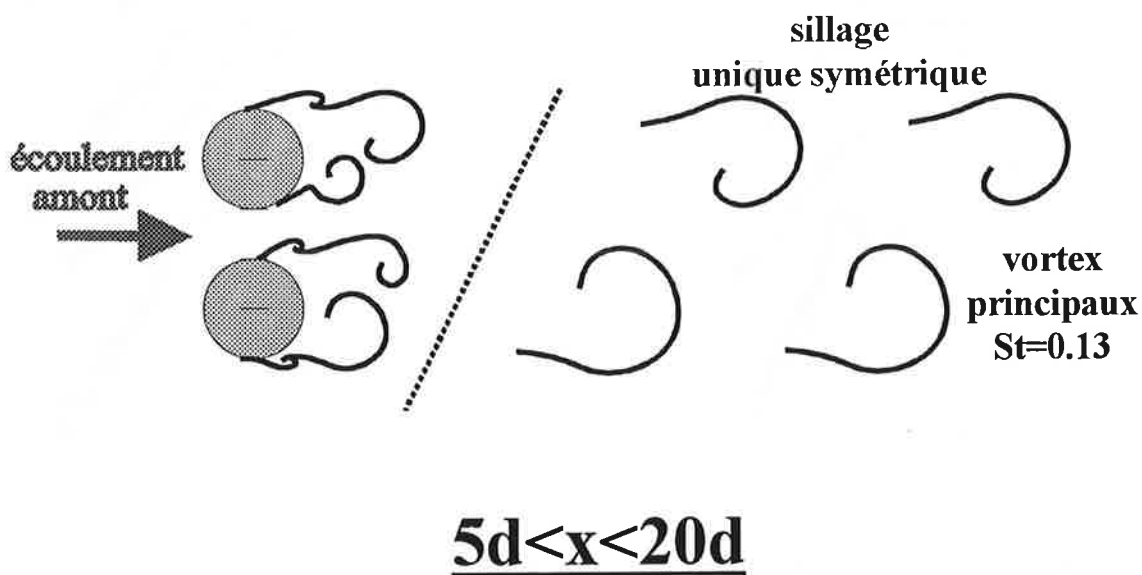


Figure 4.36: phénoménologie du sillage de $x=5d$ à $x=20d$.

L'analyse spectrale des signaux montre l'émergence d'un seul pic d'énergie aux alentours de $St=0.13$ à partir de $x=5d$. Cette valeur de fréquence correspond à celle qu'on aurait rencontrée en aval d'un cylindre de diamètre le double de ceux de l'expérience présente. Cela confirme la constatation précédente de la formation d'une unique allée de Bénard-Karman (à l'échelle de deux fois le diamètre) dans laquelle il ne reste plus que les structures tourbillonnaires externes. On rejoint à nouveau l'analyse des résultats de visualisations effectuées par Williamson (1985). Celui-ci considérait que les plus petites structures internes étaient phagocytées par les plus grosses externes, ce mécanisme menant à la formation d'une allée tourbillonnaire à grande échelle (figure 4.36).

4.4.3. Spectres d'énergie des vitesses.

Sur les figures 4.37 et 4.38 on a reporté les spectres d'énergie de la fluctuation de vitesse longitudinale en $x=3d$, $x=5d$, $x=12d$ et $x=20d$ pour toute la gamme de Reynolds étudiés. En $x=3d$, seul le cas à $Re=1000$ présente encore deux pics d'énergie marqués ($St=0.13$ et $St=0.39$) caractéristiques des deux zones de sillage différentes de part et d'autre de l'axe médian des tubes. Les autres cas ne gardent la trace que de la fréquence la plus basse ($St=0.13$) bien qu'un résidu de battement du jet se traduise encore par un niveau de basse fréquence très énergétique (intégration dans le spectre du seuil entre les deux niveaux moyens de vitesse de l'écoulement bistable).

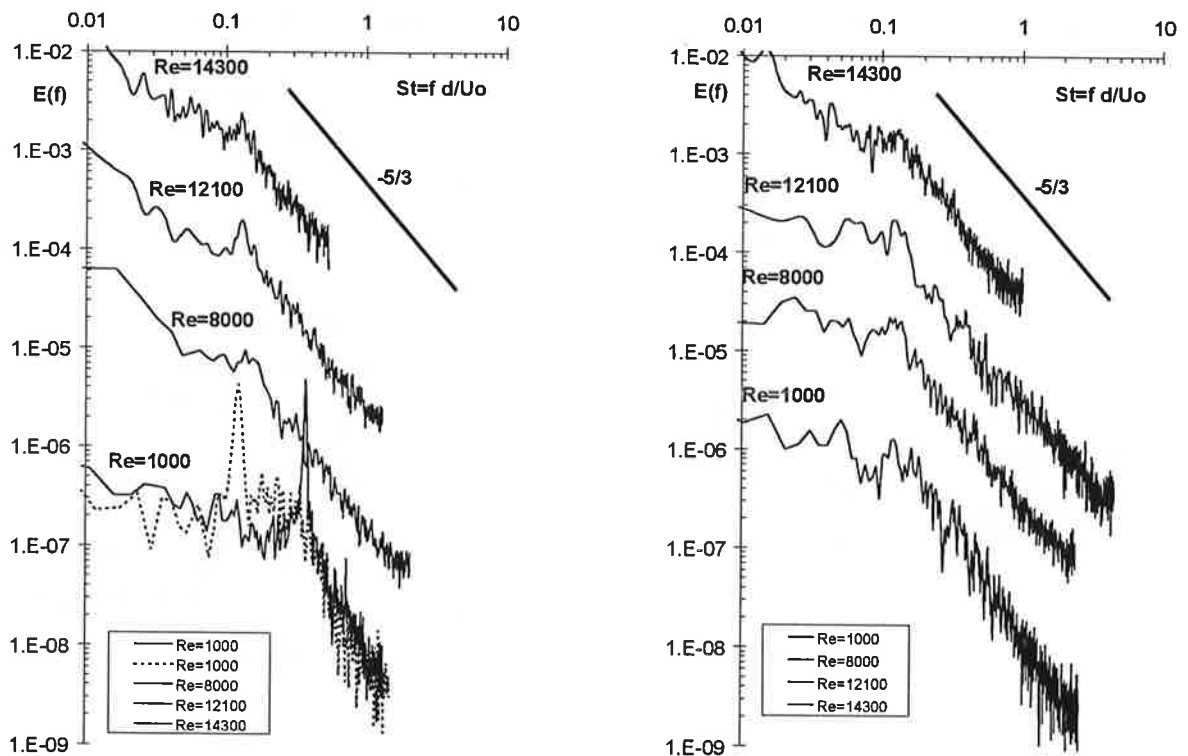


Figure 4.37: Spectre d'énergie de la fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$ (à gauche) et $x=5d$ (à droite), sur l'axe médian des tubes, à $Re=1000$, $Re=8000$, $Re=12100$ et $Re=14300$. Pour le cas à $Re=1000$, en $x=3d$ les mesures ont été effectuées de part et d'autre de l'axe médian sur l'axe de chacun des tubes (trait pointillé et trait continu). Les niveaux d'énergie ont été décalés artificiellement afin de donner plus de clarté aux courbes (le niveau croît avec Re).

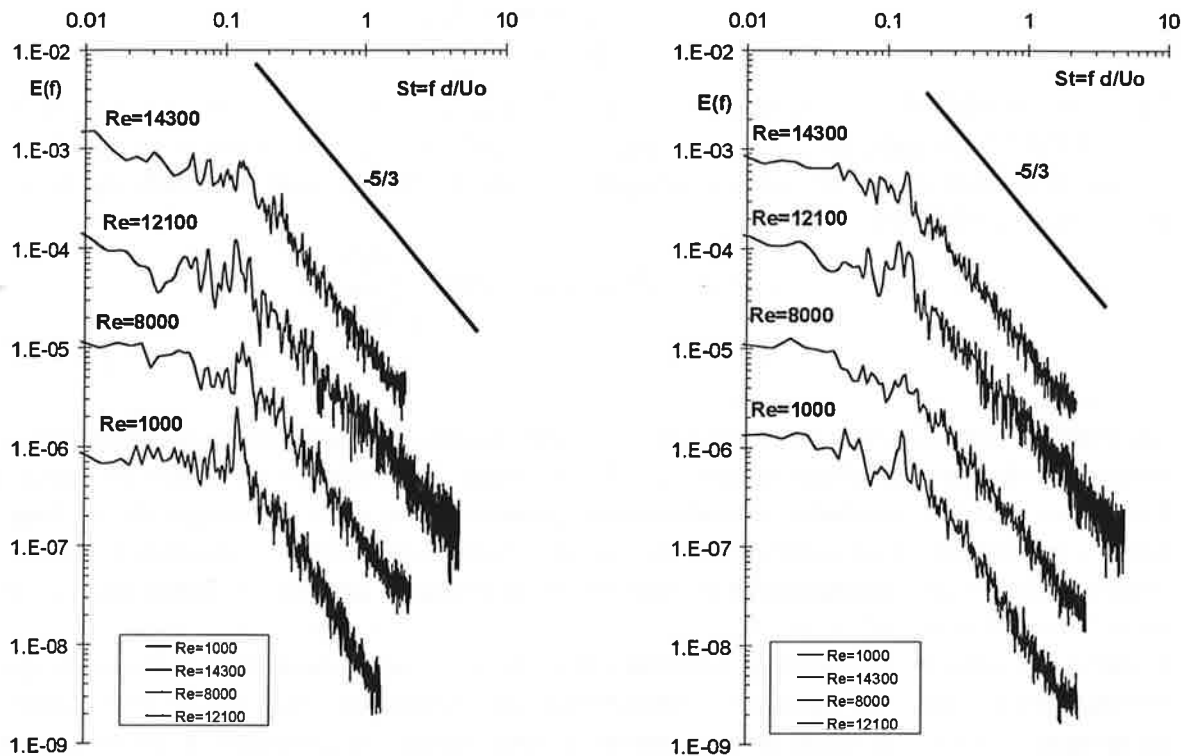


Figure 4.38: Spectre d'énergie de la fluctuation de vitesse axiale en $x=12d$ (à gauche) et $x=20d$ (à droite), sur l'axe médian des tubes, à $Re=1000$, $Re=8000$, $Re=12100$ et $Re=14300$.

Alors que pour le cas $Re=1000$ le spectre à grande échelle est de pente encore très forte ($E(f)=f^3$), à plus haut Reynolds, il a déjà atteint une zone d'au moins une décade en $E(f)=f^2$. Il apparaît ainsi que les propriétés de battement du jet inter-tubes favorisent fortement la transition à la turbulence et l'accession à un état turbulent quasiment à l'équilibre. A partir de $x=5d$, le comportement du spectre devient indépendant des conditions amont de stabilité du jet. La trace basse fréquence du battement n'existe plus; tous les spectres présentent un maximum peu marqué en $St=0.13$. On a dès lors développé un sillage turbulent à grande échelle. Le coefficient de dissymétrie atteint un niveau asymptotique proche de $Su=0$, alors que le coefficient d'aplatissement se fixe aux alentours de $Fu=3$. De plus, la pente des spectres est très proche de $n=-5/3$ (en échelle logarithmique), signe que l'écoulement turbulent ainsi développé est quasiment en phase d'équilibre.

4.4.4. Les échelles turbulentes de l'écoulement.

Dans le tableau ci-dessous, on a répertorié les principales échelles spatiales caractéristiques de la turbulence déterminées sur l'axe médian des deux tubes en sortie de la section d'essais ($x=20d$). Deux méthodes (décrites dans le chapitre 2.3.) ont été utilisées pour déterminer ces échelles. Une première méthode purement statistique (notée STAT. cf paragraphe 2.3.2.) vise à déterminer des caractéristiques statistiques des gradients spatiaux de la vitesse instantanée. L'échelle de Taylor est par exemple définie par:

$$\lambda_{fs}(\bar{x}) = \sqrt{\frac{2 \langle u'^2 \rangle(\bar{x})}{\left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle(\bar{x})}}$$

Une seconde méthode analytique permet d'accéder par des corrélations entre échelles (méthode notée COR. cf paragraphe 2.3.3.) aux plus petites échelles de la turbulence par des considérations d'équilibre des échanges énergétiques au sein de l'écoulement. L'échelle de Taylor est par exemple donnée par:

$$\lambda_{fs}(\bar{x}) = \sqrt{2} \lambda_{gs}(\bar{x}) = \sqrt{30} \frac{\Lambda_x(\bar{x})}{\sqrt{Re_T}}$$

Les échelles intégrales ont été déterminées à partir du signal d'autocorrélation temporelle de la fluctuation de vitesse (cf paragraphe 2.3.1.). Comme l'information de phase du signal était transportée par les structures tourbillonnaires principales, il a été nécessaire de se fixer une borne supérieure d'intégration: nous avons choisi le premier maximum relatif de l'autocorrélation qui correspondait au passage de la première période de signal (période basée sur le Strouhal principal $St=0.11$).

A partir de l'échelle intégrale temporelle ainsi calculée, nous déterminons l'échelle spatiale correspondante par application de l'hypothèse de Taylor de "gel de la turbulence" (cf paragraphe 2.3.1.). La valeur prédominante se situe autour de $\Lambda=18mm$ à $\Lambda=19mm$ soit de l'ordre de $\Lambda=1.5d=(g^*+1)d$. C'est donc la distance axe à axe des tubes qui semble devenir l'échelle spatiale des tourbillons de grande échelle formés et advectés en aval des deux tubes au-delà de $x=5d$. On note qu'à $Re=1000$ l'échelle intégrale spatiale ne dépasse pas $\Lambda=15mm$ ce qui est à relier au fait que le sillage reste longtemps confiné autour d'un seul cylindre avant de se recentrer sur l'axe médian et de s'élargir. Il n'est donc pas étonnant que les structures tourbillonnaires qui s'y développent soient de taille plus petite.

Le nombre de Reynolds turbulent caractéristique de ces structures varie de $Re_T=1050$ à $Re_T=3100$ pour la plupart des cas. A de tels régimes il semble possible d'atteindre des états turbulents relativement bien développés. Dans le cas où la déflexion du jet se stabilise du côté d'un des tubes, l'écoulement reste faiblement turbulent ($Re_T=160$), comme si l'absence de battement du jet bridait le développement des structures tourbillonnaires.

nombre de Reynolds $Re=U_0 d/\nu$	diamètre de tube d (mm)	échelle intégrale spatiale Λ (mm)	nombre de Reynolds turbulent $Re_T=u'\Lambda/\nu$	échelle de Taylor spatiale λ_{fs} (mm)		échelle de Kolmogorov spatiale η_k (μm)		turbulence à petite échelle $Re_\lambda=u' \lambda_{gs}/\nu$	
				STAT.	COR.	STAT.	COR.	STAT.	COR.
1000	12.00	14.4	162	2.6	6.2	207	318	20	49
5100	12.00	17.8	1058	2.5	3.0	88	96	104	125
8100	12.00	15.5	1506	2.6	2.2	69	64	176	149
10000	12.00	19.4	2432	3.6	2.2	72	56	314	189
12100	12.00	19.7	2791	3.3	2.0	64	51	329	202
14400	12.00	17.9	3098	2.9	1.8	56	43	355	214

La détermination statistique de la moyenne du carré des gradients spatiaux de fluctuations de vitesse permet d'accéder à l'échelle de Taylor d'une part et à l'échelle de Kolmogorov via la dissipation d'autre part. Pour déterminer cette dernière, on considère la turbulence homogène et isotrope à petite échelle, hypothèse qui semble largement vérifiée aux vues des spectres et des nombres de Reynolds Re_T atteints. Comme on peut le voir dans le tableau ci-dessus, cette procédure statistique donne des résultats homogènes pour tous les régimes de Reynolds avec une échelle de Taylor de l'ordre de $\lambda_{fs}=3mm$. Il en est de même pour l'échelle de Kolmogorov qui avoisine pour tous les cas une valeur comprise entre $\eta_k=50\mu m$ et $\eta_k=200\mu m$.

En fait, les limitations principales de cette technique sont liées à la qualité de l'échantillonnage du signal. Un échantillonnage insuffisant se traduirait par une surestimation de λ_{fs} . En effet, l'échelle de Taylor est caractéristique d'échelles de l'écoulement plus petites que l'échelle intégrale. En ce sens elle se situe à des nombres d'ondes (ou des fréquences) plus élevés dans le spectre d'énergie. Plus exactement elle représente la distribution spectrale de la vorticité qui sur le spectre d'enstrophie atteint un maximum au niveau de ces échelles. Afin d'évaluer avec certitude cette échelle il est donc nécessaire de posséder une information complète du spectre d'enstrophie jusqu'à avoir dépassé la zone de maximum. Dans le cas contraire, on tronque l'intégrale du spectre d'enstrophie, donc on sous-estime la moyenne quadratique de la vorticité, donc on surestime toutes les échelles qui en découlent. L'homog n    de nos résultats confirme donc la qualité suffisante de l'échantillonnage utilisé.

Pour les cas de Reynolds $Re > 8100$, il n'est pas évident que la fréquence de coupure du spectre d'énergie (c'est à dire la moitié de la fréquence d'échantillonnage du signal) soit suffisante pour considérer valables les résultats statistiques de l'échelle de Taylor. En effet, les spectres ont    calculés après rééchantillonnage du signal. Nous avons donc interpolé par morceaux une partie du signal à petite échelle lorsque les informations manquaient. La détermination de l'échelle de Taylor s'est faite, elle, à partir du signal brut. La fréquence d'échantillonnage du signal était parfois plus faible que la fréquence de coupure du spectre (  un facteur 2 près). Ce manque d'information local a entraîné une sous-estimation de la variation locale du gradient spatial de fluctuation de vitesse qui s'est traduite par une légère surestimation de λ_{fs} et η_k . En effet, lorsqu'on compare ces résultats statistiques aux résultats de corrélations analytiques obtenus en turbulence homogène isotrope, on constate un faible écart: $\lambda_{fs}=2mm$, $\eta_k=40\mu m$ à $\eta_k=300\mu m$ en moyenne.

Les deux méthodes permettent en outre de cerner une évolution continue bien que relativement faible des échelles en fonction des régimes. L'échelle de Taylor et l'échelle de Kolmogorov diminuent à mesure que le nombre de Reynolds moyen de l'écoulement augmente. C'est le signe d'un écoulement de plus en plus turbulent caractérisé par un spectre d'énergie dont la zone inertielle entre l'échelle intégrale et l'échelle de Taylor croît très légèrement, atteignant le cap de la décade au régime de Reynolds le plus élevé. Le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor varie pour les cas $Re > 1000$ de $Re_\lambda=100$ à $Re_\lambda=400$. Pour ces cas-là on peut réellement considérer qu'en $x=12d$ le spectre d'énergie présente à petite échelle une zone inertielle bien établie. A $Re=1000$ ce n'est pas encore le cas puisqu'on atteint à peine $Re_\lambda=50$ ce qui se traduit par un faible écartement entre l'échelle intégrale et l'échelle de Taylor: $\Lambda/\lambda_{fs}=2.3$.

Dans le tableau ci-dessous, on a reporté toutes les échelles temporelles caractéristiques des différentes structures de l'écoulement, des plus énergétiques aux dissipatives. Le Strouhal principal correspond à la zone entourant le pic énergétique du spectre d'énergie des vitesses, aux alentours de $St=0.13$ pour tous les cas. L'échelle intégrale caractérise le temps au-delà duquel le signal n'est plus autocorrélé. C'est une information de perte de mémoire de l'écoulement. On obtient une moyenne de $d/\Theta Uo=0.6$ soit une durée de l'ordre de $To/5$.

nombre de Reynolds $Re=U_0 d/\nu$	nombre de Strouhal $St=f_0 d/U_0$	échelle intégrale temporelle $d/\Theta U_0$	échelle de Taylor temporelle $d/\lambda_{ft} U_0$ STAT. COR.		échelle de Kolmogorov temporelle $U_{moy}d/U_0 \eta_k$ STAT. COR.	
1000	0.12	0.73	3.9	1.9	50	38
5100	0.13	0.55	3.7	4.0	111	125
8100	0.13	0.66	3.7	5.5	146	187
10000	0.13	0.56	2.7	5.6	148	214
12100	0.13	0.51	2.9	5.9	154	234
14400	0.13	0.58	3.4	6.8	184	278

L'échelle de Taylor temporelle est de nouveau déterminée de deux manières.

La première méthode nécessite d'effectuer la moyenne quadratique du gradient de fluctuation de vitesse. On est à nouveau légèrement influencé par le niveau d'échantillonnage étant donné que les échelles temporelles recherchées se situent plus loin dans le spectre que les échelles intégrales comme on l'a décrit précédemment pour les échelles spatiales équivalentes. On obtient des valeurs autour de $d/\lambda_{ft} U_0=3$ à $d/\lambda_{ft} U_0=4$.

La deuxième méthode détermine λ_{ft} à partir de Θ par des considérations de turbulence à l'équilibre à petite échelle. Cette hypothèse est largement vérifiée aux vues des spectres d'énergie qui présentent des zones inertielles s'étendant sur plus d'une décade. Les résultats obtenus paraissent plus précis que par la méthode directe bien que les échelles soient du même ordre de grandeur. On saisit en effet une évolution de l'échelle de Taylor qui varie de $d/\lambda_{ft} U_0=2$ à $d/\lambda_{ft} U_0=7$ en augmentant avec le nombre de Reynolds moyen de l'écoulement.

Ces échelles se situent à la limite de la fréquence de coupure des spectres déterminés. Elles mettent ainsi en cause la précision de la méthode directe de détermination (STAT.). D'un autre côté, elles confirment la forme des spectres temporels d'énergie obtenus, spectres dont la zone inertielle s'étend sur une à une décade et demie dans le domaine des fréquences. L'hypothèse de Taylor appliquée en moyenne à l'échelle de Kolmogorov spatiale permet de déterminer un équivalent temporel qui se situe jusqu'à trois à trois décades et demie au-delà de la zone de pic d'énergie du Strouhal.

On a donc acquis des échantillons de signaux à une fréquence d'échantillonnage proche de l'échelle de Taylor temporelle, ce qui permet d'en déterminer un ordre de grandeur relativement précis par deux méthodes différentes. On note également que les échelles de Kolmogorov spatiales déterminées sont légèrement plus petites que la hauteur $h=300\mu m$ du volume de mesure défini au point de focalisation des faisceaux laser. La détermination directe de ces échelles sur les spectres n'aurait pas été possible dans ces conditions de mesure. De plus, il aurait fallu augmenter l'ensemencement et acquérir des échantillons de l'ordre de 10^5 à 10^6 points pour obtenir une bonne description du spectre d'énergie sur tout le domaine de fréquence caractéristique de l'écoulement.

4.5. Bilan: l'origine de l'asymétrie de l'écoulement et de la stabilité de la déflexion.

4.5.1. Synthèse des résultats.

Globalement, à travers les mesures que nous avons effectuées en proche sillage, nous retrouvons le comportement propre à l'interaction forte entre deux tubes décrite dans la littérature, à savoir la déflexion du jet formé dans la zone inter-tubes. De même, nous avons caractérisé chaque sillage de part et d'autre du jet par des fréquences propres: un Strouhal élevé du côté du sillage étroit et un Strouhal faible de l'autre. L'originalité de l'étude réside essentiellement dans la mise en relief de la sensibilité du phénomène de déflexion au nombre de Reynolds de l'écoulement évoluant dans le bas régime sous critique.

En particulier, nous définissons un Reynolds critique autour de $Re_c=2000$ (par analogie avec un cylindre seul) à partir duquel la déflexion du jet devient instable. En dessous de cette valeur critique (cas à $Re=1000$ et $Re=1700$) nous pouvons considérer la déflexion stable: l'écoulement en aval des tubes est dissymétrique en moyenne sur des temps très longs (comme le décrit Williamson à des Reynolds plus faibles encore). Au-delà de ce Reynolds critique (cas à $Re=5100$, $Re=8100$, $Re=10000$, $Re=12100$ et $Re=14300$), nous constatons que la déflexion a un caractère beaucoup plus instable puisque le jet oscille plus ou moins aléatoirement de part et d'autre de l'axe médian des tubes. La dissymétrie du proche sillage ne s'obtient que sur des temps très courts de l'ordre de quelques périodes de Strouhal; on en retrouve la trace sur les spectres d'énergie souvent marqués par deux pics d'énergie correspondants aux fréquences rencontrées dans chacun des deux sillages étroit et large qui se développent simultanément mais de façon éphémère chacun en aval d'un des tubes puis de l'autre.

Lorsqu'on s'intéresse aux caractéristiques de l'écoulement plus loin en aval, il ressort que l'interaction forte accélère le développement d'une turbulence à l'équilibre. On remarque en effet, qu'en provoquant la formation de structures d'échelles de taille en cascade, cette configuration d'écoulement accède aux mêmes propriétés que celles obtenues par la mise en place de grilles de mailles de plus en plus fines (procédure d'élaboration de souffleries à faible taux de turbulence). Au-delà de $Re=Re_c$, l'effet de battement du jet accélère davantage encore la transition à la turbulence et augmente surtout les propriétés de mélange de l'écoulement.

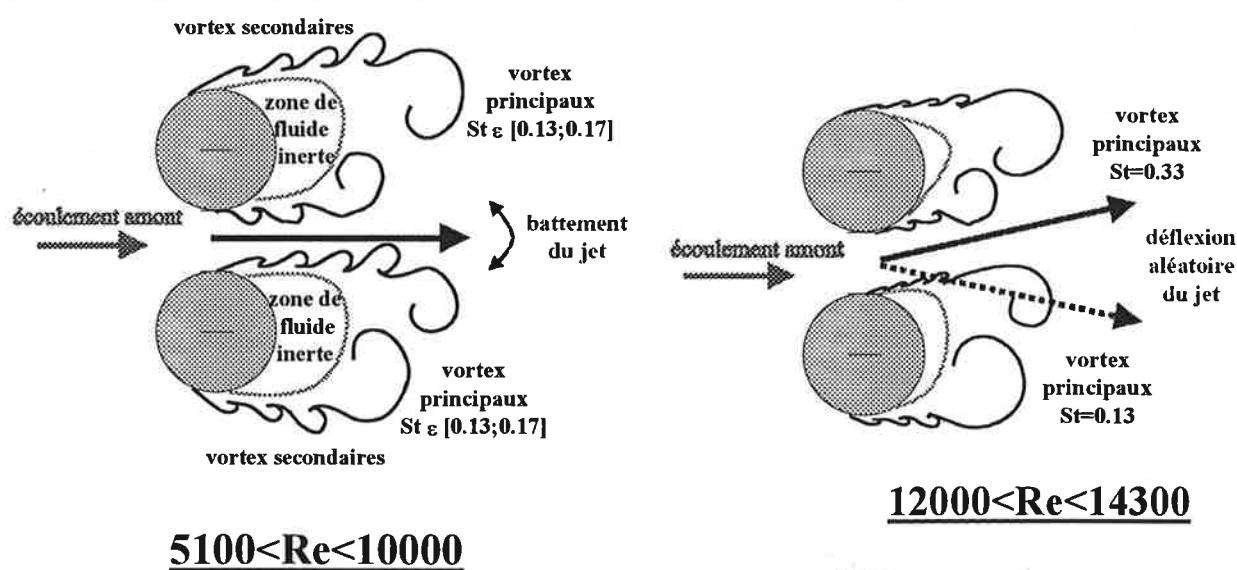


Figure 4.39: Phénoménologie du proche sillage pour $Re > Re_c = 2000$.

4.5.2. Phénoménologie du proche sillage.

La justification du choix du Reynolds critique de l'ordre de $Re_c=2000$ provient de l'étude du comportement du proche sillage en aval d'un seul tube (cf paragraphe 1.1.). En effet, sur la base des impressions d'Ohya et al (1989), nous considérons que le comportement de stabilité du jet est intimement lié à la façon dont se développent les instabilités au sein du proche sillage pendant la phase de transition à la turbulence. En nous appuyant sur l'évolution du proche sillage en aval d'un cylindre seul à des régimes de Reynolds équivalents, nous relierons sur les figures 4.13 et 4.35 le développement des structures secondaires en aval des tubes à la stabilité du jet défléchi d'un côté de l'axe médian des tubes. L'apparition de la couche cisailée décollée formée en aval de chaque tube à partir de la couche limite laminaire ne se fait qu'à partir de $Re > Re_c$. C'est ce mécanisme qui nous semble être le moteur de la déflexion du jet d'un côté à l'autre des tubes.

→ En dessous de Re_c les structures tourbillonnaires primaires se forment dès l'arrière des tubes indépendamment des structures secondaires qui sont déjà présentes en aval du point de décollement. La transition à la turbulence a lieu dans le sillage en aval des premiers tourbillons. Ainsi, la transition à la turbulence de l'écoulement n'apparaît pas assez tôt pour provoquer la déstabilisation du jet de part et d'autre de l'axe médian des tubes. Il faut attendre la formation de la couche cisailée décollée en aval des tubes pour voir se développer les premières instabilités de Kelvin-Helmholtz assez tôt dans le sillage pour parvenir à provoquer la déflexion du jet.

→ Pour des Reynolds tels que $Re_c < Re < Re_0 \in [10000; 12000]$ (cas à $5100 < Re < 10000$) la couche cisailée décollée se déstabilise peu à peu pour donner naissance aux tourbillons de Kelvin-Helmholtz en un à deux diamètres en aval des tubes. Les structures secondaires que constituent les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont de taille légèrement plus faible (d'autant plus faible que le Reynolds augmente) que les structures primaires qui mènent ensuite à la formation de la double allée tourbillonnaire. Leur taille moyenne est suffisante pour déstabiliser relativement souvent le jet sans provoquer une déflexion trop forte. Ce phénomène mène à un comportement de battement du jet de part et d'autre de l'axe médian des tubes. L'influence importante de ces structures secondaires sur la stabilité du jet se traduit au niveau de l'écoulement par une asymétrie faible des deux sillages. En conséquence, les fréquences hautes et basses obtenues dans chacune des deux zones sont relativement proches: $St \in [0.13; 0.17]$.

→ Pour des Reynolds plus élevés tels que $Re > Re_0$ (cas à $Re=12100$ et $Re=14300$), les structures secondaires, de taille de plus en plus fine, sont quasiment découplées des tourbillons principaux dont la formation est ramenée à la zone arrière des tubes. La transition est quasiment remontée à hauteur du point de décollement. Les vortex primaires qui s'y forment dévient avec plus de force le jet d'un côté à l'autre des tubes d'où le retour à un sillage dissymétrique avec des fréquences caractéristiques très différentes dans chaque zone: $St=0.33$ et $St=0.13$. Ce phénomène plus marqué, bien que toujours aléatoire, explique la forme plus franche des signaux instantanés de vitesse changeant brusquement de niveau moyen (figures 4.15a et 4.16a).

A la lumière de ce phénomène d'évolution de la zone de transition à la turbulence, il est possible de considérer que la situation à $Re \in [Re_c; Re_0]$ est une situation intermédiaire entre un comportement à bas Reynolds de dissymétrie stable de l'écoulement et un comportement à haut Reynolds d'intermittence à grande échelle du jet inter-tubes.

Les considérations ci-dessus concernant le battement du jet permettent de mieux cerner l'origine même du bistable. Pour des Reynolds suffisants tels que $Re > Re_c$, on peut envisager que la source des phénomènes de déflexion initiale du jet et de déstabilisation continue est la même. De part les propriétés d'imprédictibilité et de non linéarité de la turbulence, on s'attend, à ces régimes, à ce que l'apparition de la zone de sillage au démarrage de l'expérience développe plus rapidement des instabilités de plus grande amplitude au sein de l'une des zones cisailées internes des deux tubes. La dissymétrie de ces conditions devrait largement suffire à défléchir le jet de côté.

A Reynolds plus faible ($Re < Re_c$), la transition a lieu plus en aval dans le sillage, dans une zone où le jet n'a pas encore été complètement atténué. Les premières structures qui naissent peuvent alors suffire à défléchir la zone aval du jet ce qui va rendre dissymétrique le champ de pression de l'écoulement et faire remonter l'information de déflexion jusqu'à la zone arrière des tubes; le jet est alors complètement influencé.

Il est également possible de considérer qu'au démarrage de l'expérience l'écoulement autour de chaque tube vient à décoller à des instants et des positions différentes en paroi de chaque tube, ce qui suffit à créer des conditions initiales différentes.

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased by 1.5 million, and the number of people aged 75 and over has increased by 1.2 million (Office of National Statistics 1999).

There is a growing awareness of the need to develop strategies to meet the needs of the ageing population. The Department of Health (1999) has published a strategy for the ageing population, which sets out the government's commitment to improve the health and quality of life of older people.

The strategy identifies a number of key areas for action, including: improving the health of older people; improving the quality of life of older people; and improving the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

The strategy also identifies a number of key challenges, including: the need to improve the health of older people; the need to improve the quality of life of older people; and the need to improve the support for older people and their families.

On utilise ainsi le schéma Quick-Sharp (Léonard: 1988) pour l'évaluation des flux convectifs. C'est une méthode hybride entre un schéma Quick d'ordre 3 et un schéma décentré amont d'ordre 1 appliqué aux zones où le schéma d'ordre plus élevé est instable.

Les flux diffusifs visqueux et turbulents sont discrétisés en espace à l'aide d'un schéma aux différences finies centré d'ordre 2.

La discrétisation temporelle est effectuée à l'aide d'un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3 à faible stockage (Williamson: 1980). Avec ce type de schéma, Moinat (1994) obtient quasiment un gain d'un facteur 3 sur le temps de calcul. Les conditions de stabilité liées à la discrétisation des termes convectifs avec un schéma Quick-Sharp sont d'après Léonard (1988) limitées à un nombre de Courant-Friedrich-Levy $CFL < 0.2$ avec un schéma d'Euler pour un problème stationnaire. Moinat parvient à utiliser pour la résolution d'un écoulement turbulent en aval d'une marche haute un $CFL = 1.8$ avec un des schémas de Runge-Kutta d'ordre 3 proposés par Williamson. Nos simulations ont été effectuées avec un facteur de sécurité (intégrant les effets des termes de convection via le CFL et des termes de viscosité) $facsec = 1.7$. Le pas de temps

$$\text{de calcul est alors déterminé par } \Delta t = \frac{facsec}{\frac{1}{\Delta t_{conv}} + \frac{1}{\Delta t_{diff}}}$$

Δt_{conv} et Δt_{diff} étant définis à partir des caractéristiques convectives et diffusives de la simulation: $\Delta t_{conv} = \frac{1}{\text{Max}(|u_i| / \Delta x_i)}$ et $\Delta t_{diff} = \frac{1}{\text{Max}((\nu + \nu_t) / \Delta x_i^2)}$

5.1.3. Méthode de résolution du système linéaire en pression.

Afin de réduire la place mémoire nécessaire à l'exécution (d'autant plus importante que le cas étudié est de haute résolution), nous avons choisi d'utiliser la méthode de gradient conjugué avec préconditionnement SSOR (Axelson: 1972) pour résoudre le système linéaire en pression. Cette technique nécessite un nombre minimum d'itérations pour obtenir un résidu d'erreur (lié à la convergence de la méthode) suffisamment faible. Sur la figure 5.1, on a reporté la convergence de la résolution itérative pour le cas 2D après transitoire du régime de l'écoulement. On constate qu'il est nécessaire d'effectuer un nombre minimum de 700 itérations pour entrer dans la phase de décroissance exponentielle du résidu et dépasser le seuil d'erreur de 10^{-12} (Moinat: 1994).

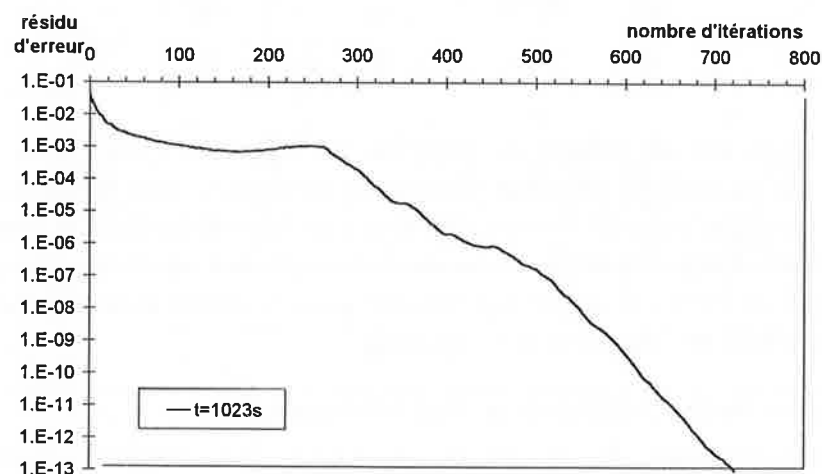


Figure 5.1: Convergence de la méthode itérative du système linéaire en pression à la fin du régime transitoire.

5.1.4. Les conditions aux limites du domaine.

L'objectif est de simuler le comportement de l'écoulement autour des tubes en s'approchant le plus possible des conditions expérimentales. Les phénomènes à décrire sont les suivants:

- le développement d'une couche limite laminaire autour des tubes et son décollement.
- la naissance des premières structures tourbillonnaires dans la zone arrière des tubes.
- l'advection des tourbillons principaux au sein du sillage en aval des tubes.

Les conditions aux limites imposées ont été choisies afin de ne pas perturber le développement de ces phénomènes (figure 5.2). Ainsi on laisse une zone d'entrée suffisamment longue en amont des deux tubes afin de simuler convenablement l'impact de l'écoulement amont de vitesse axiale uniforme sur chacun des tubes. En paroi des tubes on impose une condition d'imperméabilité avec frottement. Sur les zones latérales de frontière ouverte, on impose une condition de glissement sans frottement ("free slip") assez loin des tubes pour éviter le confinement de l'écoulement. Enfin en sortie, on impose une condition de gradient axial de pression nul. De telles conditions de sorties ont été utilisées avec succès dans les simulations de jets ronds de Urbin et al (1997). Elles semblent suffisantes pour simuler convenablement l'advection de structures tourbillonnaires développées dans les écoulements cisailés libres.

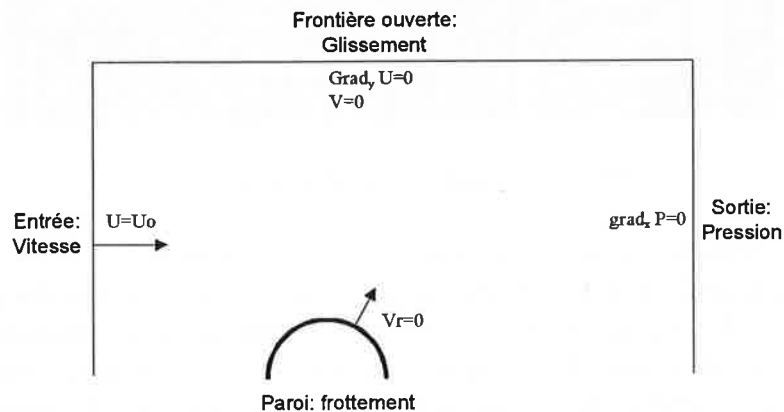


Figure 5.2: schématisation des conditions limites aux frontières du domaine.

5.2. Simulation 2D à $Re=1000$.

Dans beaucoup de cas d'étude d'écoulements géométriquement 2D, des simulations numériques 2D suffisent à décrire correctement la phénoménologie de l'écoulement d'un point de vue qualitatif et l'évolution statistique des grandeurs caractéristiques du fluide d'un point de vue quantitatif. Les études numériques 2D menées par Braza et al (1986 et 1990) de simulation du proche sillage turbulent en aval d'un cylindre en sont un exemple type. Le nombre de Reynolds de l'écoulement suffisamment modéré ($200 < Re < 1000$ et $2000 < Re < 10000$) leur a permis d'effectuer une simulation numérique directe 2D du sillage. L'accès à un maillage suffisamment fin dans les zones de gradients de vitesse intenses permet de décrire avec précision la phase de naissance des instabilités hydrodynamiques. Dans la même optique, nous avons effectué une simulation numérique directe 2D de l'écoulement autour de deux tubes dans la configuration expérimentale décrite au chapitre précédent. Parmi tous les cas expérimentaux traités, nous avons choisi de simuler celui au plus bas régime de Reynolds $Re=1000$ pour lequel la transition à la turbulence était repoussée en aval de la zone de formation de l'allée tourbillonnaire de Bénard-Karman.

5.2.1. Les contraintes du maillage.

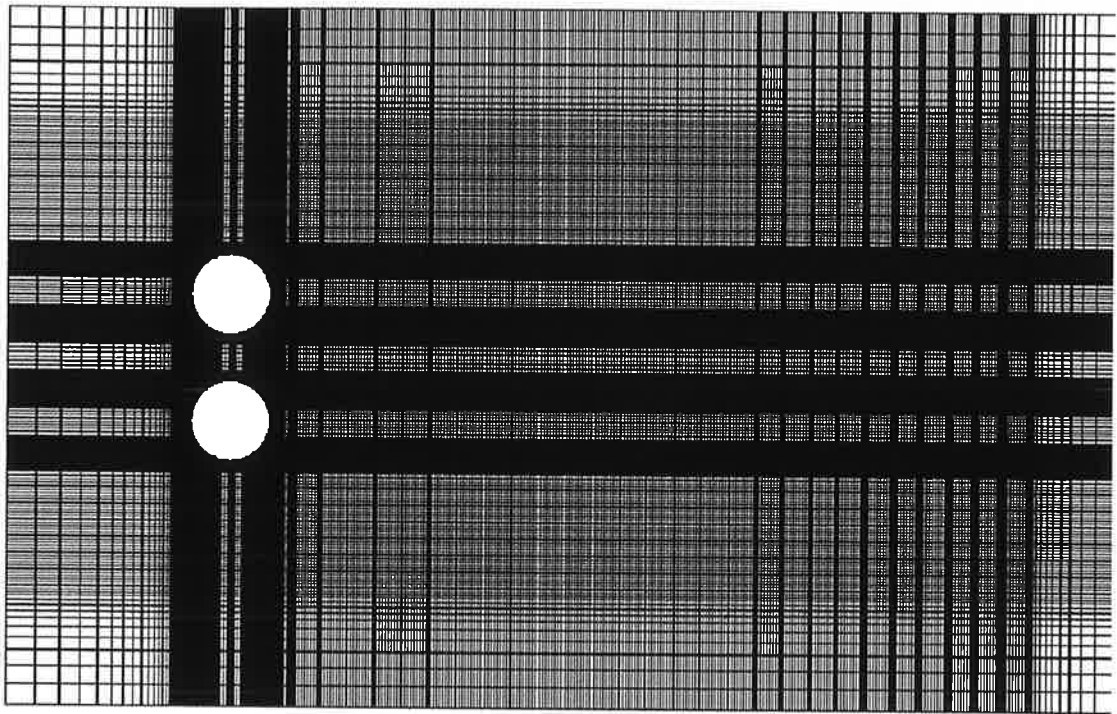


Figure 5.3: maillage du domaine de calcul.

On s'intéresse au domaine entourant les deux tubes et s'étendant de $-3d$ en amont de l'axe de chaque tube à $+11d$ en aval et de $4.4d$ de part et d'autre de l'axe médian des deux tubes (figure 5.3). La méthode de résolution utilisée nécessite l'application au domaine de calcul d'un maillage cartésien structuré. Elle impose également de résoudre toutes les échelles énergétiques de l'écoulement, des plus grandes aux plus petites, ces dernières n'étant prises en compte par aucun modèle. Le choix de la configuration simulée devient alors très contraignant du point de vue numérique. En effet on résout dans le même domaine de calcul à la fois un écoulement de paroi laminaire à forts gradients, la naissance et le développement d'instabilités propres à provoquer la transition à la turbulence dans le proche sillage des tubes, et un écoulement de sillage turbulent advecté en aval. Trois échelles différentes sont ainsi mises en jeu dans ces mécanismes:

- une épaisseur de couche limite laminaire caractérisée par le cisaillement à la paroi. Nous avons ainsi été amenés à raffiner le maillage en approchant de la paroi des tubes (dans la direction perpendiculaire à la paroi). La première maille à la paroi a finalement été imposée de hauteur $\Delta_H = 0.008d$ (paragraphe 5.2.4.).
- la dimension des structures tourbillonnaires secondaires se développant en aval du point de décollement et participant à la transition à la turbulence du proche sillage (paragraphe 5.2.3.). Ces

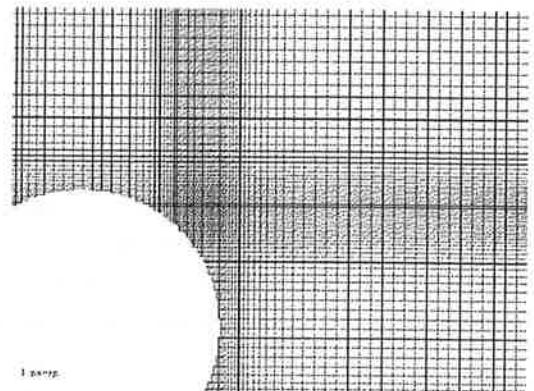


Figure 5.4: raffinement du maillage autour de chaque tube.

structures produites par le décollement de la couche limite autour des tubes ont pu être aisément prises en compte par un raffinement du maillage dans la zone arrière des tubes équivalent à celui de la couche limite amont (figure 5.4).

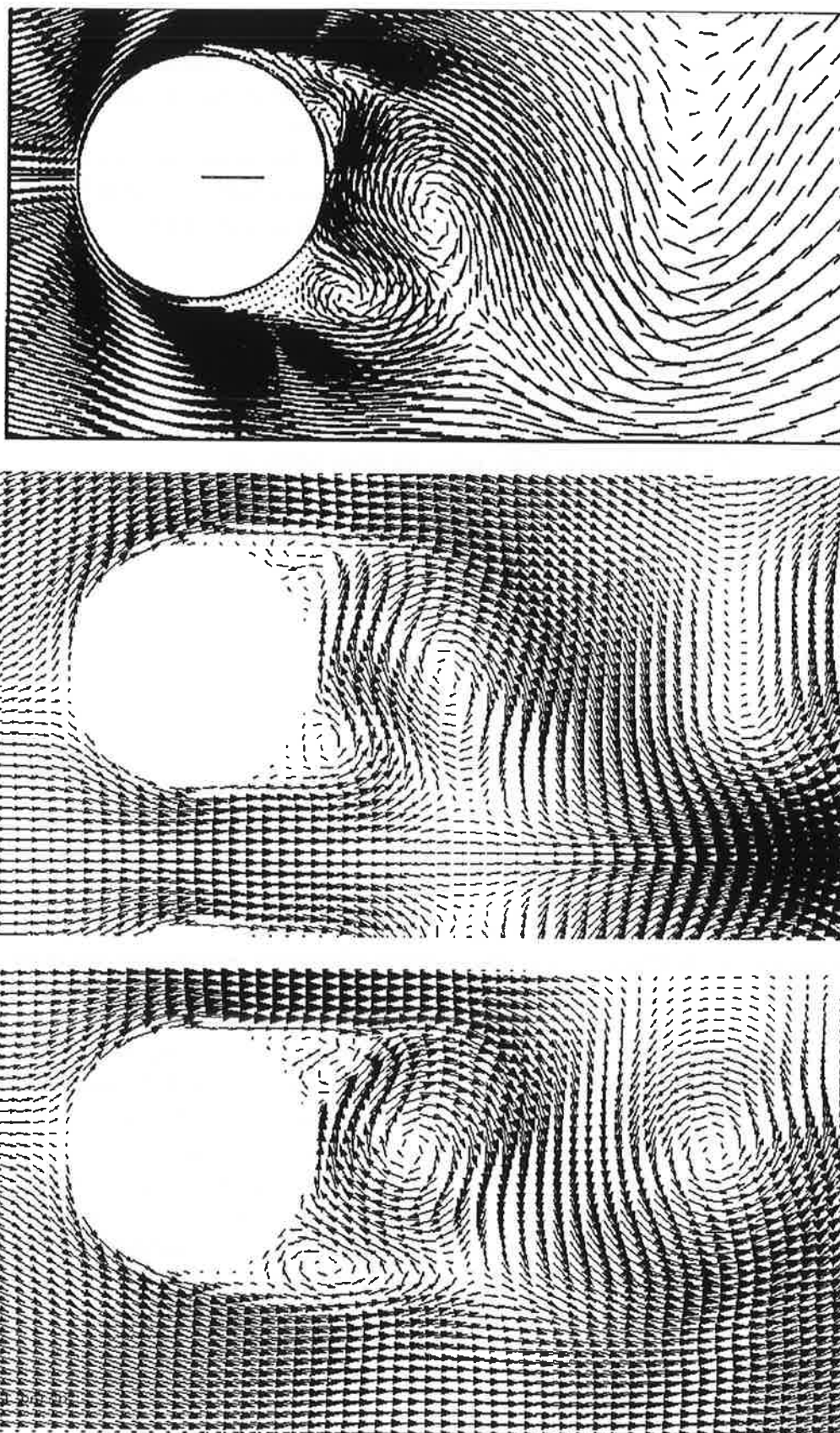
- les structures primaires de vorticité caractéristiques des zones de fort cisaillement local propres à l'allée tourbillonnaire formée en aval de chaque tube. La maille la plus large dans la zone caractéristique du sillage des tubes a ainsi été fixée à $\Delta_l = 0.03d$.

5.2.2. Les caractéristiques numériques du calcul.

- nombre total d'éléments (noeuds pour la pression et les composantes de la vitesse): 98240
- nombre d'éléments dans la direction x de l'écoulement: 364
- nombre d'éléments dans la direction y transverse à l'écoulement: 310
- nombre de mailles dans le diamètre du tube: 76
- nombre de mailles dans la zone fluide entre les deux tubes: 32
- nombre d'itérations de la méthode de résolution du gradient conjugué en régime établi (seuil du résidu à 10^{-12}): 700
- vitesse d'entrée de l'écoulement: $U_o = 0.084 \text{ m/s}$
- diamètre du tube: $d = 12 \text{ m}$
- distance entre tubes bord à bord: $g = g^* d = 7m$
- viscosité dynamique du fluide: $\nu = 1.008 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
- facteur de sécurité du pas de temps (schéma RK3): $\text{facsec} = 1.7$
- pas de temps: $\Delta t = 0.6 \text{ s}$
- pas de temps CPU: 5'30"   6'
- temps de traversée du domaine par advection   U_o : $t_{\text{trav}} = 14d/U_o = 2000 \text{ s} = 4255 \Delta t$
- durée du transitoire de calcul ( tablissement d'un régime périodique): 4000s soit $2t_{\text{trav}}$
- temps total de la simulation: 14000s soit $7t_{\text{trav}}$ (2730h CPU = 113jours = 3.5mois)

5.2.3. Comparaison du proche sillage 2D par rapport à celui d'un cylindre unique.

Les simulations 2D de Braza et al (1986) mettent clairement en évidence les phénomènes de formation de l'allée tourbillonnaire rencontrés dans la zone arrière d'un cylindre à $Re = 1000$. Dans notre simulation 2D d'écoulement autour de deux tubes, nous nous sommes attachés à retrouver des structures tourbillonnaires similaires afin de mieux appréhender les effets de l'interaction forte entre tubes sur le double sillage développé en aval. Comme pour le cas de Braza et al nous visualisons à travers le champ de vitesse (figure 5.5) une zone décollée de la couche limite entre $\theta = 100^\circ$ et $\theta = 170^\circ$ d'une part et entre $\theta = -100^\circ$ et $\theta = -170^\circ$ d'autre part. Dans cette zone, se forment à la fois des tourbillons secondaires de petite taille qui restent attachés au tube au niveau du point de décollement, et des tourbillons de sens opposé de taille équivalente qui croissent avec le temps pour donner naissance aux tourbillons principaux lâchés en aval du tube. Sur la figure 5.5 pour chaque visualisation, on retrouve l'évolution de la structure tourbillonnaire principale   différentes étapes de sa formation. D'abord on la devine en deux parties sous forme de tourbillon secondaire de petite taille sur la partie haute du tube et de taille moyenne dans la continuité de la structure secondaire sur la partie basse du tube (sens de rotation positif). Braza et al considèrent cette structure comme une structure tertiaire sans la relier aux tourbillons principaux, alors que notre simulation fait nettement apparaître le lien entre ces structures et la structure tourbillonnaire principale qu'elles vont peu à peu former



*Figure 5.5: champs de vitesse autour d'un tube à des instants équivalents ($Re=1000$):
 en haut: simulation 2D de sillage en aval d'un cylindre par Braza et al (1986)
 au milieu et en bas: respectivement le tube haut et le tube bas de notre simulation 2D.*

en se rejoignant une fois que le tourbillon principal précédent (sens de rotation négatif) sera arraché de la paroi arrière du tube et advecté dans le sillage. Plus en aval on discerne dans chaque visualisation une zone de forte rotation correspondant à une structure de vorticité de sens positif formée plus antérieurement encore et advectée dans le sillage.

Sur la figure 5.6 on a tracé les contours d'iso-vorticité dans la zone arrière des tubes. On reconnaît aisément les deux structures principales (S1) advectées dans l'écoulement. La structure principale suivante en formation partagée en une langue de vorticité transverse (LVT) contre la paroi arrière du tube et une structure tourbillonnaire secondaire (S2) plaquée contre le tourbillon principal précédent est nettement visible. On reconnaît enfin les deux zones de décollement des couches limites caractérisées par des langues de vorticité (LV) de forte amplitude longeant les parois latérales des tubes.

Les deux configurations étudiées présentent cependant des différences de détails. De plus, pour le cas des deux tubes, le champ de vitesse et le champ de vorticité ne se comportent pas exactement de la même manière à l'intérieur et à l'extérieur de la zone inter-tubes. Sur la figure 5.5, on constate un bypass important de l'écoulement entre les deux tubes qui se traduit par un redressement de l'axe d'advection du tourbillon principal, soit par aspiration dans le cas où le tourbillon est formé à l'intérieur de l'entre-tubes (figure 5.5 bas), soit par poussée dans le cas où le tourbillon est formé à l'extérieur de l'entre-tubes (figure 5.5 milieu). En fait tout ce qui a trait à la zone extérieure ressemble au cas du cylindre seul, alors que tout ce qui a trait à la zone intérieure est influencé fortement par l'effet de blocage.

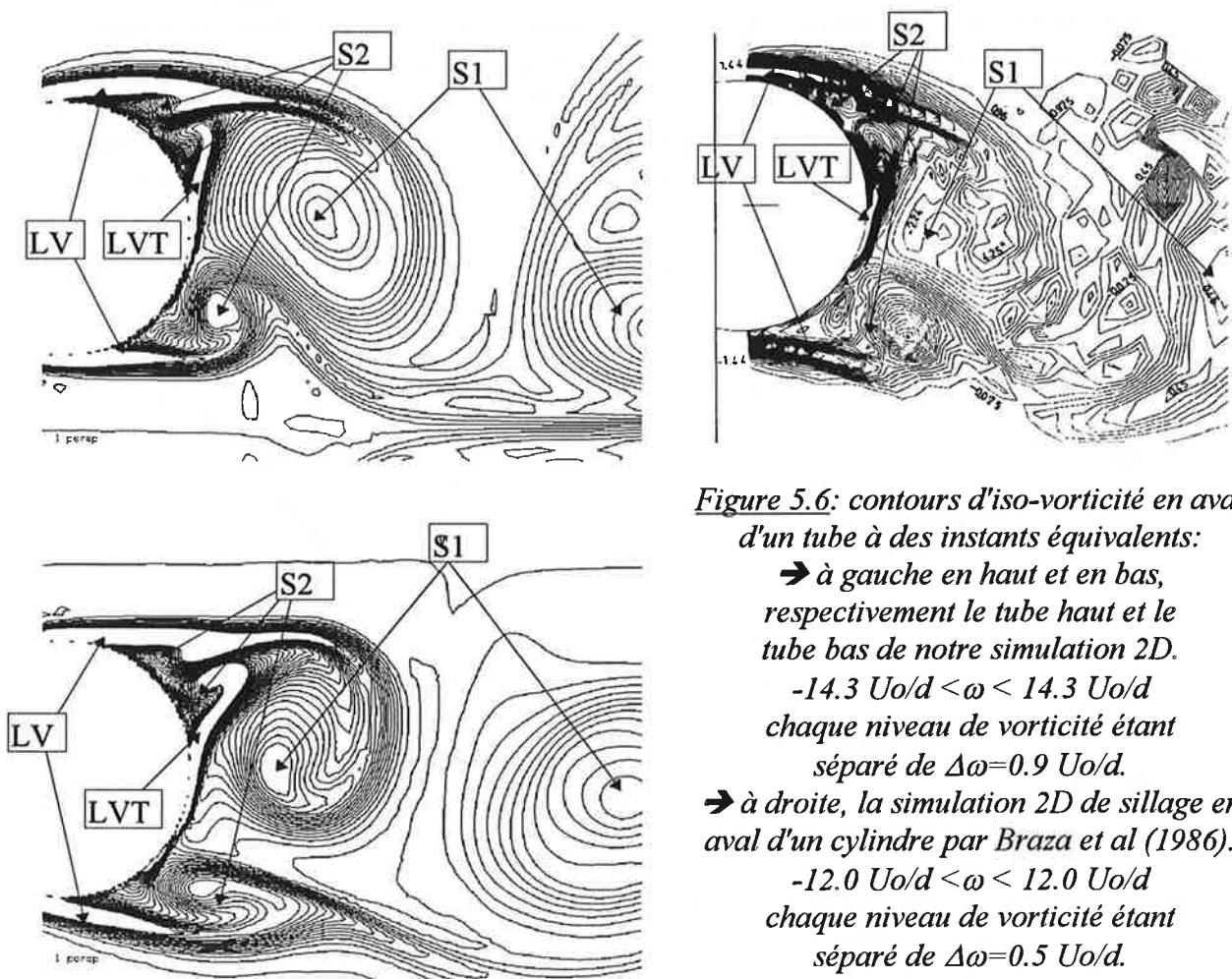


Figure 5.6: contours d'iso-vorticité en aval d'un tube à des instants équivalents:

→ à gauche en haut et en bas, respectivement le tube haut et le tube bas de notre simulation 2D.

$-14.3 U_0/d < \omega < 14.3 U_0/d$
chaque niveau de vorticité étant séparé de $\Delta\omega = 0.9 U_0/d$.

→ à droite, la simulation 2D de sillage en aval d'un cylindre par Braza et al (1986).

$-12.0 U_0/d < \omega < 12.0 U_0/d$
chaque niveau de vorticité étant séparé de $\Delta\omega = 0.5 U_0/d$.

[illegible]

Figure 10 is a plot of the normalized difference in pressure, $(P(t)-P_0)/\rho$ (USI), versus time $t-to$ (s). The plot shows three curves for different angles θ : $\theta=46.5^\circ$ (solid line), $\theta=107.5^\circ$ (dotted line), and $\theta=159.1^\circ$ (dashed line). The curves exhibit oscillatory behavior. A horizontal double-headed arrow indicates a period $T=555s$ between two vertical lines. An inset diagram shows a circle with a horizontal velocity vector U_0 and three angles $\theta = 46.5^\circ$, 107.5° , and 159.1° .

92

La répétitivité des signaux instantanés de pression d'une période à l'autre permet d'accéder à la distribution de la pression moyenne autour des tubes (figure 5.8) par intégration du signal sur une seule période. Cette distribution est la même pour les deux tubes, ce qui exclue toute dissymétrie de l'écoulement par rapport à chacun d'eux.

L'interaction forte entre les deux tubes se fait ressentir comme pour l'expérience à $Re > 1000$ par le décalage du point d'arrêt en $\theta = -10^\circ$. Cependant la perte de pression autour du tube est beaucoup plus forte que dans l'expérience (de l'ordre d'un rapport deux). Il semble que la taille importante des structures tourbillonnaires (quasiment de la dimension du diamètre du tube) soit à la base de l'importance de la chute de pression. En effet, ces structures de forte intensité génèrent des zones de dépression relative d'autant plus importantes.

A partir de la distribution de pression autour des tubes, on accède au coefficient de traînée de chacun des cylindres:

$$Cd = \frac{\int_{\theta=0}^{2\pi} (P(\theta) - P(0)) r \cos\theta d\theta}{1/2 \rho U_0^2 d} = 1/2 \int_{\theta=0}^{2\pi} Cp(\theta) \cos\theta d\theta$$

Pour le cylindre seul, à $Re=2800$, les mesures expérimentales donnent $Cd=0.85$.

Pour deux cylindres, à $Re=5100$, les mesures expérimentales donnent $Cd=1.2$.

La simulation de deux cylindres, à $Re=1000$, donne elle $Cd=2.4$. On obtient donc une surestimation très importante de la traînée liée à la forte intensité des structures tourbillonnaires 2D formées à l'arrière des cylindres en simulation 2D.

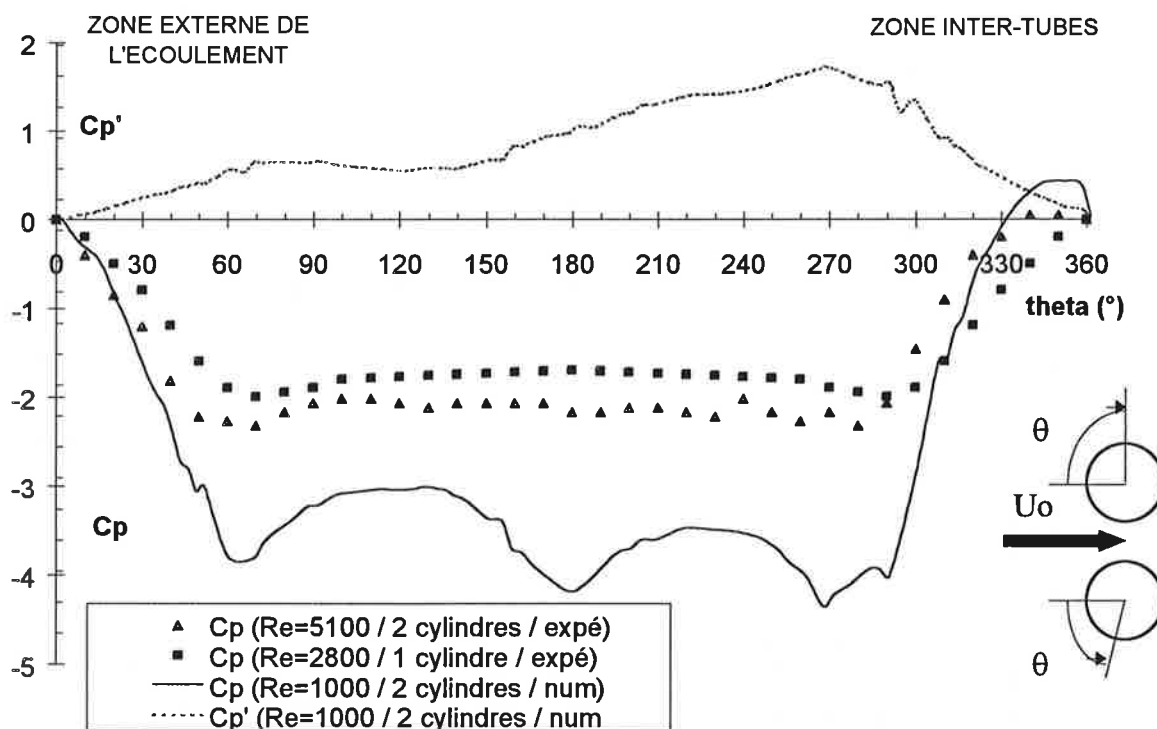


Figure 5.8: distribution du coefficient de pression moyenne (trait continu) et de fluctuation de pression relative (trait pointillé) en paroi du cylindre bas pour la simulation numérique 2D à $Re=1000$. Les symboles représentent les résultats de mesures de coefficient de pression autour d'un et de deux cylindres respectivement à $Re=2800$ et $Re=5100$.

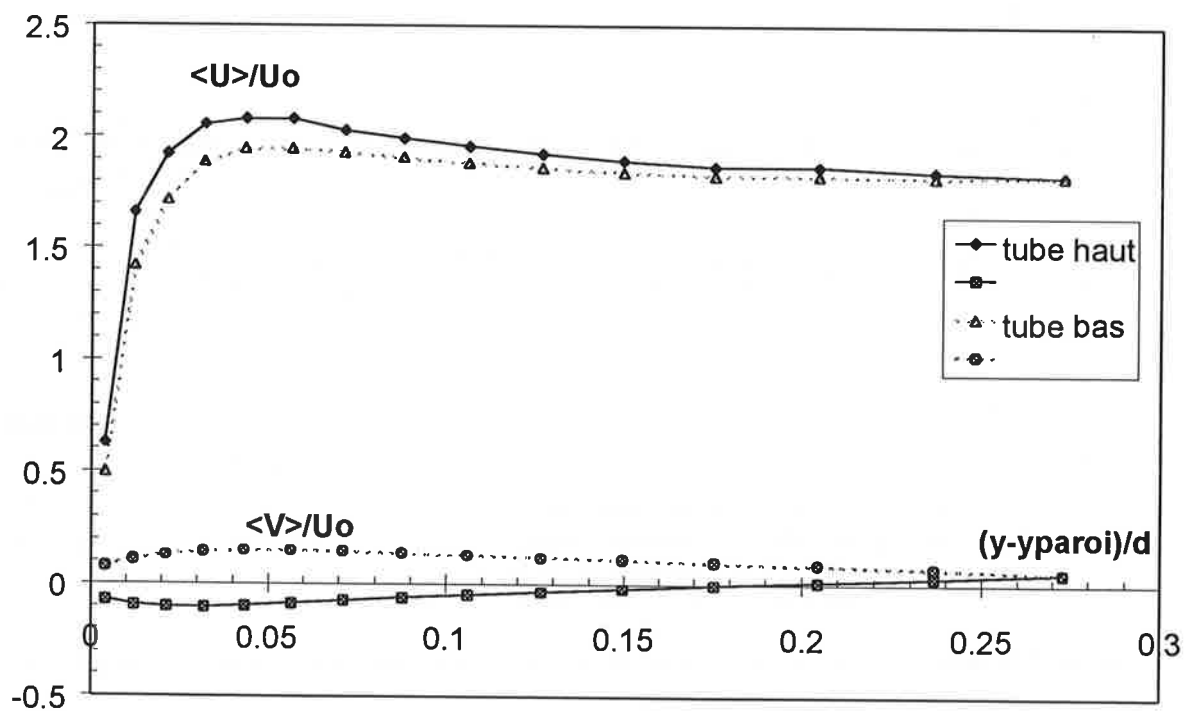
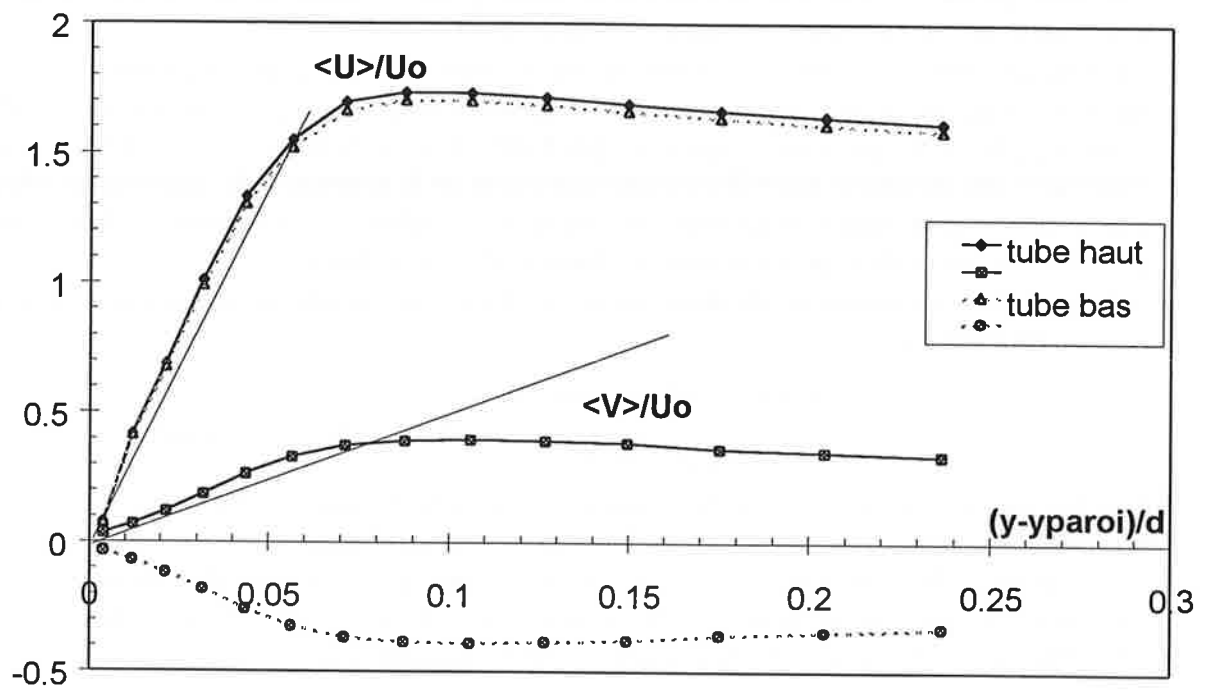


Figure 5.9: profils de vitesse moyenne dans la couche limite en paroi des tubes. En haut, à l'extérieur des tubes ($\theta = 90^\circ$); en bas, entre les deux tubes ($\theta = -90^\circ$).

On note également trois minima de pression en $\theta=60^\circ$, $\theta=180^\circ$ et $\theta=-80^\circ$, au lieu de deux en $\theta=60^\circ$ et $\theta=-80^\circ$ pour l'expérience. Nous pouvons relier l'existence de ce minimum local de pression au régime de Reynolds étudié. En effet, dans le cas de la simulation à $Re=1000$, les trois minima de pression correspondent au développement des trois nappes de vorticité en paroi de chaque tube (figure 5.6). Dans l'étude expérimentale à $Re=5100 > Re_c=2000$, les deux minima de pression correspondent au développement des deux couches cisailées décollées dans lesquelles des instabilités de Kelvin-Helmholtz font naître seulement deux tourbillons principaux de part et d'autre de chaque tube, en proche sillage. Dans les deux cas, le décollement se produit aux alentours de $\theta=-100^\circ$ entre les tubes et $\theta=80^\circ$ à l'extérieur.

La distribution de fluctuation de pression fait apparaître un maximum local à l'endroit où se forment les tourbillons (en arrière du point de décollement) du fait de l'amplitude de leur mouvement d'éjection dans le sillage. On note un niveau de bruit deux fois plus important entre les tubes qu'à l'extérieur, atteignant quasiment $p' = \rho U_o^2$.

Le raffinement de maillage à la paroi nous permet de simuler proprement le développement de la couche limite de part et d'autre de chaque tube et son décollement. Nous avons reporté en figure 5.9 les profils de vitesse moyenne axiale $\langle U \rangle$ et transverse $\langle V \rangle$ pris le long de la normale aux tubes en $\theta=90^\circ$ (  l'extérieur de la configuration des deux tubes) et en $\theta=-90^\circ$ (entre les deux tubes). Comme pour la distribution de pression, les vitesses ont été moyenn es sur une période de signal.

Comme pour la pression, on obtient des profils symétriques de part et d'autre de l'axe médian des deux tubes (figure 5.9 tube haut et tube bas).

Dans la zone extérieure, la couche limite laminaire atteint une épaisseur de $\delta_{ext}=0.06d$ (  99% de U_{max}) avec un cisaillement constant $\tau_x=30 U_o/d$ et $\tau_y=7 U_o/d$. Entre les tubes, le blocage de l'écoulement se traduit par un écrasement des couches limites intérieures d'épaisseur trois fois plus faible $\delta_{int}=0.02d$, une accélération de la vitesse débitante qui atteint le double de la vitesse amont U_o , et une atténuation de la vitesse transverse.

5.2.5. Visualisations instantanées de vorticité.

On scrute l'évolution temporelle du champ de vorticité dans la zone de sillage des tubes pendant une période de lâcher de tourbillons (figure 5.10). Les taches rouges correspondent aux structures tourbillonnaires de norme de la vorticité positive alors que les bleues correspondent aux structures tourbillonnaires de norme de la vorticité négative.

Dans la zone de formation des tourbillons, en aval du point de décollement, la norme de la vorticité atteint un maximum de $14.3 U_o/d = \tau_x/2 = 0.84 U_o/\delta_{ext}$. L'épaisseur de couche limite dans la zone de décollement paraît donc une bonne échelle pour caractériser la norme de la vorticité des structures tourbillonnaires initiales.

Une fois arrachées de la paroi des tubes, les structures tourbillonnaires lâchées dans le sillage ne se comportent pas comme observé dans les expériences. Comme on peut le constater sur la figure 5.10, la double allée formée en aval des tubes reste symétrique et stable tout au long de la période simulée. En fait, le comportement de l'écoulement est beaucoup plus proche de celui propre à une interaction faible entre les tubes ($g^*>1$), que de celui propre à une interaction forte ($g^*<1$) caractérisée à ce régime par la déflexion stable du jet formé entre les tubes. Les tourbillons sont lâchés en phase, ce qui correspond à la configuration préférentielle de l'interaction faible (figure 1.13 en haut et figure 5.10 étape $t=t_o+T_o/4$).

Les tourbillons lâchés entre les deux tubes sont advectés plus rapidement que ceux lâchés à l'extérieur du fait de l'augmentation de la vitesse débitante due à l'effet de blocage des tubes.

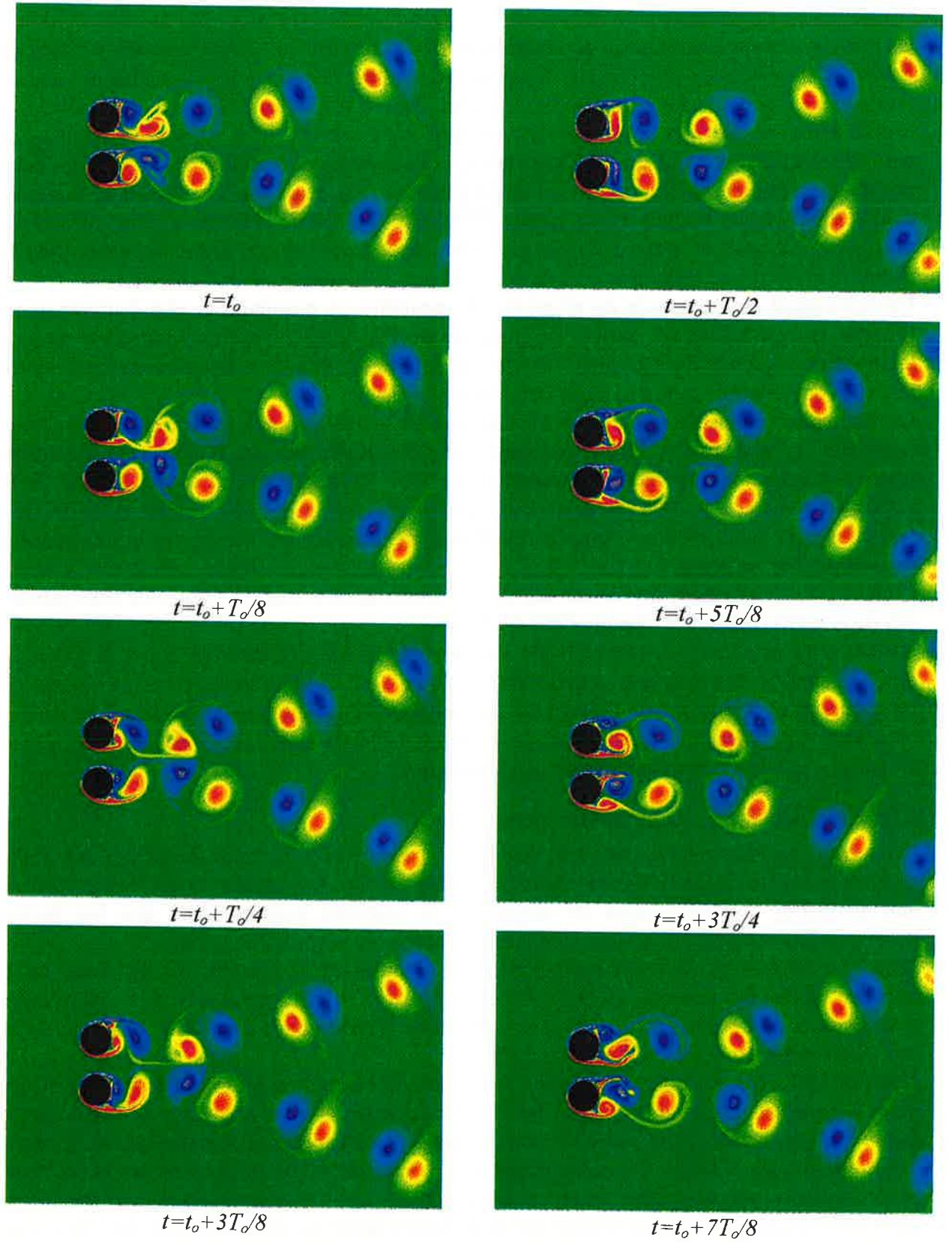


Figure 5.10: coupe de la vorticité à différents instants durant une période $T_0=565$ s de Strouhal. $-14.3 U_0/d < \omega < 14.3 U_0/d$.

Les tourbillons intérieurs vont alors rattraper leur partenaire extérieur et former des dipôles au sein de chacune des deux allées tourbillonnaires symétriques.

Aux alentours de $x=5d$, les dipôles sont suffisamment puissants pour induire un mouvement propre selon leur axe médian vers l'extérieur de l'axe des deux allées (cf paragraphe 5.2.6). Ce mouvement est suffisant pour dévier la direction d'advection des structures tourbillonnaires de l'ordre de 17° de l'axe d'advection initial.

Dans la zone $5d < x < 11d$, les deux allées de tourbillons deviennent quasiment indépendantes (à la phase près). L'amalgame attendu entre les deux allées pour n'en former qu'une à plus grande échelle n'a pas lieu. On relie ce phénomène à l'absence de structures à petite échelle obtenue dans les simulations $2D$. Le manque de diffusion turbulente force les structures cohérentes de grande échelle à se conserver tout au long de la traversée du domaine. Seule la diffusion moléculaire atténue légèrement leur intensité au bout de 11 diamètres d'advection.

5.2.6. Résultats statistiques dans le proche sillage des tubes.

L'analyse du signal instantané de vitesse dans le sillage (figure 5.11) fait apparaître une absence totale de petites structures comme pour le signal de pression et les visualisations du champ de vorticité. Le signal est périodique de période $T=565s$ constante dans tout le sillage ($St=0.25$). D'une période à l'autre le signal n'est pratiquement pas décorrélé: l'amplitude des variations reste à grande échelle. On se contente donc d'effectuer des moyennes statistiques sur une seule période du signal.

L'évolution de la vitesse axiale moyenne en $x=2d$, $x=3d$, $x=5d$, $x=7d$ et $x=10d$, confirme l'indépendance des deux sillages, malgré leur proximité initiale (figure 5.12). Dans une première étape les profils déficitaires s'élargissent tout en atténuant leur intensité. Puis, les dipôles formés entre tourbillons entrent en action et alimentent à nouveau le sillage. Les sillages s'écartent de l'axe médian des deux tubes et s'intensifient. Parallèlement, le jet formé entre les deux tubes s'élargit, pompant du fluide de l'extérieur des sillages par l'intermédiaire des dipôles.

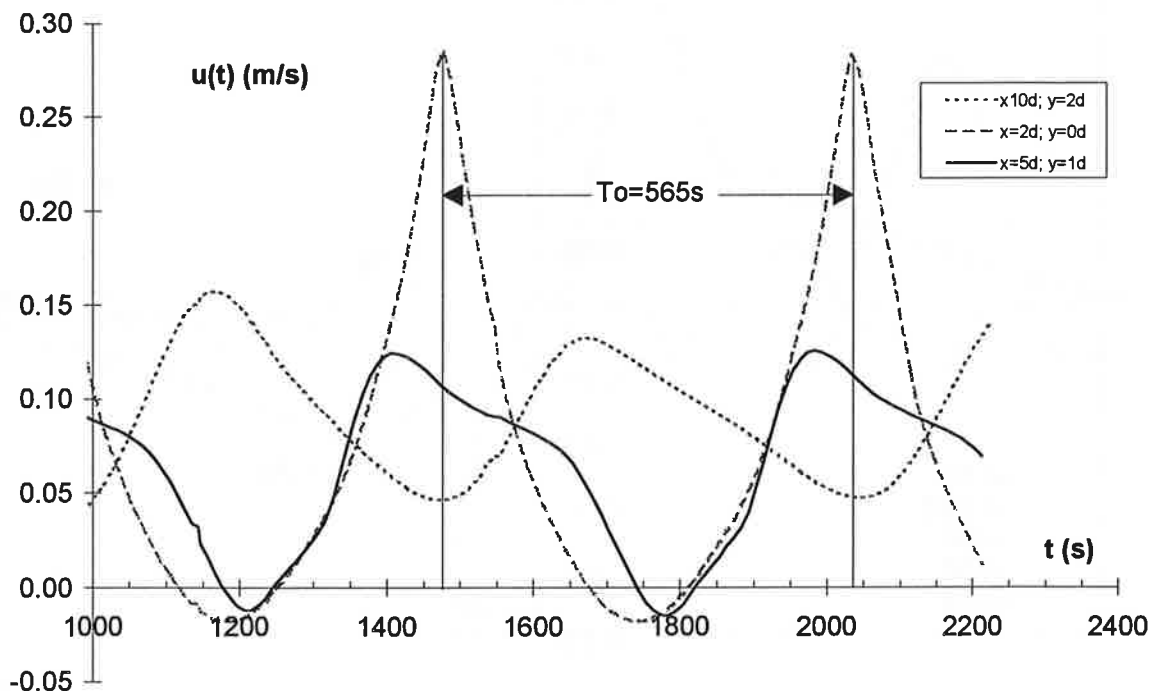


Figure 5.11: évolution temporelle de la vitesse dans le sillage des tubes en $x=2d$, $x=5d$ et $x=10d$.

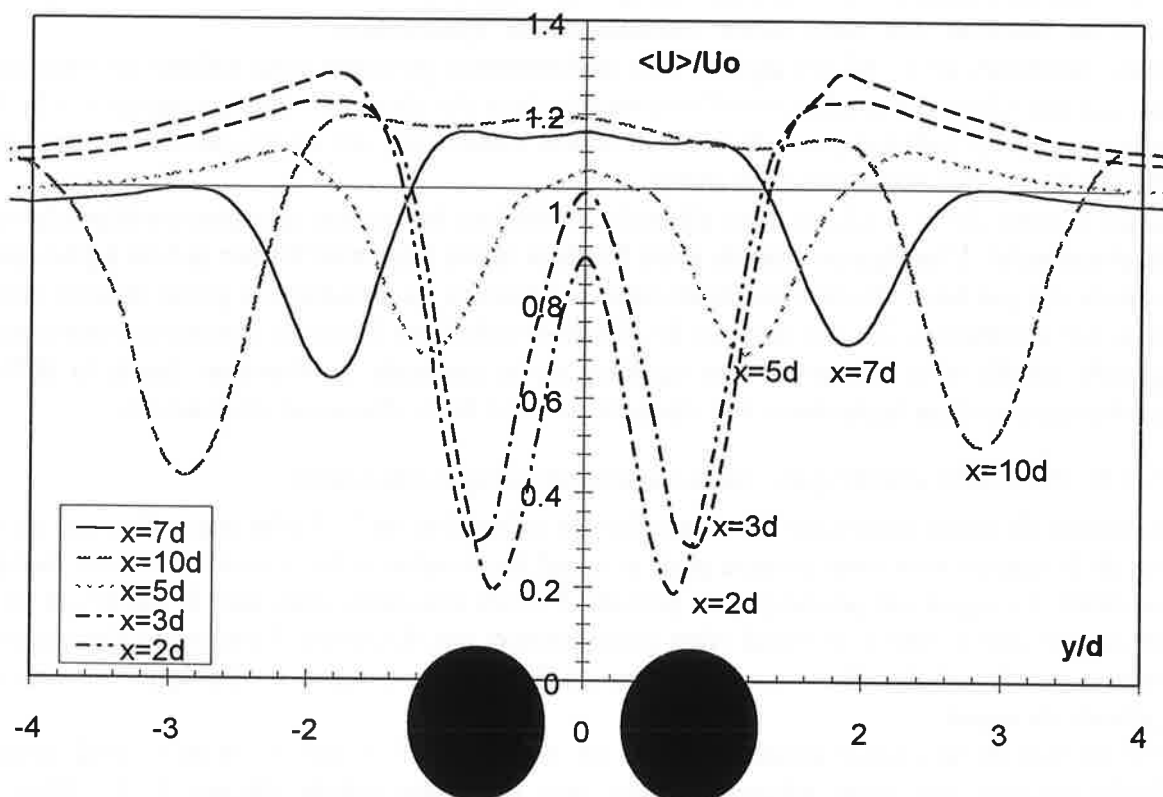


Figure 5.12: profils transverses de vitesse moyenne axiale en $x=2d$, $x=3d$, $x=5d$, $x=7d$ et $x=10d$.

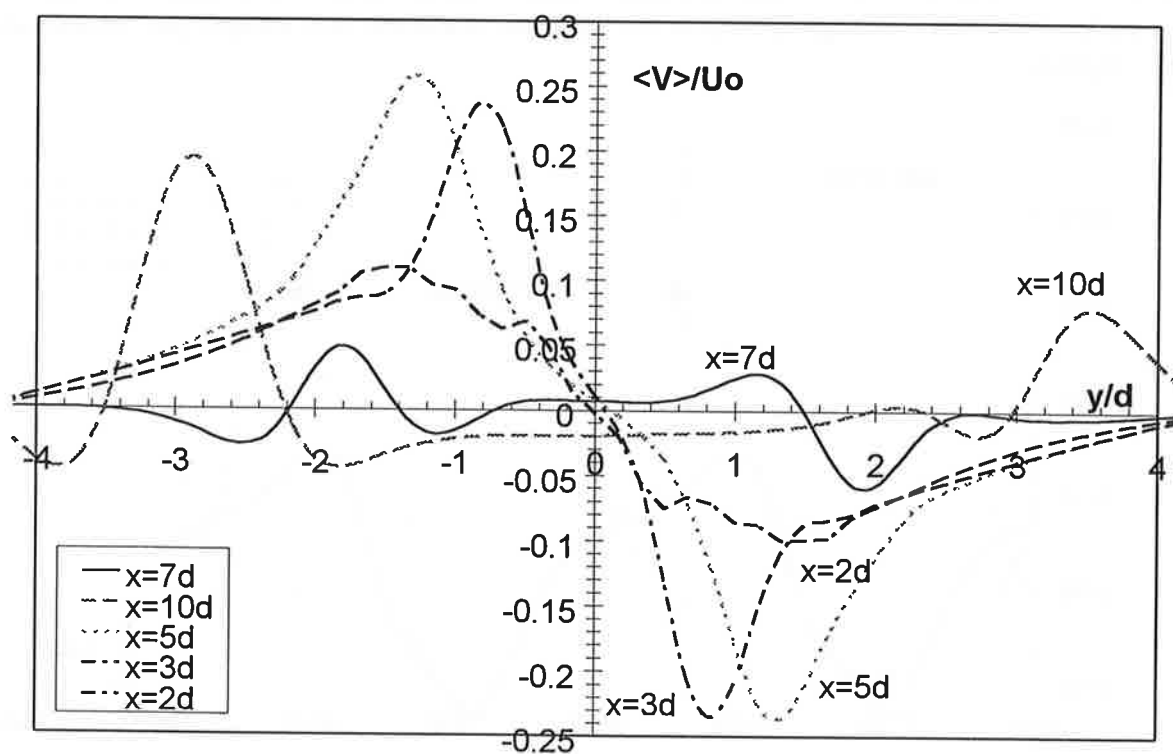


Figure 5.13: profils transverses de vitesse moyenne transverse en $x=2d$, $x=3d$, $x=5d$, $x=7d$ et $x=10d$.

Cette aspiration de fluide se retrouve au niveau des profils de vitesse moyenne transverse (figure 5.13) qui font rapidement apparaître un maximum le long de l'axe du sillage, dirigé vers le jet intérieur. En considérant $\langle V \rangle_{\max}$ et $\langle U \rangle_{\min}$ comme les composantes de la vitesse d'advection du sillage, on retrouve la direction de dérive des sillages constatée sur les visualisations. En $x=10d$, on obtient $\langle V \rangle_{\max}=0.25U_0$ et $\langle U \rangle_{\min}=0.7U_0$, ce qui permet de remonter à la direction d'advection du sillage: $\theta_{\text{conv}}=\text{Arctan}(\langle V \rangle_{\max}/\langle U \rangle_{\min})=19.6^\circ$. La dissymétrie croissante des profils de vitesse transverse montre que la situation de quasi symétrie du jet inter-tubes est stable pour la simulation 2D.

Les profils de fluctuation de vitesse axiale (figure 5.14) font eux aussi apparaître l'évolution spatiale du sillage dans le sens où ils atteignent des maxima de l'ordre de 60% de U_0 dans les zones cisailées de l'écoulement, c'est à dire en bordure de chaque sillage. Sur l'axe médian, à la sortie de la zone inter-tubes, le taux de turbulence dépasse 100% du fait de l'effet de blocage. D'une part, c'est la source d'une augmentation locale de la vitesse débitante. D'autre part, le lâcher en phase de tourbillons contrarotatifs entre les tubes provoque un blocage périodique du jet dont la variation temporelle est accrue.

Le coefficient de dissymétrie reste proche de $Su=0$ avec des changements de signe répétés à la traversée des sillages. Le coefficient d'aplatissement est également très variable en fonction des zones étudiées et dépasse rarement $Fu=2$.

On est relativement loin des valeurs obtenues en turbulence homogène isotrope où la distribution des fluctuations de vitesse est gaussienne. Comme on l'a constaté sur les signaux instantanés, l'absence d'étirement tourbillonnaire 3D bloque complètement le mécanisme de cascade d'énergie vers les plus petites échelles de l'écoulement.

En l'absence de dissipation turbulente, toute l'énergie reste concentrée dans les grandes échelles, comme on peut le constater visuellement et statistiquement.

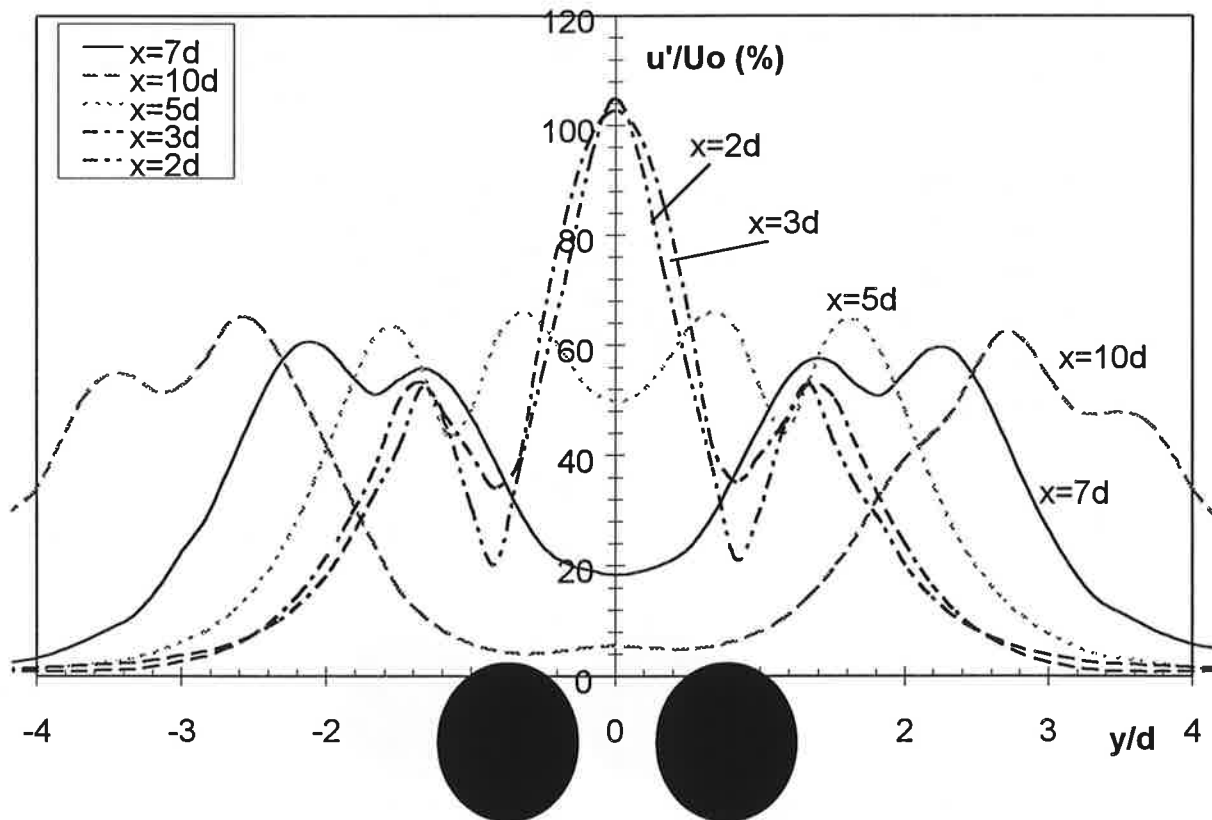


Figure 5.14: profils transverse de fluctuation de vitesse axiale en $x=2d$, $x=3d$, $x=5d$, $x=7d$ et $x=10d$.

Ainsi, la simulation 2D parvient à décrire le développement et le décollement de la couche limite laminaire autour de chaque tube. En conséquence, elle prédit avec qualité la formation des premières structures tourbillonnaires dans la zone arrière des tubes. La première phase de la transition à la turbulence est donc bien décrite par l'apparition d'instabilités dans la zone décollée du tube. L'absence de phénomène de cascade d'énergie du fait de la bidimensionalisation forcée de l'écoulement conduit à une dérive qualitative et quantitative des résultats statistiques dans la phase de développement de la turbulence au sein du sillage.

La comparaison des résultats statistiques avec les différentes expériences menées à des régimes de Reynolds compris entre $Re=1000$ et $Re=14300$ permet de prendre conscience de l'impact des phénomènes liés à la turbulence à petite échelle sur le comportement de l'écoulement moyen. Nous avons reporté sur les figures 5.15 à 5.18 les profils transverses des différents moments de la vitesse axiale déterminés dans le proche sillage en $x=3d$.

Les caractéristiques à grande échelle (vitesse moyenne et taux de turbulence) de la simulation 2D sont assez proches des résultats expérimentaux. La largeur et l'amplitude des sillages sont équivalentes, mise à part l'absence de la déflexion du jet. L'amplitude des fluctuations atteint un même niveau dans des zones équivalentes.

Par contre, les caractéristiques de l'écoulement à petite échelle sont complètement différentes, du fait de la quasi non existence de ces échelles dans la simulation. En particulier, le coefficient d'aplatissement de la simulation est à un niveau largement inférieur à celui tiré des expériences. Son évolution spatiale ne correspond pas non plus à la réalité.

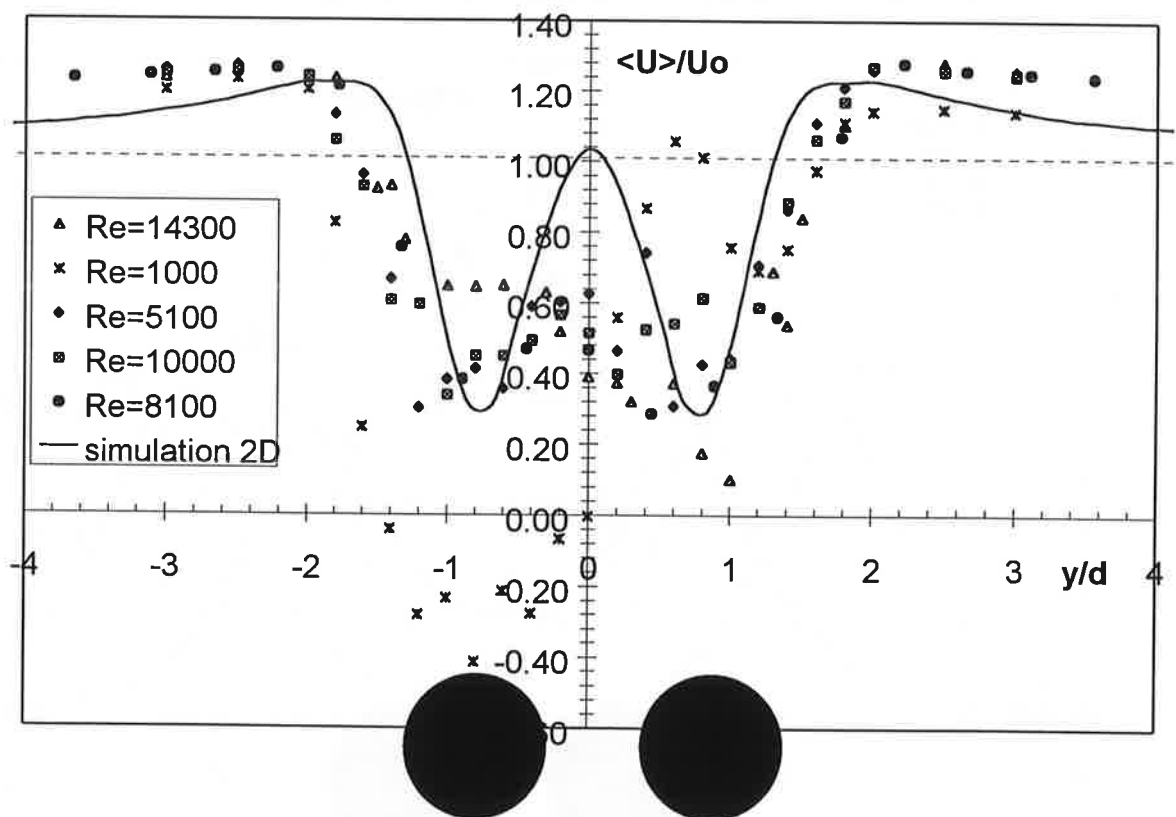


Figure 5.15: profil transverse de vitesse moyenne axiale en $x=3d$; comparaison aux résultats expérimentaux à $1000 < Re < 14300$

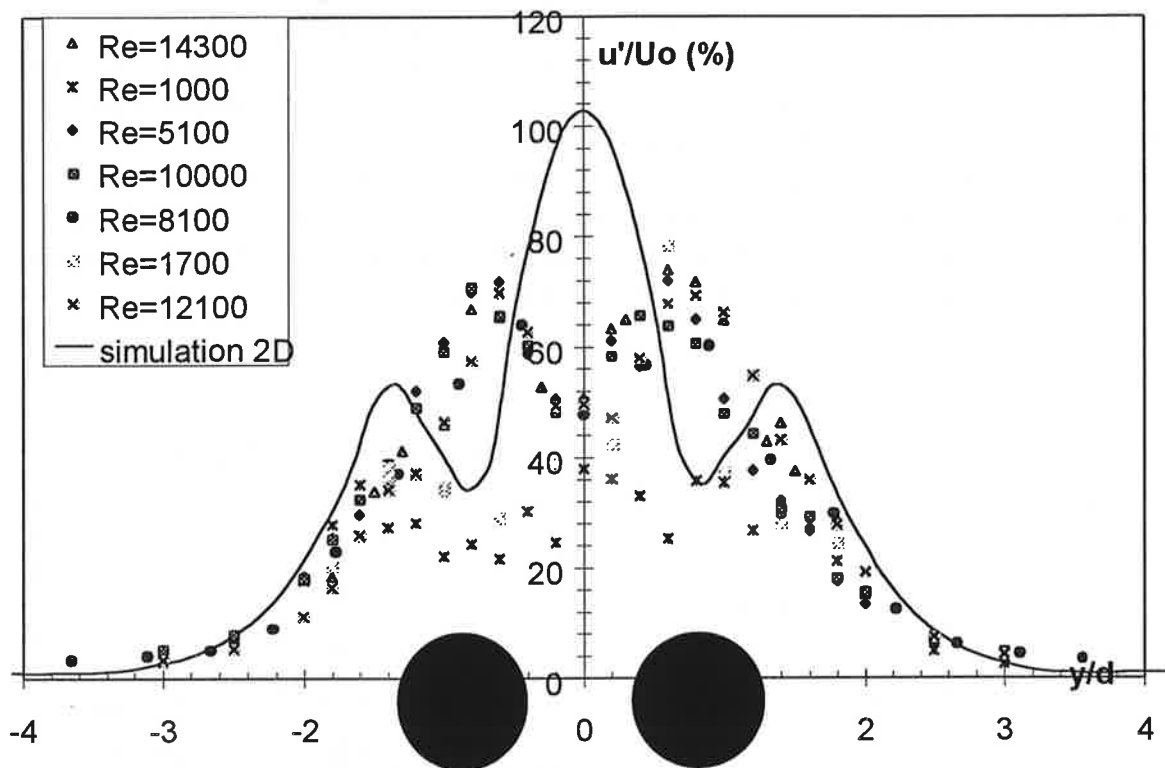


Figure 5.16: profil transverse de fluctuation de vitesse axiale en $x=3d$; comparaison aux résultats expérimentaux à $1000 < Re < 14300$.

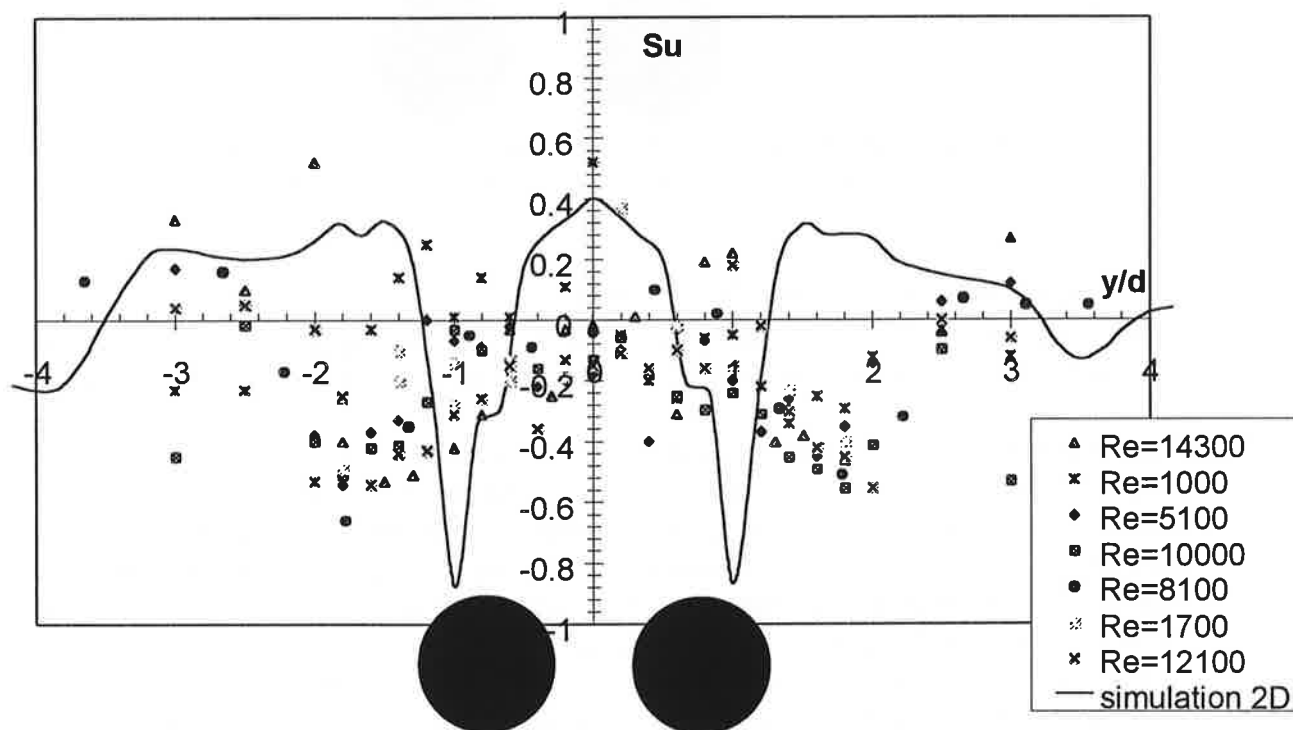


Figure 5.17: profil transverse de Skewness de vitesse axiale en $x=3d$; comparaison aux résultats expérimentaux à $1000 < Re < 14300$.

Cette mauvaise détermination des caractéristiques turbulentes de l'écoulement influe sur son comportement à grande échelle. Du point de vue expérimental, la configuration d'interaction forte entre deux tubes s'est avérée être un cas d'étude très dépendant des conditions environnantes. On retrouve numériquement des effets perturbateurs équivalents susceptibles de faire basculer la configuration d'écoulement d'un comportement à un autre. Le manque d'instabilités du au forçage $2D$ de la simulation numérique a autant d'effet sur la phénoménologie du jet entre les tubes et du double sillage aval que le surplus de perturbations apportées du point de vue expérimental par une hausse du régime de Reynolds, ou encore par la modification des conditions d'adhérence à la paroi des tubes.

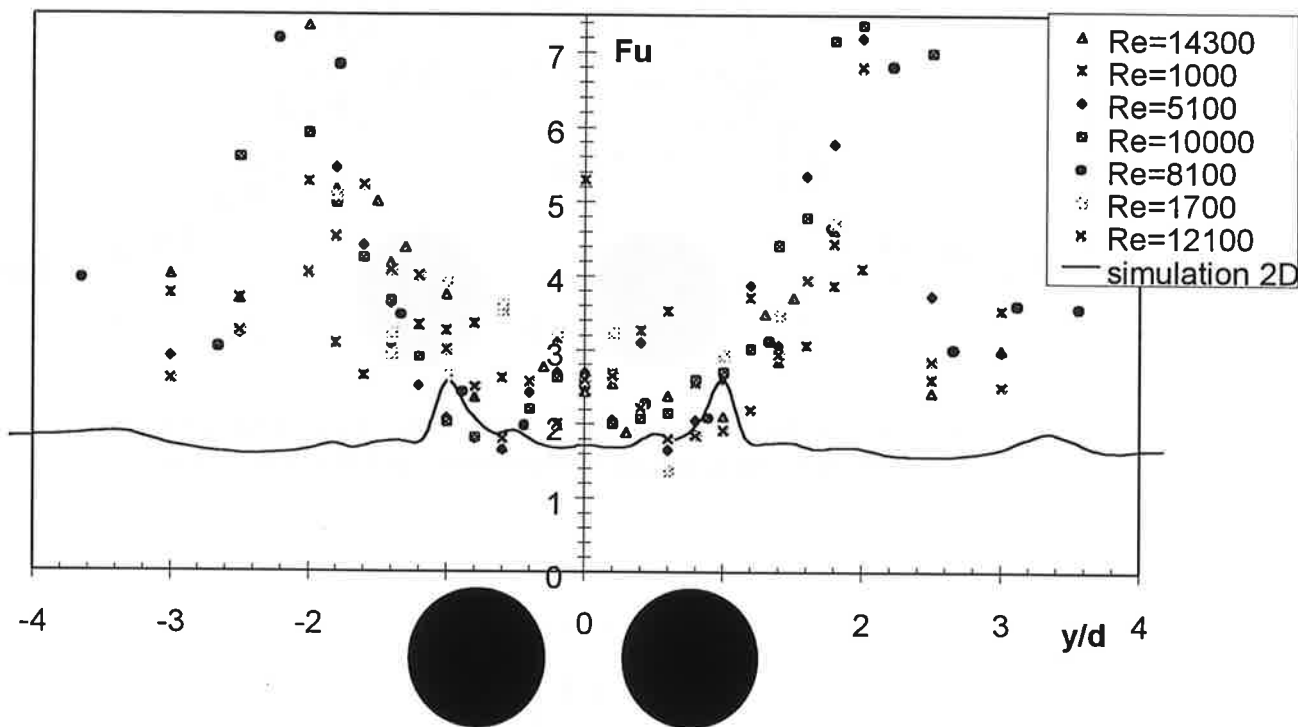


Figure 5.18: profil transverse de Flatness de vitesse axiale en $x=3d$; comparaison aux résultats expérimentaux à $1000 < Re < 14300$.

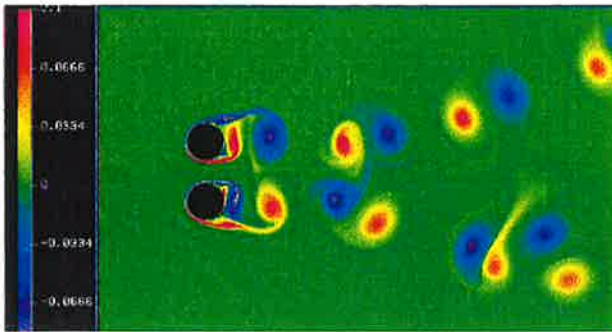
5.2.7. Apparition de binômes de Batchelor.

Dans cette partie nous nous intéressons d'un point de vue qualitatif à la formation et au comportement des dipôles de tourbillons contrarotatifs convectés dans les sillages (figure 5.19).

Le blocage entre les deux tubes produit une accélération locale de la vitesse débitante. Cela se traduit par une éjection plus rapide des tourbillons formés en aval du décollement des couches limites internes par rapport à ceux formés en aval du décollement des couches limites externes. Les structures internes de vorticité rattrapent alors les structures externes de vorticité de sens opposé comme on peut le constater sur les figures 5.19 et 5.20. En particulier sur la figure 5.20 on note une irrégularité de la distance du centre d'une structure de basse pression (caractéristique du centre du tourbillon)   la suivante. Ces dipôles qui portent le nom de binômes de Batchelor ont été observés expérimentalement par Couder et al (1986) dans le sillage $2D$ d'un cylindre sur un film de savon et numériquement dans des simulations temporelles de jets incompressibles par Comte (1989) et de jets légèrement compressibles par

Comte al (1992). La proximité de forces de sens opposés leur procure un mouvement propre complètement aléatoire. C'est ainsi que les deux derniers dipôles de l'allée tourbillonnaire inférieure rompent la symétrie des sillages par leur déplacement quasiment à contre-courant de l'écoulement advectif. L'intensité de ces dipôles est responsable de la dérive des deux sillages et donc de l'absence d'amalgame vers un sillage unique. Ce phénomène de déformation de la symétrie de l'écoulement n'a pas suffi pour dévier le jet formé entre les tubes; quelques périodes plus tard le double sillage est redevenu symétrique.

Il semble ainsi que le phénomène de déflexion du jet prenne bien ses origines au moment de l'étape de transition à la turbulence, lorsque les effets de déformation 3D des structures cohérentes sont intenses et mènent à la production d'une turbulence 3D à petite échelle.



*Figure 5.19: coupe de vorticité. Les traces rouges et bleues correspondent aux maxima positifs et négatifs de la vorticité.
 $-0.1 = -14.3 U_0/d < \omega < 14.3 U_0/d = 0.1$*

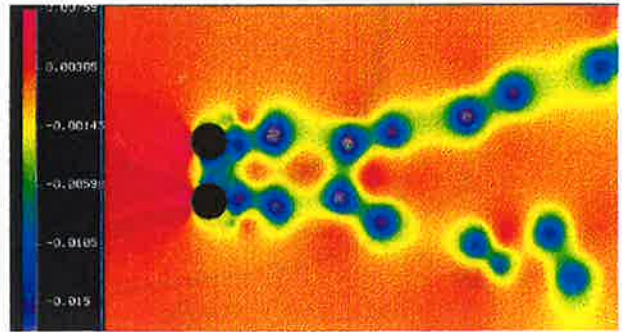


Figure 5.20: coupe de la pression P/ρ . Les ovoïdes bleues correspondent aux minima de la pression, centrés sur les maxima de vorticité.

5.3. Simulation 2D à $Re=5000$.

Frustrés du demi échec de la simulation 2D à $Re=1000$ du fait de la non prédiction du phénomène de déflexion stable attendu à ce régime, nous avons diminué la viscosité dynamique du fluide simulé afin d'atteindre un Reynolds de $Re=5000$ et passer ainsi le seuil critique $Re_c=2000$ d'apparition des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la couche cisailée décollée des tubes d'une part et de battement aléatoire du jet inter-tubes d'autre part.

5.3.1. Les caractéristiques numériques du calcul.

Le maillage et les schémas de résolution propres à cette simulation sont les mêmes que ceux de la simulation précédente. On en rappelle ci-dessous quelques caractéristiques:

- vitesse d'entrée de l'écoulement: $U_0=0.084m/s$
- diamètre du tube: $d=12m$
- distance entre tubes bord à bord: $g=g^* d=7m$
- viscosité dynamique du fluide: $\nu=0.2015 \cdot 10^{-3}m^2s^{-1}$
- facteur de sécurité du pas de temps (schéma RK3): $facsec=1.7$
- pas de temps: $\Delta t=0.6s$
- pas de temps CPU: 5'30" à 6'
- temps de traversée du domaine par advection à U_0 : $t_{trav}=14d/U_0=2000s=4255\Delta t$
- durée du transitoire de calcul: 2000s soit $1t_{trav}$
- temps total de la simulation: 6000s soit $3t_{trav}$

5.3.2. Formation des instabilités dans la couche cisailée décollée.

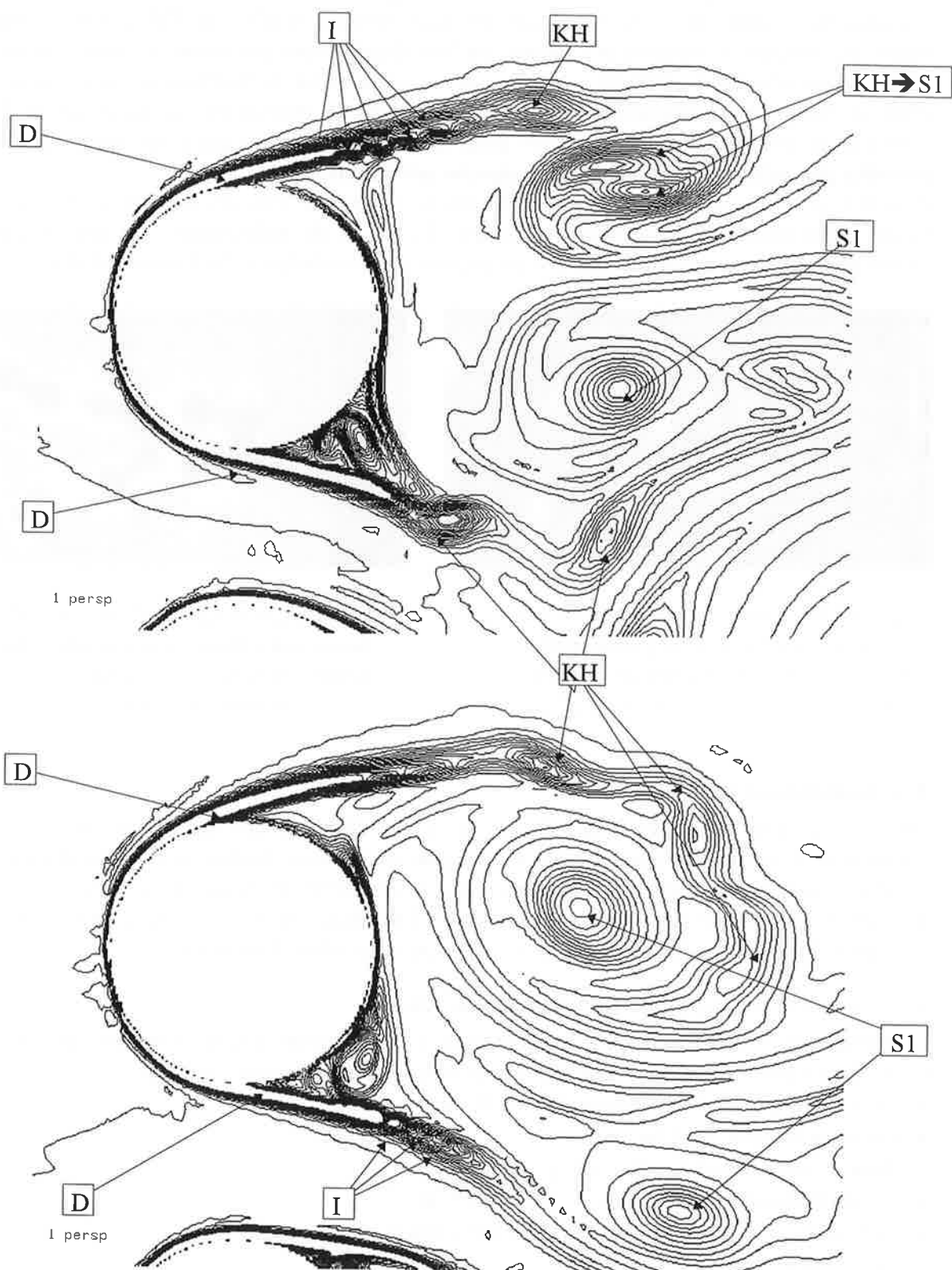


Figure 5.21: contours d'iso-vorticité. $-0.15 = -21.5 U_0/d < \omega < 21.5 U_0/d = 0.15$. Sur la figure du haut, on note l'appariement de deux tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui tendent à former une structure principale à plus grande échelle dans l'allée de Bénard-Karman. Sur la figure du bas, on voit des instabilités de Kelvin-Helmholtz se développer au sein de la couche cisailée décollée puis s'enrouler en structure principale du sillage.

Comme pour le cas d'un cylindre unique en régime sous critique, au delà de $Re_c=2000$ (Unal et al: 1988), les visualisations de vorticité (figure 5.21) font apparaître la formation et le développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz au sein de la couche cisailée décollée des deux tubes. En effet, on reconnaît nettement les différentes zones propres au décollement de la couche limite (D),   la formation des premières instabilités (I) au sein de la couche de cisailée décollée, à l'enroulement de ces structures de petite échelle en structures de Kelvin-Helmholtz (KH) caractéristiques de la zone de transition à la turbulence, et enfin au développement des structures de vorticité principales (S1) de l'allée de Bénard-Karman.

Pour un cylindre unique, de nombreux auteurs (Bloor et al: 1966; Wei et al: 1986; Kourta et al: 1987) avaient noté des différences entre structures secondaires (de fréquence f_i) de la couche cisailée décollée et structures principales (de fréquence f_s) du sillage. Dans le cas de l'interaction forte entre deux cylindres, des visualisations temporelles font également apparaître ce décalage en fréquence de l'advection des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (de petite échelle donc haute fréquence relative) par rapport à l'advection des structures principales du sillage (de grande échelle donc basse fréquence relative).

5.3.3. Déflexion et stabilité du jet.

La visualisation de la figure 5.22 en haut à gauche fait nettement apparaître la déflexion de coté (en l'occurrence vers le bas) du jet formé entre les deux tubes. En aval des tubes, il en résulte deux sillages dissymétriques en largeur mais aussi en longueur de formation, le jet délimitant la zone d'expansion de chacun. Kourta et al (1987) déterminent pour un cylindre unique une zone de formation de longueur de $2.3d$   $Re=4800$. C'est à peu près ce que nous retrouvons du coté du large sillage. De l'autre coté, la zone de formation ne dépasse pas $1.5d$; les structures créées sont d'ailleurs plus proches de celles obtenues à $Re=1000$, régime pour lequel les nappes de vorticité s'enroulent directement en tourbillons principaux de l'allée de Bénard-Karman. Du coté du sillage épais, nous retrouvons à peu près comme pour Kourta l'apparition des premières instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la couche cisailée décollée en $x=0.5d$, l'existence d'une zone inerte s'étendant à l'arrière des tubes jusqu'à $1d$, et la naissance de l'allée tourbillonnaire du sillage à partir de $x=1.5d$.

La formation des structures tourbillonnaires internes (entre les tubes) provoque parfois la déstabilisation du jet qui se recentre et change de coté de déflexion. Les visualisations de coupe de la vorticité (figure 5.22) sont comparables à la visualisation des lignes d'émission de colorants (figure 1.14) effectuée par Mc Grath (1991). On y reconnaît distinctement les zones cisailées décollées qui se déstabilisent et sont le siège de la transition. On y retrouve aussi la dissymétrie des zones de sillages séparées par le jet inter-tubes défléchi du coté du sillage le plus étroit. Du fait du phénomène aléatoire de battement du jet il est difficile de déterminer statistiquement les fréquences caractéristiques de chacun des deux sillages. Visuellement, on parvient cependant à se rendre compte que le sillage étroit est le siège de phénomènes de haute fréquence alors que le large sillage est plutôt caractérisé par des phénomènes de basse fréquence qui prennent naissance après appariements multiples des tourbillons de Kelvin-Helmholtz formés dans la couche cisailée décollée.

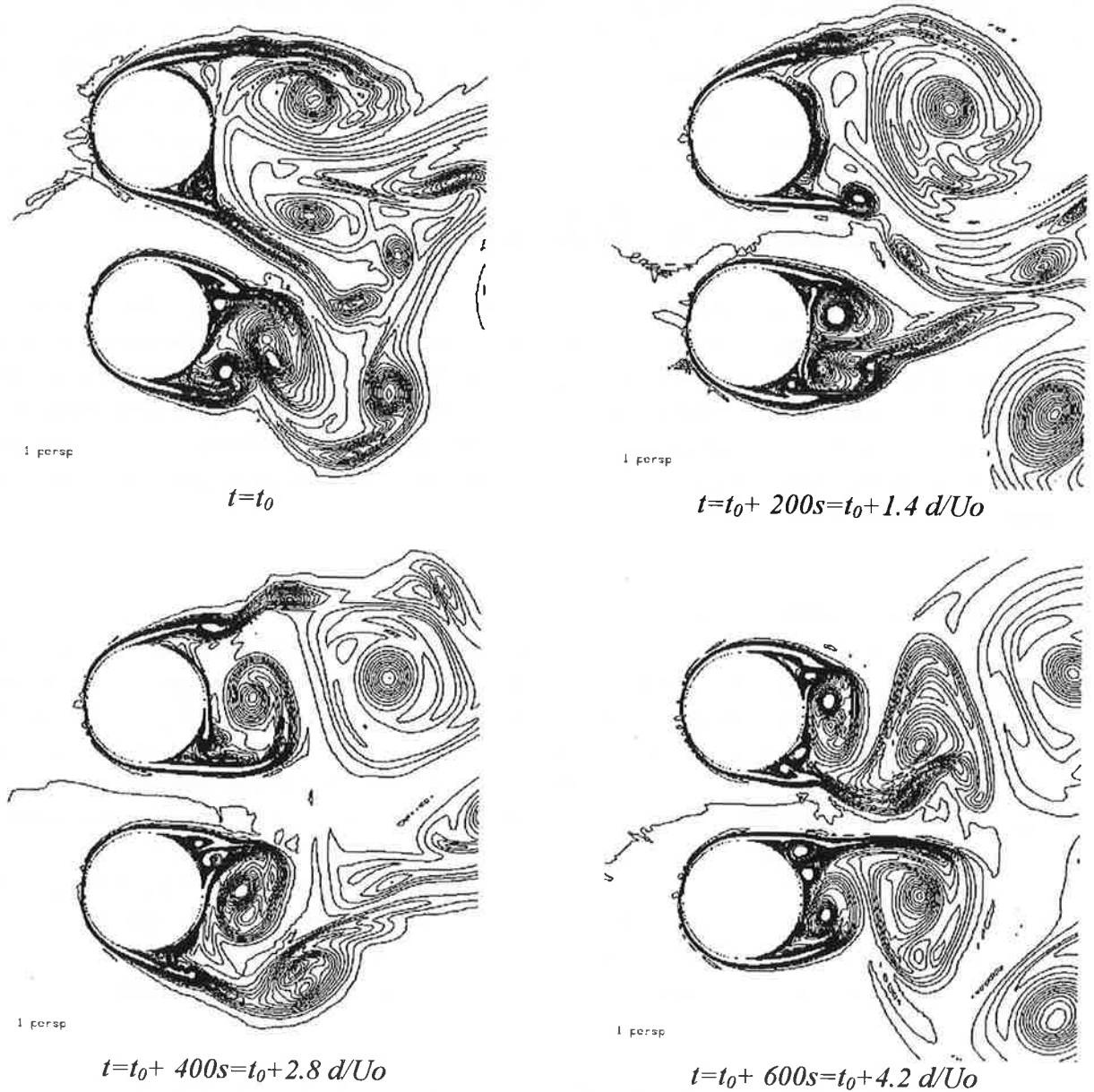


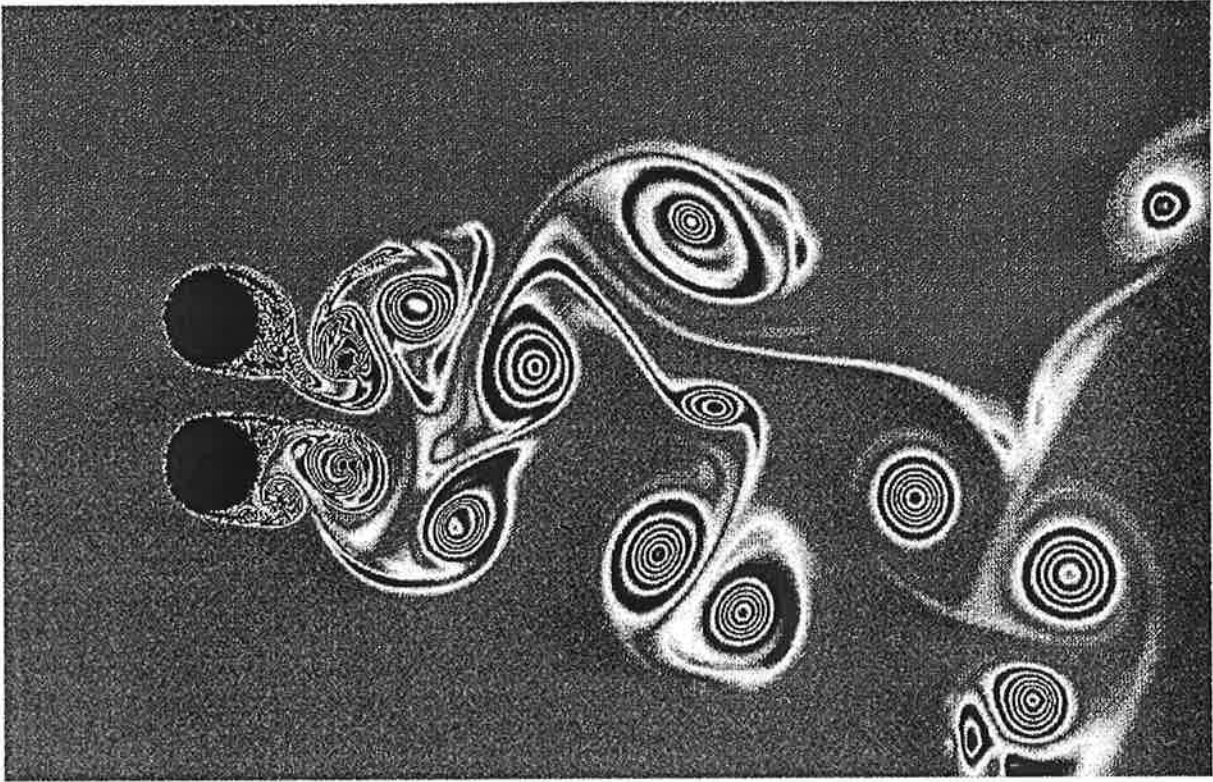
Figure 5.22: contours d'iso-vorticité à différents instants.

$$-0.15 = -21.5 U_0/d < \omega < 21.5 U_0/d = 0.15.$$

Chaque niveau de vorticité est séparé de $\Delta\omega = 1.35 U_0/d$

5.3.4. Asymétrie du sillage intermédiaire.

Comme pour le cas à $Re=1000$ les structures de vorticité $2D$ ne sont pratiquement pas dissipées, par manque d'étirement tourbillonnaire $3D$. Il en résulte une durée de vie plus longue de ces structures qui rendent tout le sillage dissymétrique jusqu'à $x=10d$, zone de sortie de notre domaine de simulation. Des dipôles de Batchelor apparaissent à nouveau et se déplacent au sein du double sillage, perturbant ainsi son évolution (figure 5.23). On est très proche des visualisations expérimentales de sillage $2D$ sur un film de savon de Couder et al (1986) dont un échantillon à $Re>400$ est représenté figure 5.24. L'écoulement n'est plus régi que par le mouvement propre des dipôles. En deux à trois diamètres il devient quasiment indépendant des



*Figure 5.23: Coupe de vorticité. $-0.15 = -21.5 U_0/d < \omega < 21.5 U_0/d = 0.15$.
Chaque bande de même ton est séparée de $\Delta\omega = 1.5 U_0/d = 0.01$.*

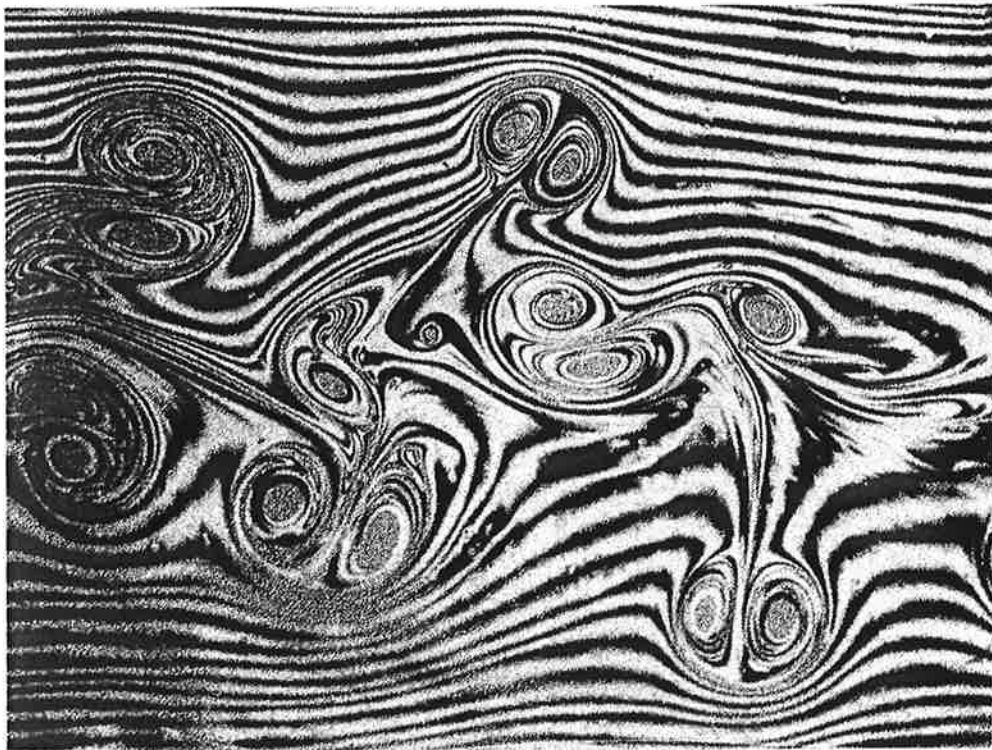


Figure 5.24: Visualisation de la déformation (par les structures tourbillonnaires 2D advectées dans le sillage d'un disque à $Re > 400$) de lignes longitudinales d'iso-épaisseur de film de savon (Couder & Basdevant: 1986).

conditions de sillage développées à l'arrière des tubes. En effet, la très forte intensité des dipôles leur permet de se déplacer à contre courant du sens d'advection moyen. Ainsi, le retour à une configuration symétrique du sillage par amalgame des structures de vorticité entre elles n'a pas lieu dans notre cas. L  encore, on peut s'attendre à ce qu'une simulation 3D donne de meilleurs résultats quant à la réapparition d'une allée tourbillonnaire à grande échelle unique et symétrique.

5.4. Bilan.

On obtient une bonne description du développement et du décollement de la couche limite laminaire autour de chaque tube ainsi qu'une prédiction précise de la formation des premières structures tourbillonnaires dans la zone arrière des tubes. La première phase de la transition à la turbulence est donc bien décrite par l'apparition d'instabilités dans la zone décollée du tube. Cependant, on note une absence complète du phénomène de cascade d'énergie des grosses vers les petites structures énergétiques de l'écoulement. La bidimensionnalisation forcée de l'écoulement conduit à une dérive qualitative et quantitative du sillage à petite et grande échelle.

A $Re=1000$, la couche limite s'enroule directement en tourbillons principaux intenses (par effet 2D) qui forcent l'écoulement à rester symétrique. L'absence d'étirement tourbillonnaire 3D bloque complètement le mécanisme de transfert d'énergie entre échelles.

A $Re=5000$, une phase intermédiaire de formation de tourbillons de Kelvin-Helmholtz (bien résolue en 2D) en aval du point de décollement de la couche limite provoque la déflexion et le battement du jet inter-tubes.

A $Re<2000$ la déflexion du jet semble être induite par des effets 3D (donc non résolue en 2D) alors qu'  $Re>2000$ le phénomène de battement du jet (qui entraîne par conséquent celui de déflexion) semble être provoqué par le développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz au sein de la couche cisailée décollée (instabilités d'origine 2D).

On retiendra la capacité de la simulation numérique 2D à reproduire à moindre coût les phénomènes propres à l'interaction de sillages sur un plan qualitatif et quantitatif à grande échelle, et ce dans certaines configurations d'écoulement qu'il est nécessaire de connaître à priori. Ainsi, la maîtrise à grande échelle des phénomènes d'asymétrie de l'écoulement à $Re<2000$ ne peut être obtenue que par une simulation numérique 3D capable de gérer les effets d'étirement tourbillonnaire transverse à l'écoulement.

De plus, du fait de la non résolution des transferts d'énergie des grandes vers les petites échelles de la turbulence dans les simulations 2D, l'accès aux phénomènes à petite échelle de l'écoulement ne peut être obtenu que par la simulation 3D. Ainsi, la méthode de Simulation des Grandes échelles de la turbulence devrait permettre d'effectuer une simulation de résolution équivalente à celle 2D avec 3000000 d'éléments, ce qui nécessite l'utilisation de la version parallèle du code.

6. Le faisceau de tubes en quinconce: l'approche expérimentale.

L'interaction entre deux tubes décrite dans les deux chapitres précédents devient plus complexe lorsque l'on considère un faisceau complet de tubes de même écartement. On décrit ici l'approche expérimentale de l'écoulement au sein et en aval d'un faisceau de tubes en quinconce, en régime turbulent.

6.1. Approfondissement de la configuration triangulaire la plus étudiée.

Le cas étudié est équivalent d'une part à celui d'Halim et al (1986) et de Mc Grath (1994), d'autre part à celui de Kelemenis (1993). Les régimes de Reynolds imposés et les zones de fluide instrumentées sont complémentaires (tableau §1.3.1.), ce qui permet d'apporter une lumière différente sur les phénomènes mis en jeu dans ce type de configuration d'écoulement.

6.1.1. Description du cas étudié.

Le faisceau de tubes est constitué de 15 rangées de 9 tubes de diamètre $d=12\text{mm}$ et de hauteur $h=10d=120\text{mm}$. Le faisceau étant en quinconce, une rangée sur deux est complétée par deux demi tubes plaqués en paroi du canal. On conserve ainsi le facteur de blocage à chaque rangée traversée. La distance d'une rangée à la suivante est donnée par le pas longitudinal $p_x=\sigma_x d=1.371d=16.5\text{mm}$. Le pas transverse est le même que celui de l'interaction forte entre deux tubes: $p_y=\sigma_y d=(g^*+1)d=1.583d=19\text{mm}$ (figure 6.1). Les régimes de Reynolds imposés sont les mêmes que ceux concernant l'étude de l'interaction entre deux tubes: $5000 < Re < 15000$; ramenés à la vitesse débitante Wo au sein du faisceau, ils valent: $14000 < Re_w < 40000$. Les régimes couverts s'étendent ainsi jusqu'aux plus bas régimes étudiés par les auteurs précités.

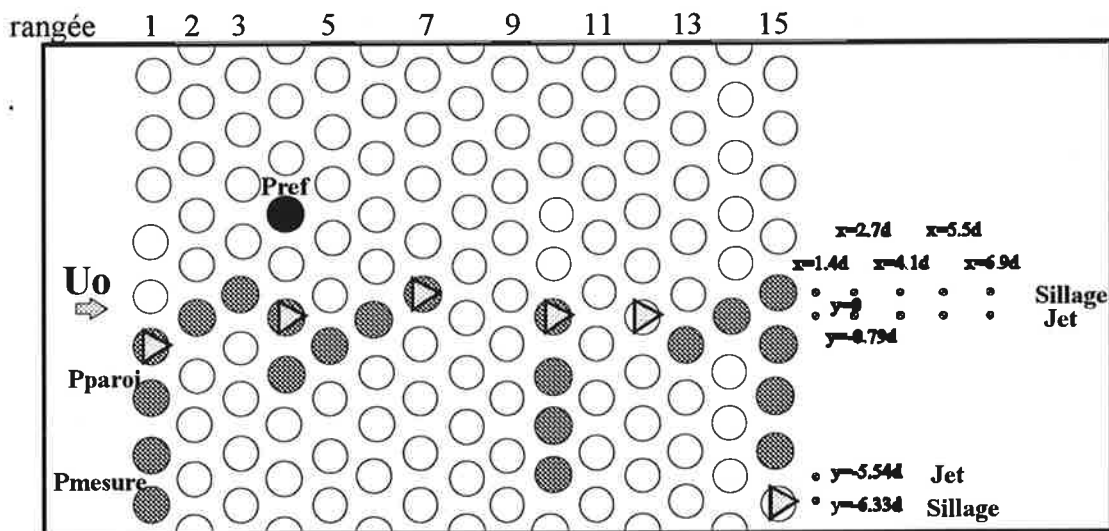


Figure 6.1: Description des zones de mesures au sein du faisceau de tubes.

PRESSION: Les ronds gris représentent les tubes instrumentés en milieu de hauteur du canal. Les triangles gris représentent les tubes instrumentés en paroi du canal à 10, 20 et 30mm du bord. Le rond noir représente le tube de référence pour les mesures de pression moyenne relative.

VITESSE: Les points gris représentent les points de mesure de vitesse par anémométrie laser Doppler. On s'est intéressé aux zones de jet et de sillage en bordure et au milieu du canal pour des stations espacées de $\sigma_x d=1.371d$ allant de $x=\sigma_x d=1.371d$ à $x=5\sigma_x d=6.855d$ en aval de la dernière rangée de tubes.

Au sein du faisceau, nous avons effectué des mesures de pression moyenne et reconstruit la distribution angulaire du coefficient de pression autour des tubes de chaque rangée (figure 6.1). En aval du faisceau nous avons effectué quelques mesures de vitesse axiale instantanée afin de caractériser l'interaction entre les différentes zones de jets et de sillages se développant jusqu'à $7d$ derrière la dernière rangée de tubes (figure 6.1).

6.1.2. Le champ de pression au sein du faisceau.

Les mesures de pression permettent de déterminer les caractéristiques d'ensemble du faisceau (les pertes de charge) mais aussi de cerner les spécificités de chaque zone interne du faisceau (distribution angulaire de pression).

■ Pertes de charge.

Nous avons déterminé la perte de charge propre à chaque rangée du faisceau par rapport à la première rangée en effectuant la mesure de pression au niveau du point d'arrêt de chaque tube. On en déduit le coefficient de perte de charge de chaque portion du faisceau entre la rangée $n^{\circ}1$ et la rangée $n^{\circ}i$ ($i < 15$): $\chi = 2(P_1 - P_i) / \rho W_0^2$. On constate que l'essentiel de la perte de pression s'effectue dans les quatre premières rangées du faisceau (figure 6.2). Ensuite, le coefficient de pertes de charge χ atteint quasiment un niveau asymptotique qui diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Pour les régimes étudiés, le niveau du coefficient χ du faisceau varie entre $\chi = 0.2$ et $\chi = 0.3$. Sur la figure 6.3, on constate un léger décalage avec les mesures tirées des corrélations de la littérature (Zukauskas: 1987). Ce décalage est dû à la non prise en compte, dans notre cas, de la perte de charge singulière à l'entrée et à la sortie du faisceau. Ces pertes de charge supplémentaires sont provoquées par le rétrécissement et l'élargissement rapides de la section débitante en entrée et en sortie du faisceau. Du fait du blocage important de cette configuration de faisceau, elles ne sont pas négligeables par rapport à la perte de charge propre au faisceau et atteignent jusqu'à $\chi_{sup} = 0.1 = \chi/2$.

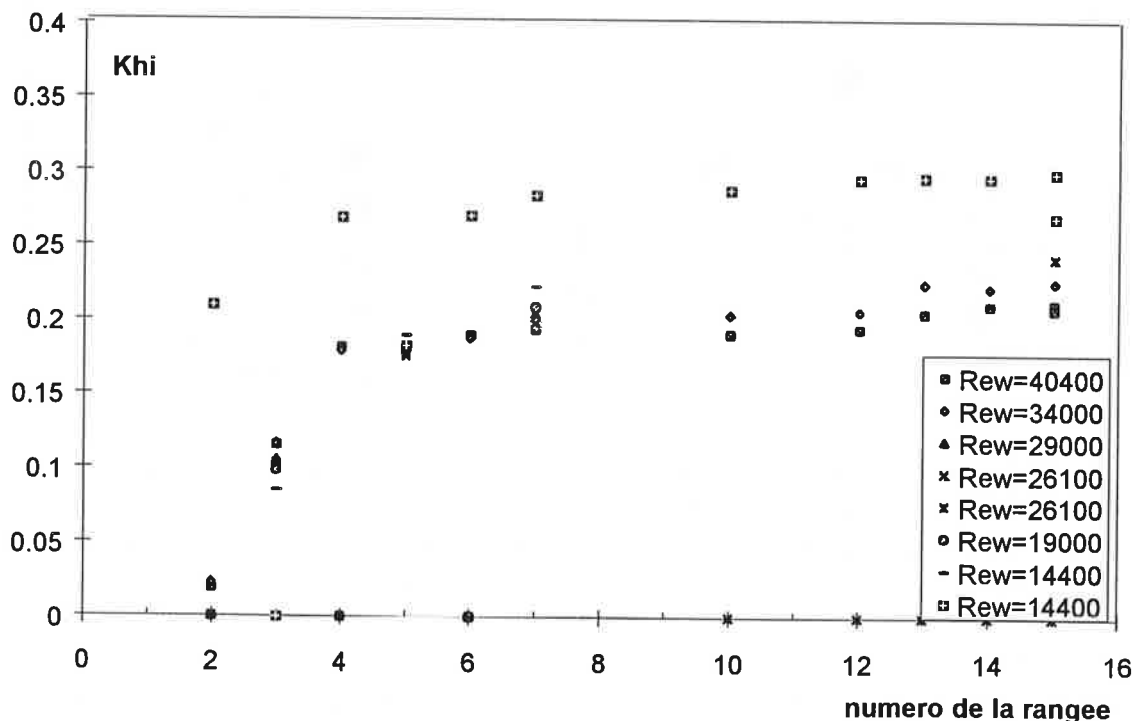


Figure 6.2: coefficient de pertes de charge au sein du faisceau avec $Re_w = W_0 d / \nu$.

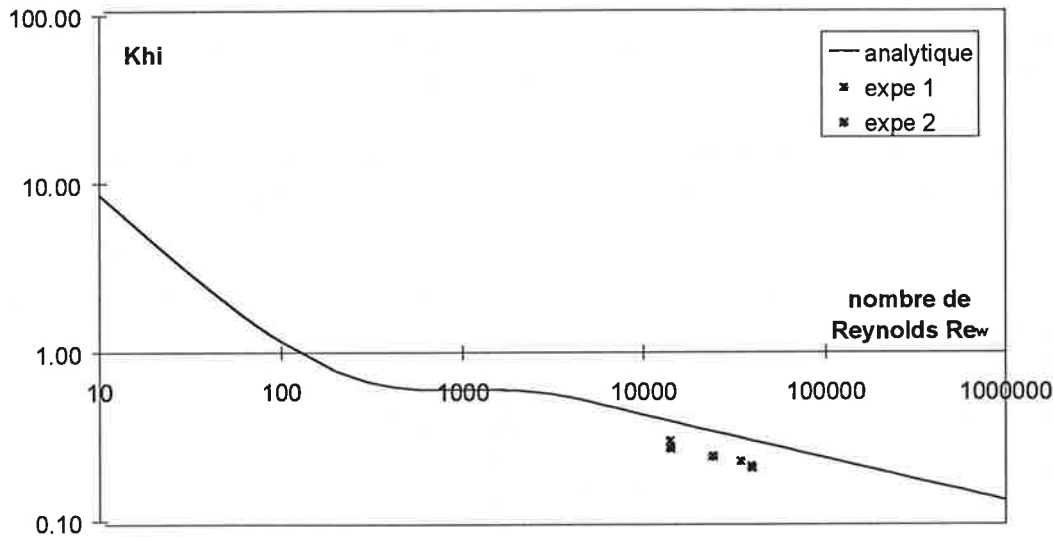


Figure 6.3: coefficient de pertes de charge du faisceau en fonction du nombre de Reynolds du faisceau $Re_w = W_o d / \nu$.

■ effets de bord et de confinement.

Afin de quantifier l'influence de la paroi latérale sur la distribution de l'écoulement au sein du faisceau, nous avons effectué plusieurs séries de mesures de distribution de pression autour des tubes en entrée (rangée 1), au milieu (rangée 10) et en sortie (rangée 15) du faisceau. Pour chacune de ces rangées (figures 6.4, 6.5 et 6.6), nous comparons d'une part les distributions de pression des tubes n°1 à n°4 (en commençant la numérotation à partir de la paroi), et d'autre part les distributions de pression d'un même tube à différentes côtes (du milieu du canal $z=h/2$ jusqu'à $z=h/4$, $z=h/6$ et $z=h/12$ de la paroi).

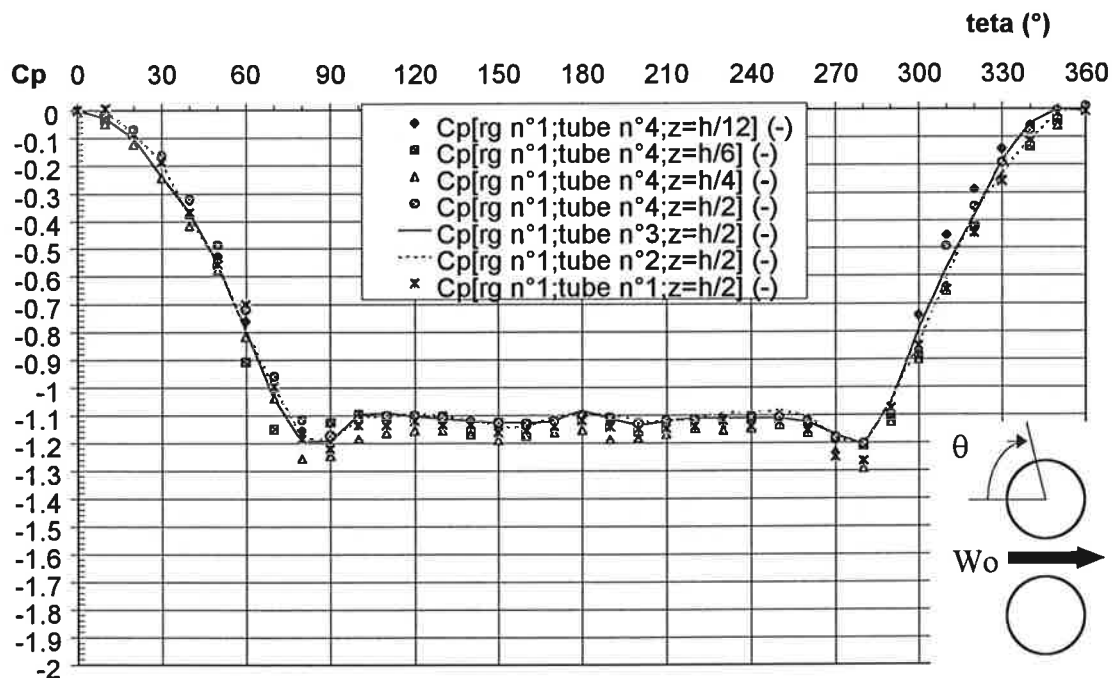


Figure 6.4: effet de bord et de confinement en entrée du faisceau à $Re_w = 40400$.

La très faible dispersion des mesures en entrée est le signe de la qualité des conditions d'entrée de la boucle hydraulique, autant du point de vue de l'homogénéité spatiale des vitesses (donc des pressions d'arrêt) que de la minceur de la couche limite en paroi qui semble ne pas provoquer de phénomène de by-pass en paroi. En milieu de canal, et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, les effets de by-pass se font sentir davantage (figure 6.5). Les effets 3D semblent négligeables au niveau de la pression, sauf en sortie où l'interaction complexe entre les sillages se traduit par une dispersion importante de la distribution de pression en zone arrière des tubes pour différentes côtes et différents tubes (figures 6.6a et 6.6b).

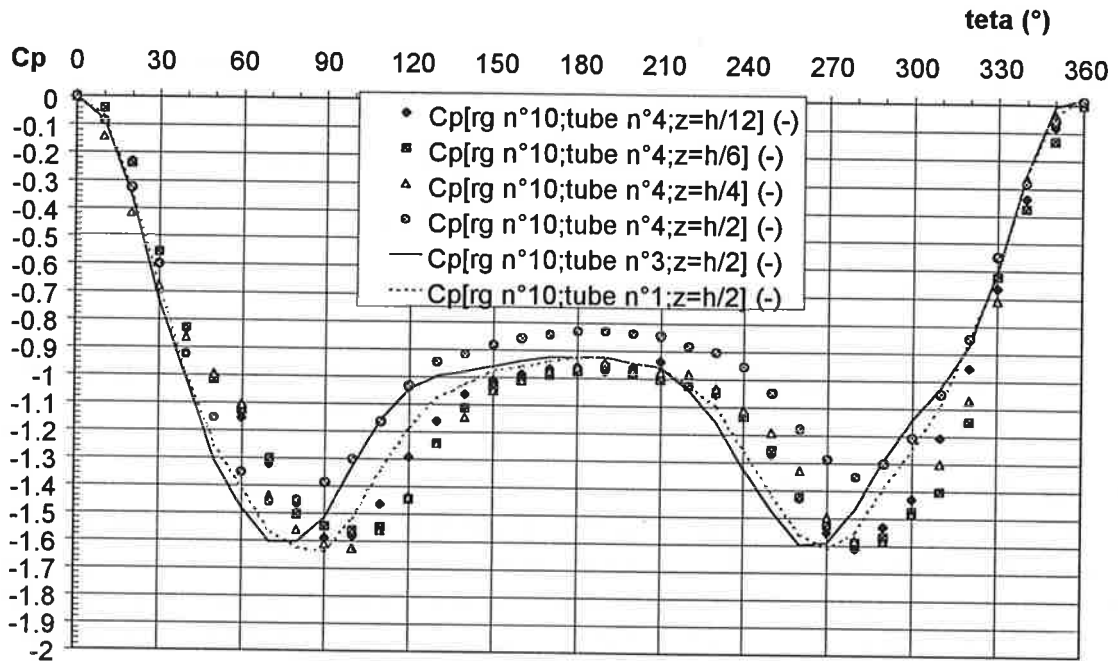


Figure 6.5: effet de bord et de confinement en zone établie du faisceau à $Re_w = 40400$.

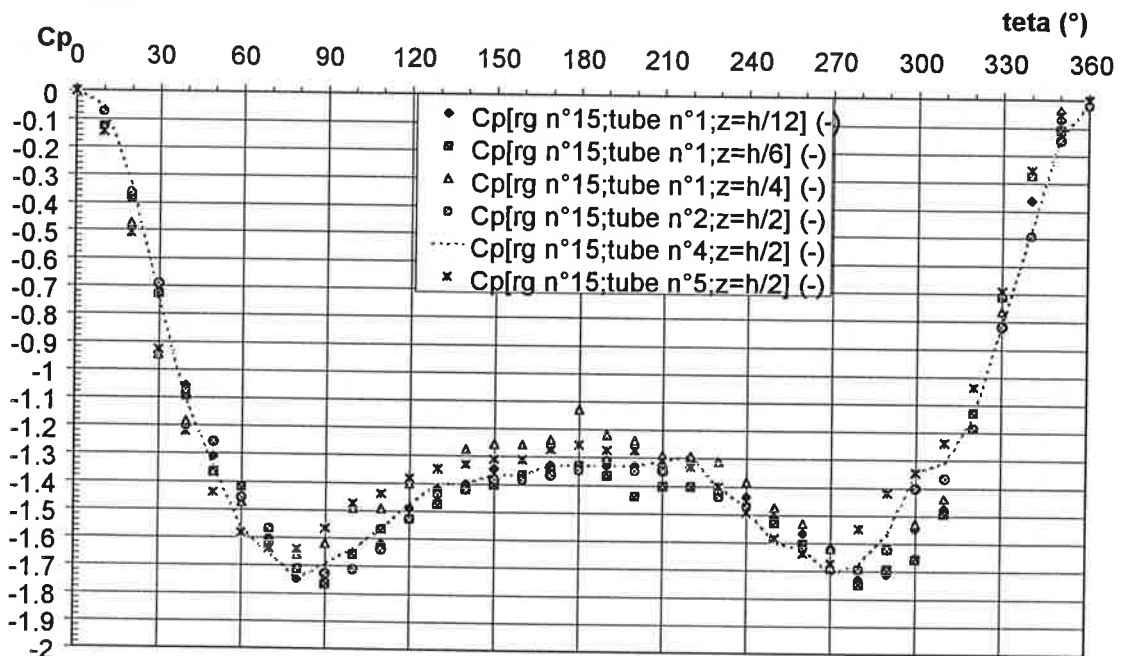


Figure 6.6a: effet de bord et de confinement en sortie du faisceau à $Re_w = 14400$.

Dans l'ensemble, les effets des parois sur le comportement de l'écoulement au sein du faisceau sont faibles. L'essentiel est d'assurer la qualité de l'écoulement amont et la qualité géométrique du faisceau (parallélisme des tubes et régularité de l'écartement entre tubes). Simonin et al (1986) ont noté des effets de dissymétrie transverse de l'écoulement dus à un manque de qualité de l'écoulement amont et de l'usinage du faisceau. Dans ce cas d'interaction forte de l'écoulement, ce manque de précision peut déclencher suffisamment d'instabilités du fluide pour créer au sein du faisceau des mouvements transverses non négligeables. Ce comportement met en relief la sensibilité importante de cette famille d'écoulements aux conditions aux limites et aux conditions d'entrée de la section d'essais.

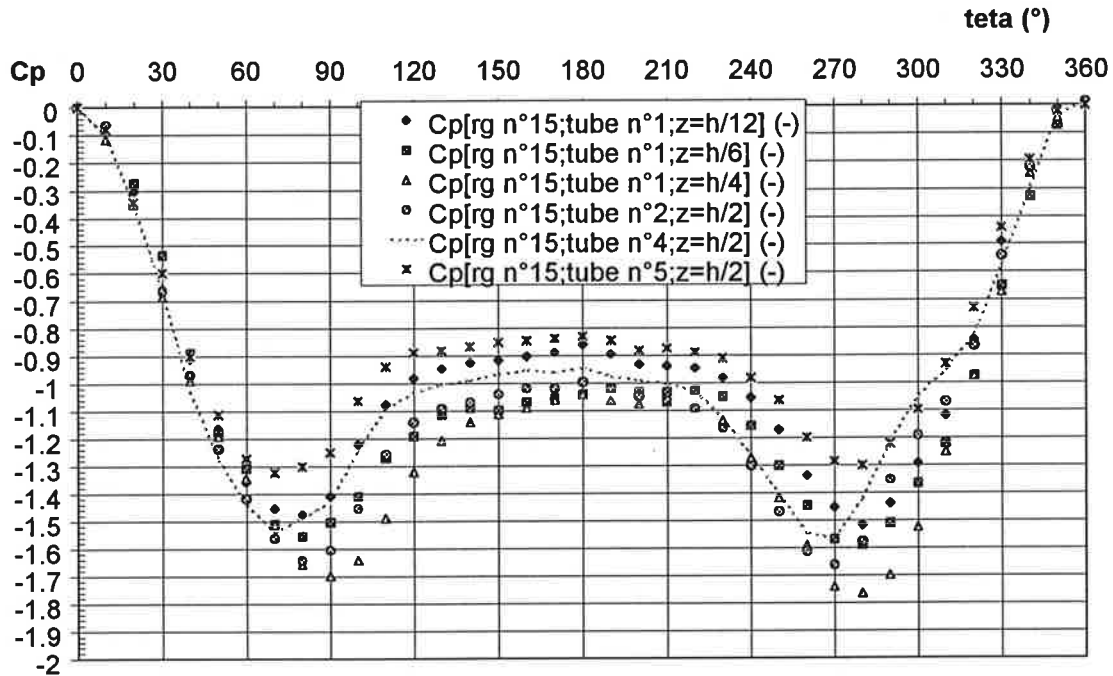
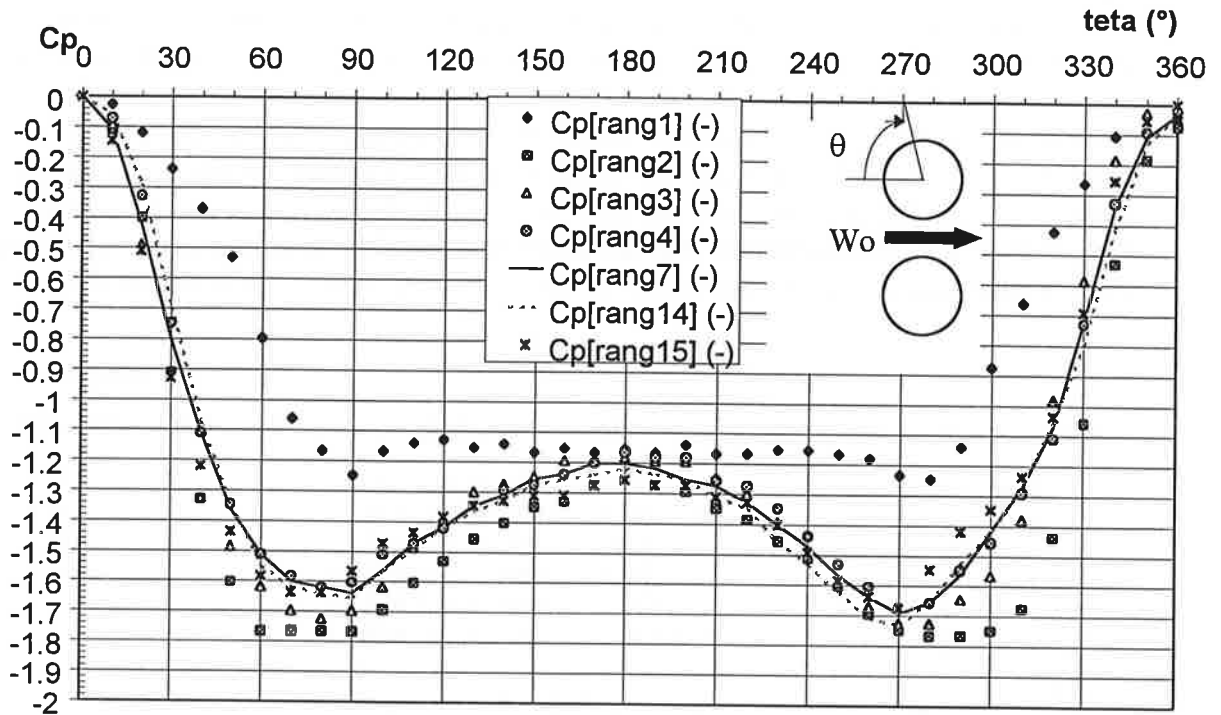


Figure 6.6b: effet de bord et de confinement en sortie du faisceau à $Re_w=40400$.

■ distribution angulaire de pression moyenne.

Le comportement du fluide à travers le faisceau se répercute sur une évolution remarquable de la distribution de pression autour des tubes de chaque rangée. Le coefficient de pression autour des tubes est construit sur la vitesse moyenne débitante Wo du faisceau: $Cp = 2 \Delta P / \rho Wo^2$. On a reporté sur les figures 6.7 à 6.9 sa distribution angulaire au niveau de chaque rangée du faisceau pour des nombres de Reynolds variables $14400 < Re_w = Wo d / \nu < 40400$. Comme dans le cas plus confiné de Zdravkovich (1987) on rencontre trois zones caractéristiques de l'écoulement au sein du faisceau.

Les trois premières rangées caractérisent la zone d'entrée, zone transitoire entre l'écoulement libre amont et l'écoulement confiné interne au faisceau. La distribution de pression de la rangée n°1 ressemble à celle obtenue autour d'un seul cylindre avec un minimum de l'ordre de $Cp_{min} = -1.2$ atteint en $\theta = 90^\circ$ et correspondant au maximum de vitesse débitante obtenu par effet de blocage latéral des tubes voisins. Le décollement se situe aux alentours de $\theta = 100^\circ$. Il existe donc une zone de recirculation non négligeable à ce niveau.

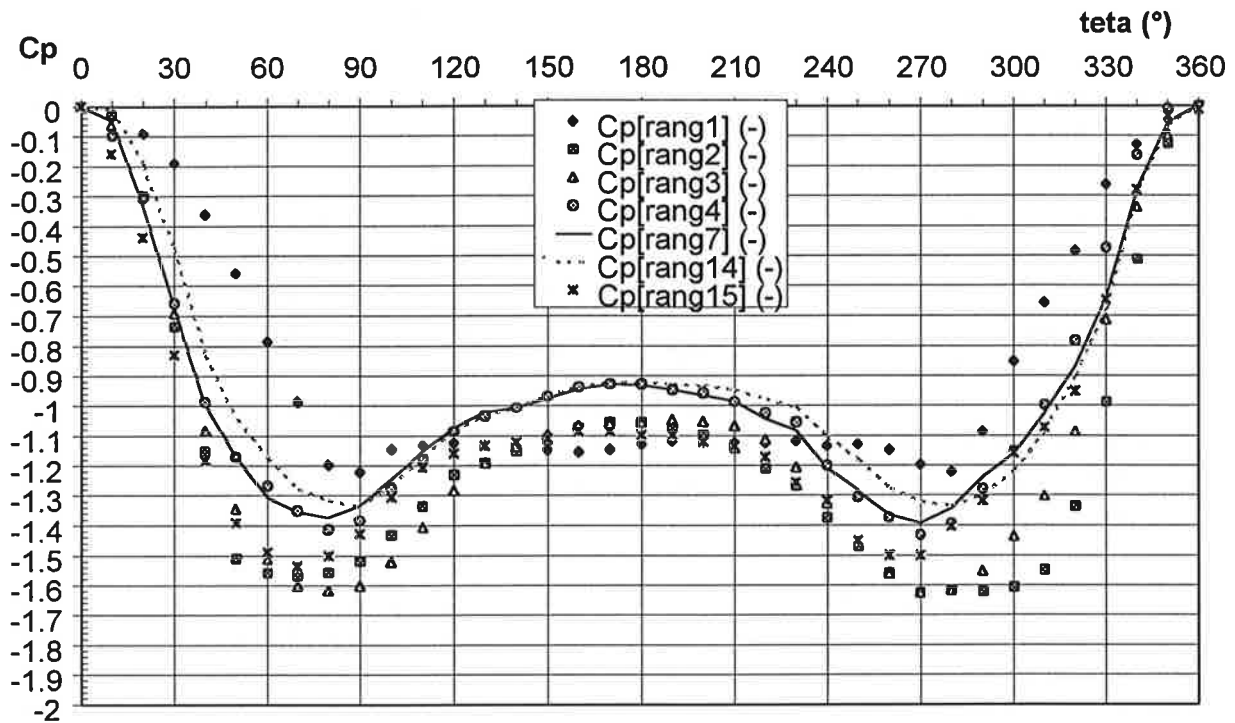


*Figure 6.7: distribution de pression autour des tubes à $Re_w=14400$.
Le coefficient de pression C_p est déterminé à partir de la vitesse inter-tubes W_o .*

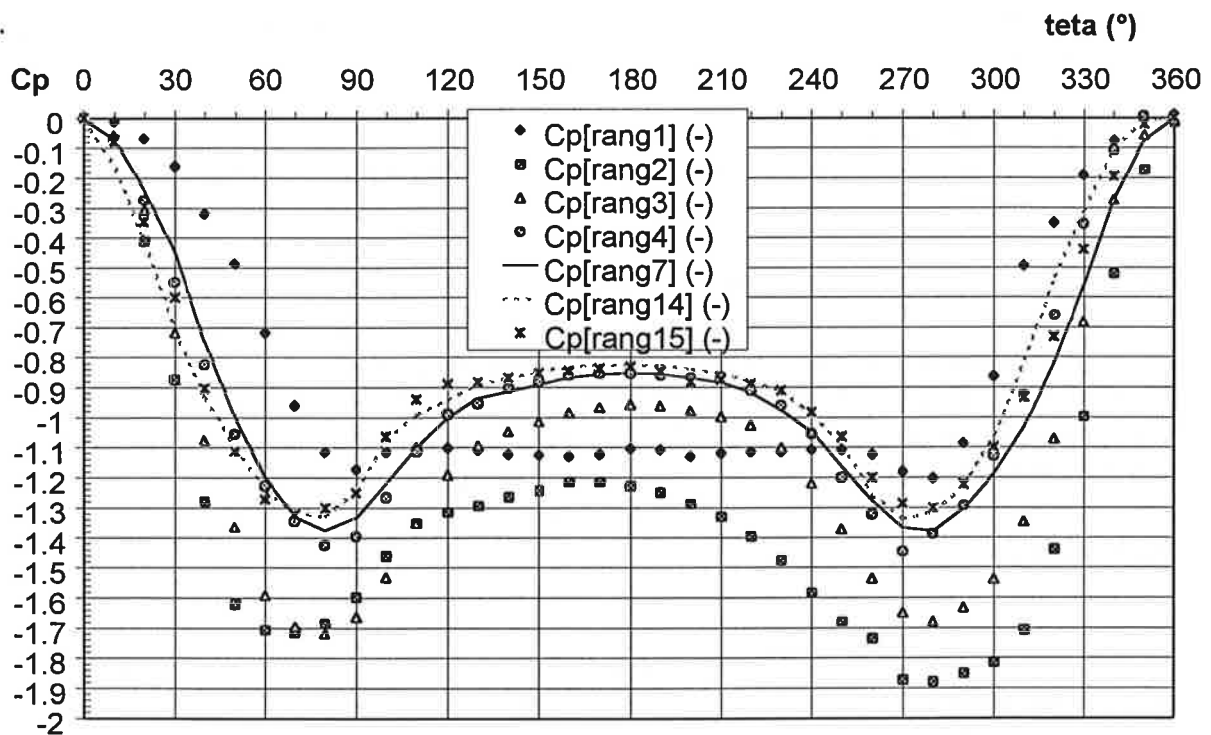
Au niveau de la rangée n°2, la distribution de pression change complètement d'allure. Le minimum de pression s'étend de $\theta=50^\circ$ à $\theta=90^\circ$ et atteint à peu près $C_{p_{min}}=-1.8$. Zdravkovich avait également noté deux positions de minimum de pression équivalentes qu'il liait à une survitesse locale de l'écoulement provoquée par un double effet de blocage. Dans un premier temps l'accélération locale se situait entre la zone de recirculation et le tube de la deuxième rangée (dans une section diagonale aux alentours de $\theta=50^\circ$); dans un second temps, l'accélération était située dans la zone de rétrécissement entre deux tubes de la rangée ($\theta=90^\circ$). Le minimum atteint dans le cas de Zdravkovich était toutefois plus important ($C_{p_{min}}=-3.3$) du fait du plus grand blocage de la géométrie donc d'une plus grande accélération de la vitesse débitante au sein du faisceau.

En ce qui nous concerne, le décollement est alors repoussé aux alentours de $\theta=110^\circ$ à l'arrière des tubes du rang n°2 ($\theta=120^\circ$ pour le cas de Zdravkovich à plus fort blocage). La zone de recirculation arrière devient plus fine, et le blocage transversal entre la deuxième et la troisième rangée moins important que le précédent. En conséquence, on ne rencontre plus qu'un seul minimum de pression en $\theta=80^\circ$ pour le rang n°3 ($\theta=90^\circ$ pour le cas de Zdravkovich). La zone de recirculation s'est stabilisée avec un angle de décollement de l'ordre de $\theta=120^\circ$ ($\theta=130^\circ$ pour le cas de Zdravkovich et $\theta=100^\circ$ d'après Mc Grath dans la même configuration que nous).

A partir de la quatrième rangée, la distribution angulaire de pression n'évolue plus jusqu'à la sortie du faisceau (rangées n°14 et 15). Comme pour la rangée n°3 on retrouve les zones de blocage et de décollement respectivement en $\theta=90^\circ$ et $\theta=120^\circ$. L'écoulement au sein du faisceau est établi; son comportement est le même d'une rangée à l'autre.



*Figure 6.8: distribution de pression autour des tubes à $Re_w=26100$.
Le coefficient de pression C_p est déterminé à partir de la vitesse inter-tubes W_o .*



*Figure 6.9: distribution de pression autour des tubes à $Re_w=40400$.
Le coefficient de pression C_p est déterminé à partir de la vitesse inter-tubes W_o .*

La zone de sortie influence peu la forme de la distribution de pression. Seule l'amplitude des minima de pression évolue, en fonction du comportement des sillages et des jets développés en aval du faisceau. On note en général, comme dans le cas de Zdravkovich, une baisse d'amplitude du minimum de pression et de la dépression à l'arrière des tubes de la dernière rangée liée à la décélération globale de l'écoulement à la sortie du faisceau dans un facteur $W_o/U_o = \sigma_y/(\sigma_y - 1) = 2.715$.

Le régime de Reynolds n'a pas d'influence sur l'évolution de chaque étape de l'établissement de l'écoulement au sein du faisceau ni sur la distribution angulaire globale des zones caractéristiques du décollement. Cependant on note un effet non négligeable du nombre de Reynolds sur l'amplitude du coefficient de pression dans les zones de recirculation. En effet, dans la zone établie du faisceau, à mesure que le Reynolds augmente, l'amplitude de la dépression à l'arrière des tubes diminue et la zone de recirculation s'épaissit. A $Re_w = 40400$, on voit même apparaître un plateau aux alentours de $C_p = -0.9$ alors qu'à $Re_w = 14400$ la distribution reste parabolique comme au niveau du rang $n^{\circ}3$ avec un maximum local de l'ordre de $C_p = -1.2$.

Dans l'expérience de Zdravkovich à $Re_w = 110000$, cette dérive du niveau de basse pression à l'arrière des tubes est d'ailleurs encore plus marquée. Il semble que l'établissement d'un régime d'écoulement au sein du faisceau soit d'autant plus difficile que le Reynolds est élevé. Il en résulte des zones de recirculation de taille et surtout de force qui évoluent en fonction du régime étudié. La position du point de décollement peut ainsi varier légèrement de $\theta = 110^\circ$ à $\theta = 120^\circ$.

6.1.3. La zone aval du faisceau.

A partir des mesures de vitesse par anémométrie laser Doppler en aval de la dernière rangée de tubes du faisceau, nous avons reconstruit un certain nombre de caractéristiques statistiques de l'écoulement turbulent se développant dans la zone arrière du faisceau. Ces caractéristiques nous permettent de mieux cerner le type d'interaction complexe entre les différents jets et sillages formés à ce niveau.

■ zone de sillage / zone de jet.

La vitesse axiale a été mesurée sur l'axe géométrique d'un tube (zone dite de sillage) et l'axe géométrique d'une zone inter-tubes voisine (zone dite de jet) dans le milieu et en bordure de la section d'essais comme décrit sur la figure 6.1. Nous représentons sur la figure 6.10 l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne. La dispersion des points juste en aval du faisceau en $x = \sigma_x d = 1.371d$ derrière la dernière rangée de tubes est le signe distinct de l'asymétrie de l'écoulement d'un tube à l'autre de la rangée (ou d'une zone inter-tubes à l'autre). Comme pour le cas de deux tubes les jets formés entre tubes semblent défléchis d'un côté, influençant tout le développement de la zone aval d'écoulement. Plus en aval, l'écoulement tend rapidement vers une distribution plus homogène où l'on note cependant la trace de sillages (pour les cas à $Re_w = 26100$ et $Re_w = 40400$). L'écoulement ne suit plus les contraintes géométriques imposées par le faisceau.

■ retour à une turbulence homogène.

En sortie immédiate du faisceau le taux de turbulence axial atteint un niveau compris entre 70 et 80% par rapport à U_o soit 25 à 30% par rapport à la vitesse débitante W_o au sein du faisceau (figure 6.11). On retrouve à peu près le niveau moyen de 20% obtenu par Halim et al (1986) au sein du faisceau après établissement du régime à la rangée $n^{\circ}4$. Par la suite, l'écoulement livré à lui-même se retrouve en situation de décroissance de turbulence et atteint en $7d$ un niveau de l'ordre de $u'/U_o = 20\%$ à tous les régimes étudiés.

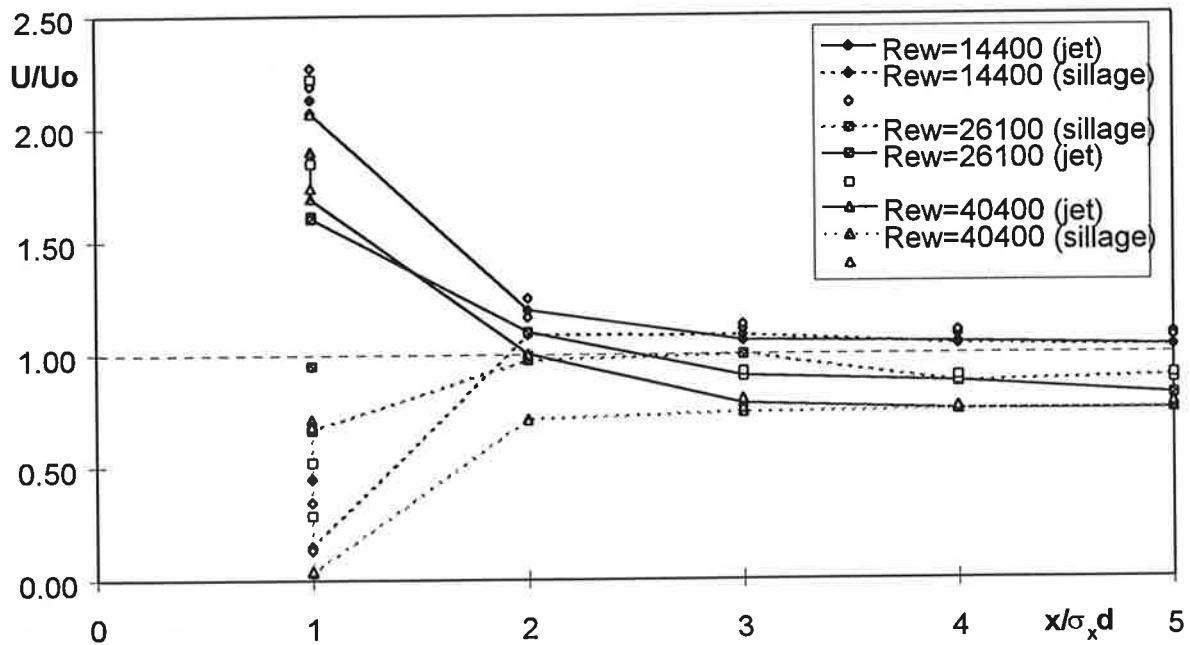


Figure 6.10: évolution longitudinale de la vitesse moyenne axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) à $Re_W=14400$, $Re_W=26100$ et $Re_W=40400$.

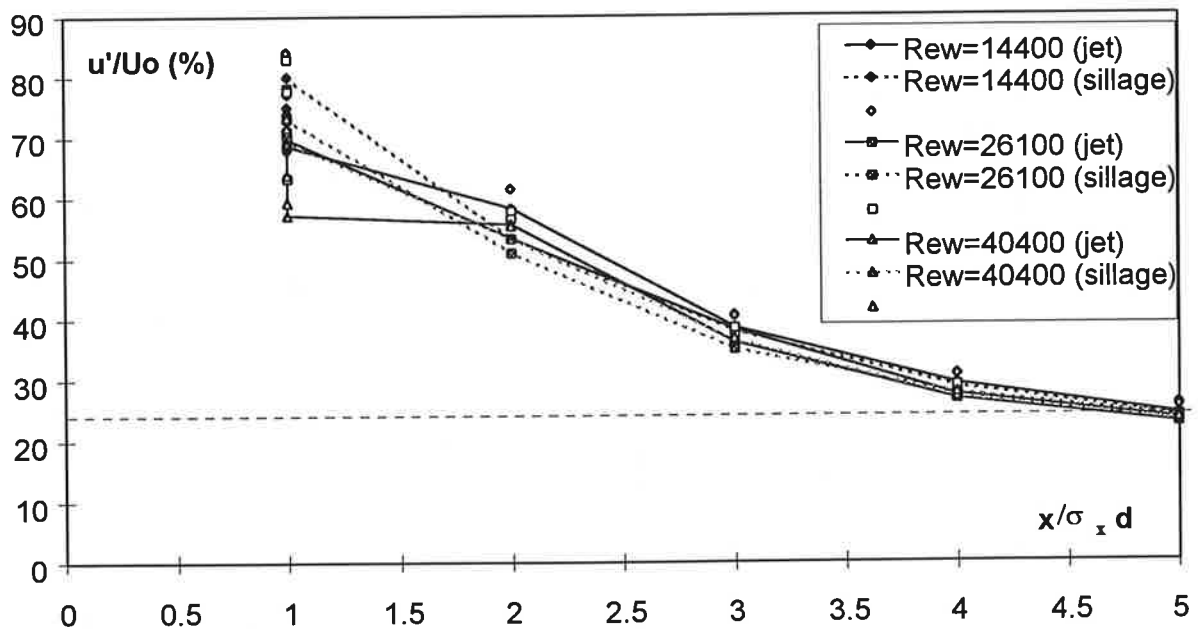


Figure 6.11: évolution longitudinale de la fluctuation de vitesse axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) à $Re_W=14400$, $Re_W=26100$ et $Re_W=40400$.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de u' tendent rapidement vers des valeurs constantes proches de $Su=0.1$ et $Fu=3$ en moins de $3d$ en aval (figures 6.12 et 6.13). L'écoulement fortement turbulent au sein du faisceau par effet de mélange lié à la présence des obstacles redevient rapidement homogène à petite échelle, pour tous les régimes de Reynolds étudiés.

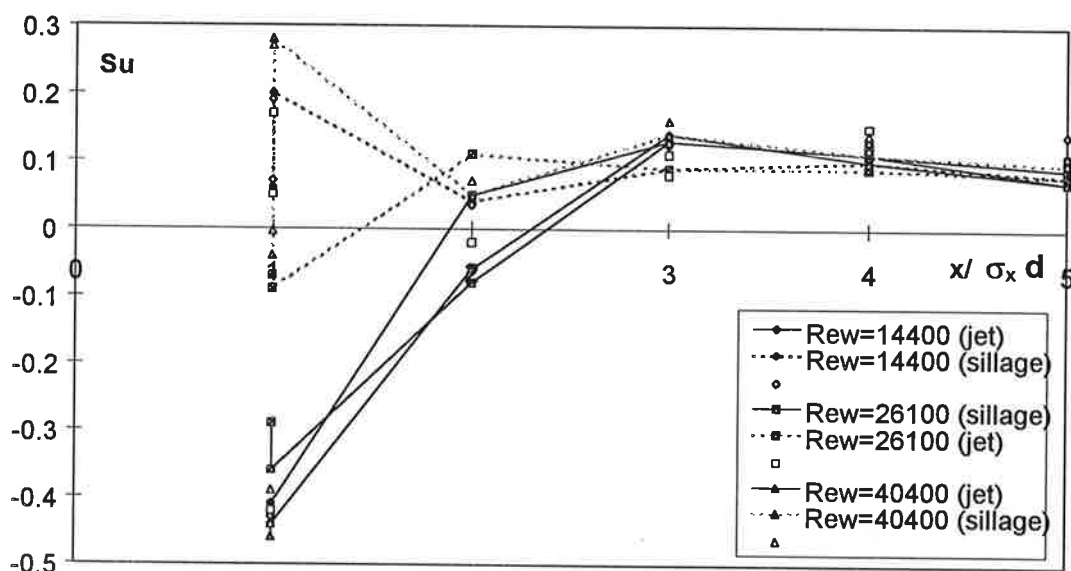


Figure 6.12: évolution longitudinale du coefficient d'asymétrie de la vitesse axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) à $Re_w=14400$, $Re_w=26100$ et $Re_w=40400$.

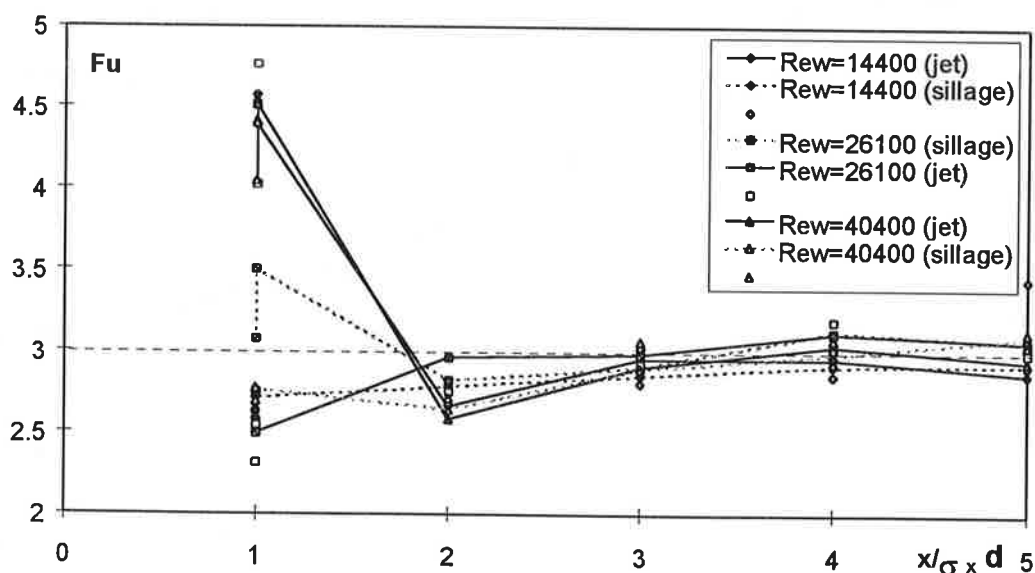


Figure 6.13: évolution longitudinale du coefficient d'aplatissement de la vitesse axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) à $Re_w=14400$, $Re_w=26100$ et $Re_w=40400$.

■ similitude avec un écoulement en aval de grilles à faible et à forte solidité.

On définit le coefficient de solidité surfacique σ d'une grille de maille M (qui équivaut pour nous au pas transverse $p_y = \sigma_y d$) et de diamètre d par $\sigma = d(2M-d)/M^2$. Dans notre cas, un équivalent de ce coefficient de solidité peut être donné par $\sigma = \sigma_y^{-1}(2 - \sigma_y^{-1})$, en remplaçant M par σ_y dans la formule précédente.

En aval d'une grille à faible solidité ($0.3 < \sigma < 0.5$) la décroissance de la fluctuation de la vitesse axiale en fonction de l'éloignement de la grille est donnée par $u'^2/U_0^2 = A^{-1}(x/M - x_0/M)^{-n}$. l'exposant n dépend de la zone où l'on se trouve. Quatre zones ont été distinguées dans les études antérieures:

- une zone fortement anisotrope pour x tel que $0 < x < 10M$: $n > 1.0$
- une phase initiale de décroissance de u' pour x tel que $10M < x < 100M$: n de l'ordre de $n=1.0$
- une phase finale de décroissance de u' pour x tel que $x > 200M$: n de l'ordre de $n=2.0$
- une phase intermédiaire pour x tel que $100M < x < 200M$.

Dans la phase initiale, Batchelor (1956) estimait n égal à 1.0 . Ses résultats étaient cependant entachés d'erreurs importantes liées à la qualité de l'écoulement et à la qualité de la mesure. Un certain nombre d'auteurs tels que Comte-Bellot et Corrsin (1966) considèrent n de l'ordre de 1.25 . Groth et al (1988) adoptent finalement la valeur $n=1.0$, en constatant l'influence importante des données tirées de la région anisotrope de très proche sillage $0 < x < 10M$. En effet, la prise en compte de ces valeurs a tendance à faire augmenter n .

Dans notre cas, le point le plus éloigné de mesure est situé en $x=6.9d=4.4\sigma_y d < 10\sigma_y d$. On ne sort pas de la zone anisotrope. La tendance est en effet d'obtenir une pente plus forte de l'ordre de $n=1.8$ (figure 6.14).

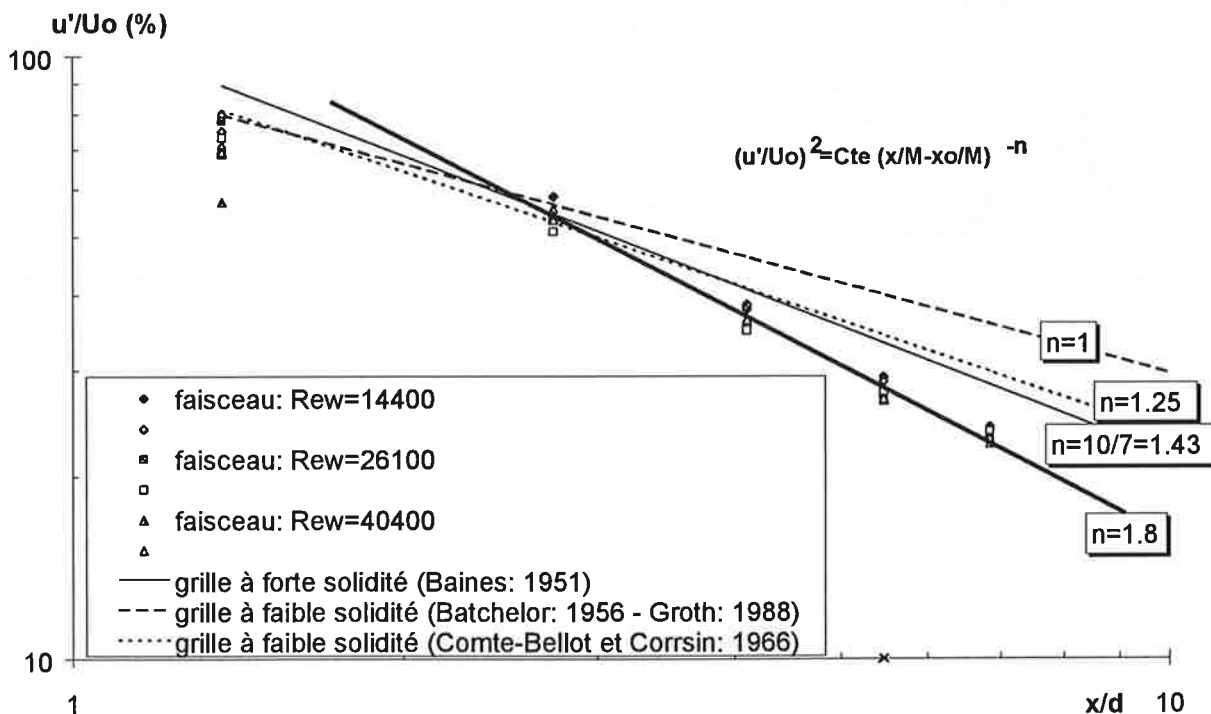


Figure 6.14: Loi de décroissance de la turbulence axiale en aval du faisceau de tubes à $Re_w=14400$, $Re_w=26100$ et $Re_w=40400$. Comparaison à des résultats expérimentaux de décroissance de la turbulence en aval de grilles à faible et forte solidité.

De plus, la faible porosité de notre configuration ($\sigma=0.86$) augmente davantage aussi la décroissance de u' . En effet Baines et al (1951) obtiennent en aval d'une grille à forte solidité ($0.5 < \sigma < 0.9$) une décroissance plus rapide donnée par $u'/U_0 = 1.12 (x/d)^{-5/7}$ pour $3M < x < 40M$. L'effet de blocage important entre tubes (figure 6.15 tirée de Bradshaw: 1965) se traduit par une coalescence des jets inter-tubes deux à deux. L'écoulement aval reste fortement inhomogène. Un sillage sur deux est amorti, amalgamé par le voisin. Il apparaît des zones de jet et des zones de sillage à grande échelle qui tendent à prolonger la zone fortement anisotrope rencontrée dans les cas à faible solidité pour $0 < x < 10M$.

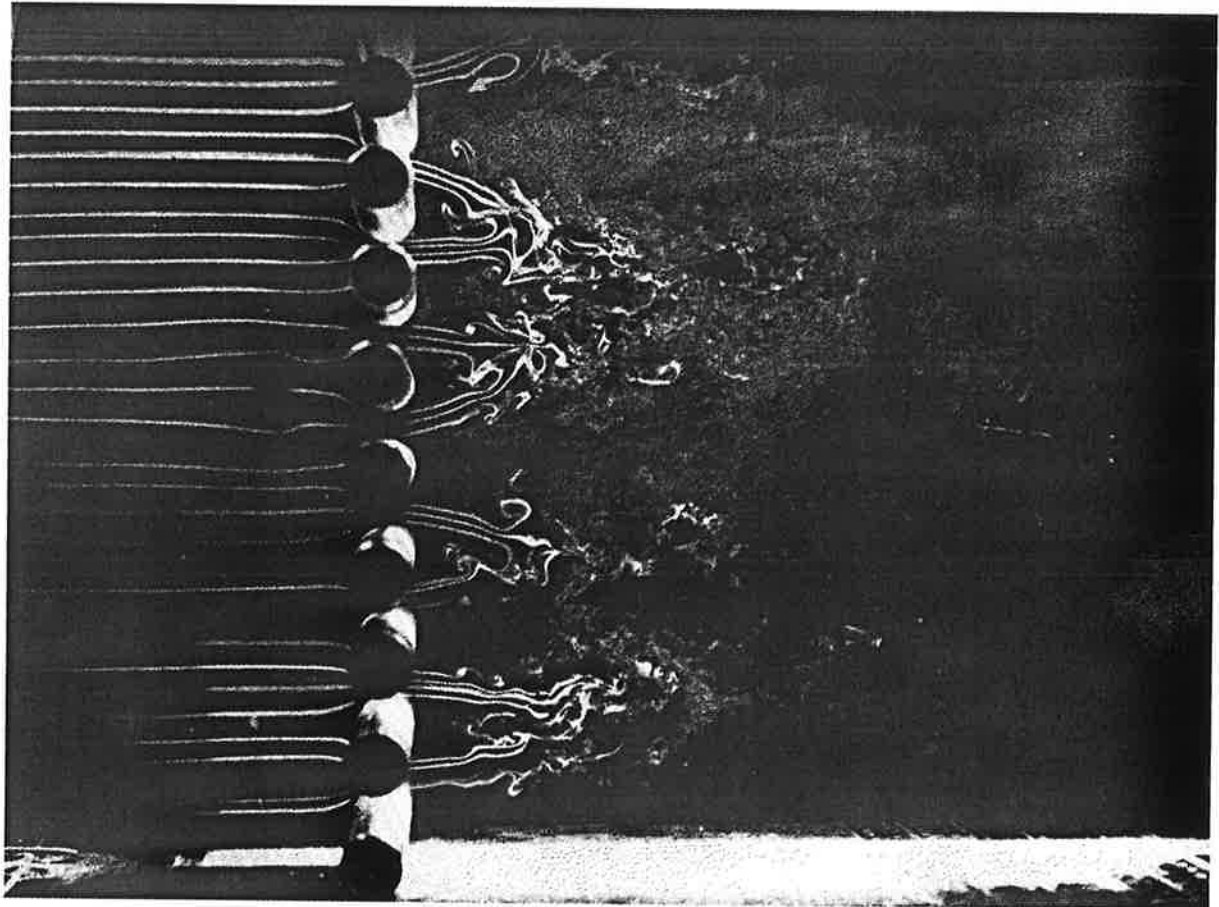


Figure 6.15: Ecoulement en aval d'une rangée de tubes de forte solidité ($g^=0.7$) à $Re=U_0 d / \nu=1500$ d'après Bradshaw (1965).*

■ autocorrélation temporelle de la fluctuation de vitesse axiale.

En sortie du faisceau l'écoulement est fortement turbulent et relativement instable, comme on l'a constaté sur la visualisation de jets (figure 6.15). La formation et l'advection de structures tourbillonnaires en aval de la dernière rangée est souvent masquée voire inhibée par ces phénomènes. Ainsi la trace du lâcher périodique de vortex est rarement visible sur les courbes d'autocorrélation de u' sauf en $x=1.4d$ dans une zone de sillage au centre du canal (figure 6.16).

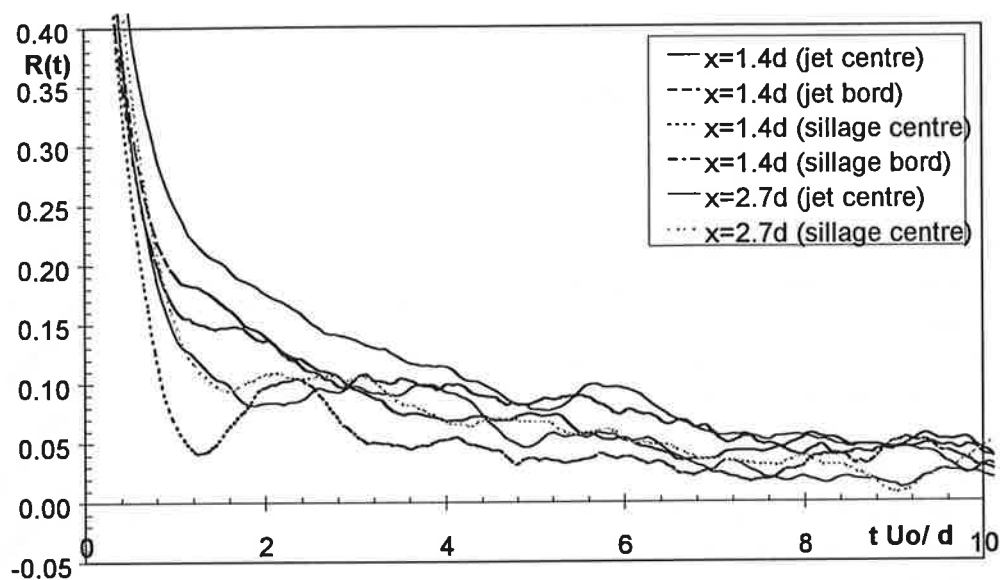


Figure 6.16: Autocorrélation temporelle de la vitesse axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) au centre et au bord du canal à $Re_w=14400$.

■ spectre d'énergie en vitesse et fréquences caractéristiques du faisceau.

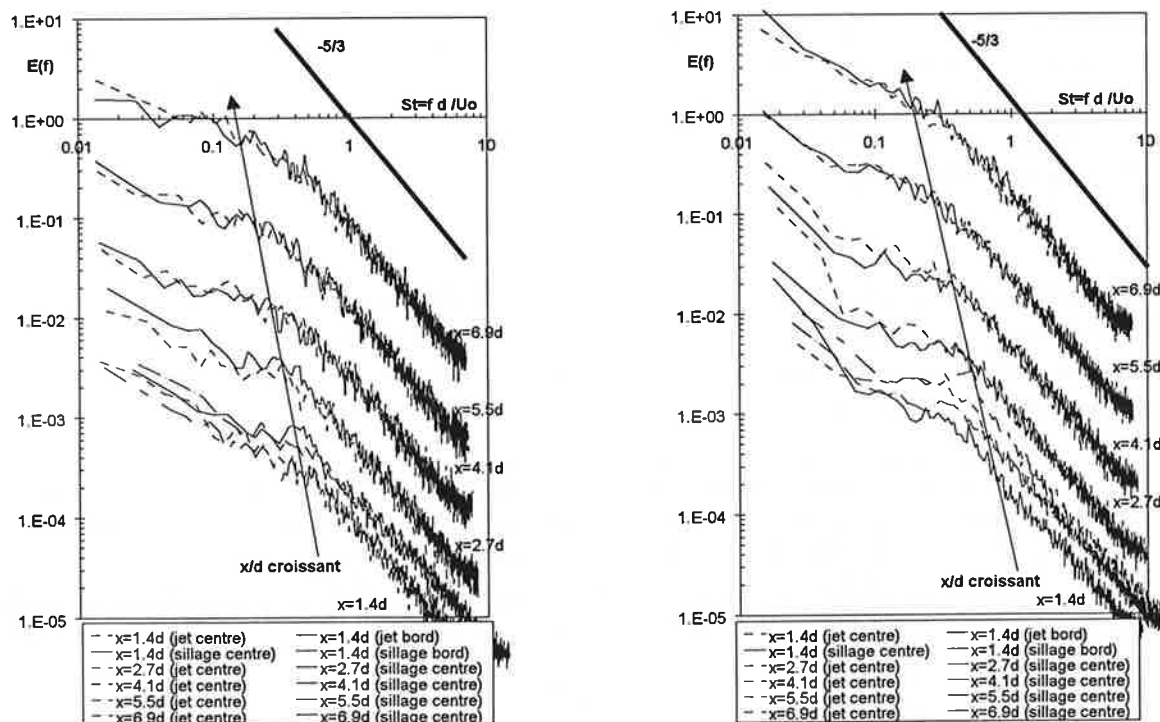


Figure 6.17a: Spectre d'énergie de la fluctuation de vitesse axiale le long de l'axe d'un tube (sillage) et le long de l'axe du jet inter-tubes voisin (jet) au centre et au bord du canal à $Re_w=14400$ (à gauche) et $Re_w=26100$ (à droite). Les niveaux d'énergie ont été décalés artificiellement afin de donner plus de clarté aux courbes (le niveau croît avec x/d).

Dans cette zone relativement inhomogène à grande échelle, les petites structures développées au sein du faisceau s'organisent rapidement. Le transfert inertiel d'énergie est quasiment immédiat sur les spectres de fluctuation de vitesse axiale (figures 6.17a et 6.17b).

L'autosimilarité à grande échelle des spectres n'apparaît qu'une fois la phase de sortie du faisceau et d'amalgame des premiers jets effectuée. Cet amalgame se traduit par une remontée d'énergie au niveau des grandes échelles. Ce comportement s'explique assez facilement par le phénomène de "Back scatter" rencontré lors d'appariements de deux structures en une seule de taille plus grande. La présence d'énergie aux plus basses fréquences s'explique, comme dans le cas d'interaction entre les deux tubes, par la présence d'instabilités à grande échelle des jets formés à la sortie du faisceau. Ces instabilités provoquent aléatoirement le battement du jet de part et d'autre de l'axe géométrique inter-tubes: le signal instantané est caractérisé par un bistable.

L'ordre de grandeur du nombre de Strouhal évolue de $St=0.3$ en sortie du faisceau à $St=0.15$ en $x=6.9d$ en aval.

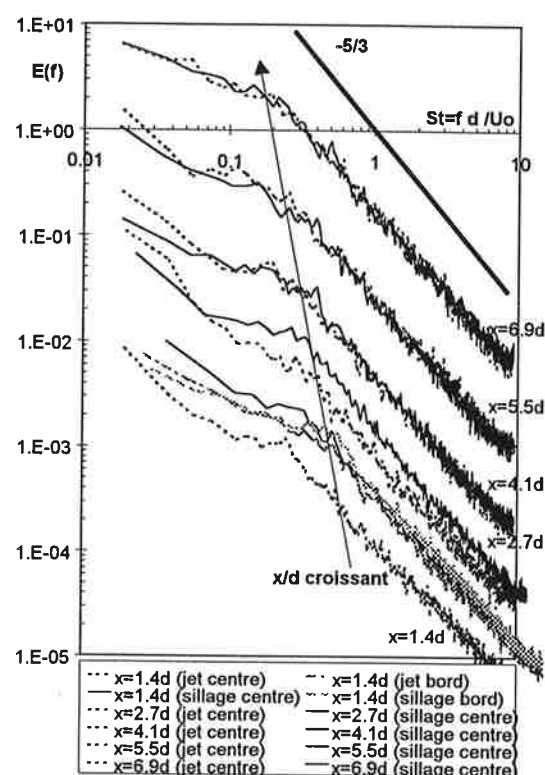


Figure 6.17b: cf la figure 6.17a à $Re_w=40400$.

■ caractéristiques turbulentes en $x=5\sigma_x d=6.9d$ en aval de la sortie du faisceau.

L'étude statistique des signaux instantanés de fluctuation de vitesse axiale en aval du faisceau permet d'accéder aux principales échelles turbulentes spatiales et temporelles de l'écoulement, et de caractériser leur évolution avec le nombre de Reynolds du faisceau.

nombre de Reynolds $Re_w=Wo d/\nu$	diamètre de tube d (mm)	échelle intégrale spatiale Λ (mm)	nombre de Reynolds turbulent $Re_T=u'\Lambda/\nu$	échelle de Taylor spatiale λ_{fs} (mm)		échelle de Kolmogorov spatiale η_k (μm)		turbulence à petite échelle $Re_\lambda=u'\lambda_{fs}/\nu$	
				STAT.	COR.	STAT.	COR.	STAT.	COR.
14400	12.00	4.68	488	0.80	1.16	38	45	58	85
14400	12.00	4.22	440	0.76	1.10	36	44	55	81
26100	12.00	5.58	1053	0.57	0.94	24	30	76	125
26100	12.00	4.60	898	0.72	0.85	26	28	98	115
40400	12.00	4.35	1256	0.35	0.67	15	21	70	136
40400	12.00	3.75	1044	0.36	0.64	15	20	69	124

L'échelle intégrale spatiale de l'ordre de $\Lambda=d/3$ est relativement faible par rapport au tube. Les échelles énergétiques de l'écoulement sont donc les échelles développées au sein du faisceau

plutôt que celles des tubes de la dernière rangée (comme c'était le cas pour l'interaction entre deux tubes: $\Lambda = \sigma_y d$). Le Reynolds turbulent en est d'ailleurs réduit malgré le niveau élevé des fluctuations de vitesse. La méthode directe de détermination des échelles de Taylor semble légèrement moins précise que pour le cas des deux tubes. En effet, si l'évolution de λ_{fs} avec le régime de Reynolds est assez bien cernée, on a tout de même presque un rapport 2 entre les échelles déterminées statistiquement (STAT: paragraphe 2.3.2.) et celles obtenues à partir de corrélations (COR: paragraphe 2.3.3.). Par corrélation on obtient un nombre de Reynolds basé sur les échelles de Taylor de l'ordre de $Re_\lambda = 100$ quasiment 2 fois plus faible que pour les deux tubes. Le faisceau participe fortement au transfert d'énergie vers des échelles plus petites, si bien qu'en aval du faisceau on est rapidement dans des conditions de décroissance importante de l'énergie contenue dans les grandes échelles.

nombre de Reynolds $Re_w = Wo d / \nu$	nombre de Reynolds $Re = Uo d / \nu$	nombre de Strouhal $St = f_o d / Uo$	échelle intégrale temporelle $d / \Theta Uo$	échelle de Taylor temporelle $d / \lambda_{ft} Uo$		échelle de Kolmogorov temporelle $U_{moy} d / Uo \eta_k$	
				STAT.	COR.	STAT.	COR.
14400	5300	0.15	2.6	13.6	10.3	328	266
14400	5300	0.15	2.9	13.7	10.9	339	273
26100	9600	0.15	1.7	12.6	12.7	409	398
26100	9600	0.15	2.3	12.9	14.1	406	424
40400	14900	0.15	2.1	13.0	17.8	597	582
40400	14900	0.15	2.4	14.0	18.9	582	588

Les échelles temporelles sont aussi assez différentes de celles obtenues en aval des deux tubes. L'échelle intégrale temporelle est entre autre décalée d'une décade par rapport au nombre de Strouhal. L'échelle de Taylor dépasse l'échelle de coupure du spectre: l'échantillonnage n'est pas suffisant pour obtenir une très bonne résolution de l'échelle caractéristique de l'enstrophie. On en obtient cependant un bon ordre de grandeur par les deux méthodes autour de la valeur $\lambda_{ft} = d / 15 Uo$.

6.2. Analogie faisceau de tubes / paire de tubes.

La configuration géométrique du faisceau et les régimes de Reynolds étudiés ont été choisis identiques au cas d'interaction entre deux tubes. Il est donc intéressant de comparer les résultats de chacune des études afin de mieux cerner le comportement de l'écoulement à la traversée de chaque zone caractéristique du faisceau.

6.2.1. La distribution de pression.

Nous comparons sur les figures 6.18a à 6.18c la distribution autour du tube du coefficient de pression $C_p = 2\Delta P / \rho U_{ref}^2$ dans les deux cas d'expériences. La vitesse de référence U_{ref} , utilisée pour adimensionnaliser le coefficient de pression, est soit la vitesse amont Uo dans le cas de la paire de tubes, soit la vitesse débitante interne Wo dans le cas du faisceau de tubes. Ce choix est nécessaire car le blocage lié au faisceau se traduit au niveau des pressions par une augmentation importante: $Wo^2 / Uo^2 = 7.37$. L'effet de blocage partiel de la paire de tubes provoque malgré tout une surpression par rapport au cas du faisceau d'un facteur $Cp_{o_{min}} / Cp_{min} = 1.5$ à $Cp_{o_{min}} / Cp_{min} = 2$.

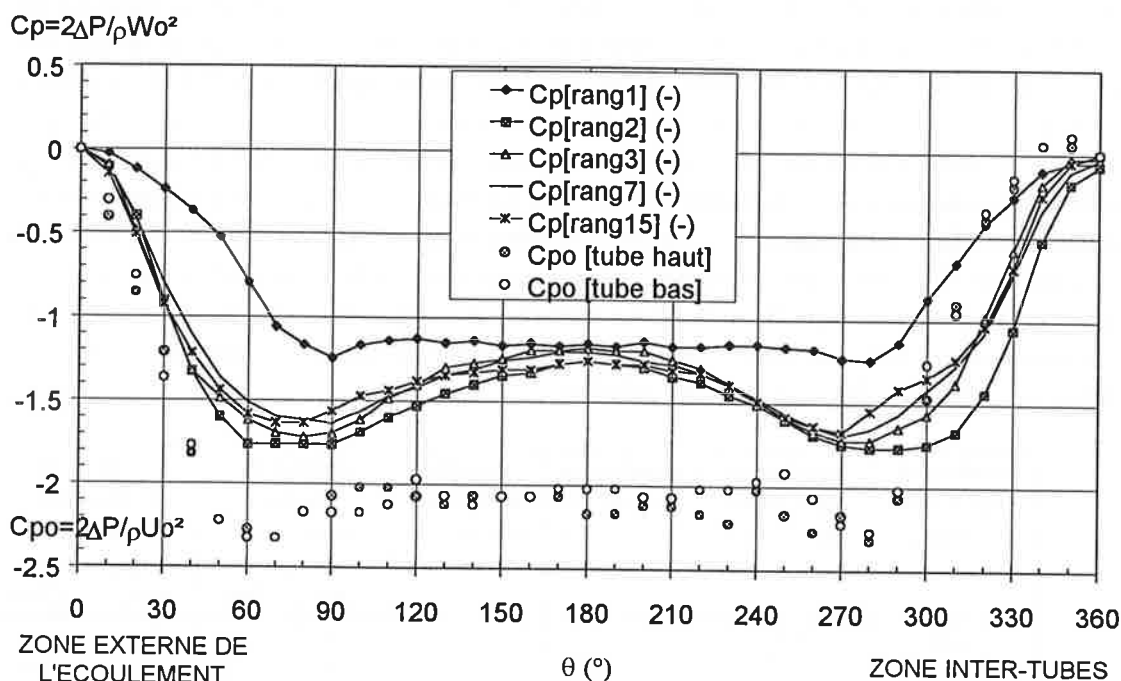


Figure 6.18a: Comparaison de la distribution du coefficient de pression autour d'un tube pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau aux alentours de $Re=5000$. Dans le premier cas la pression est adimensionnée par la vitesse amont U_o ($Re=5100$) Dans le second cas par la vitesse inter-tubes $W_o=2.71U_o$ ($Re_w=14400 / Re=5300$).

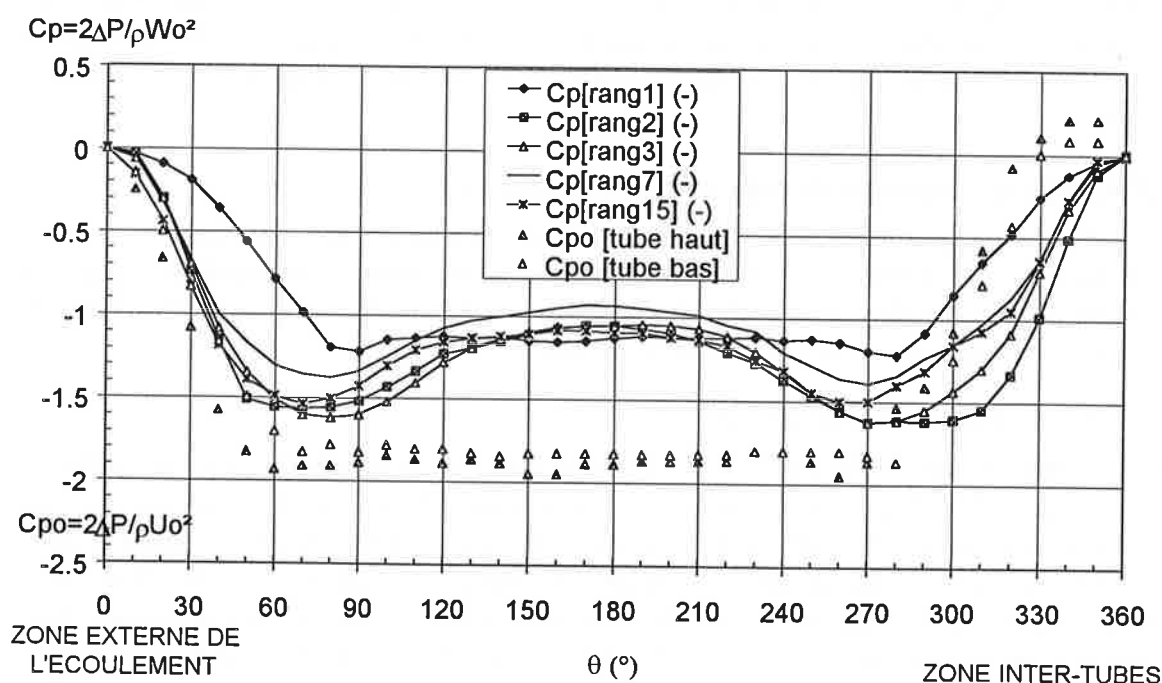


Figure 6.18b: Comparaison de la distribution du coefficient de pression autour d'un tube pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau aux alentours de $Re=10000$. Dans le premier cas la pression est adimensionnée par la vitesse amont U_o ($Re=10000$). Dans le second cas par la vitesse inter-tubes $W_o=2.71U_o$ ($Re_w=26100 / Re=9600$).

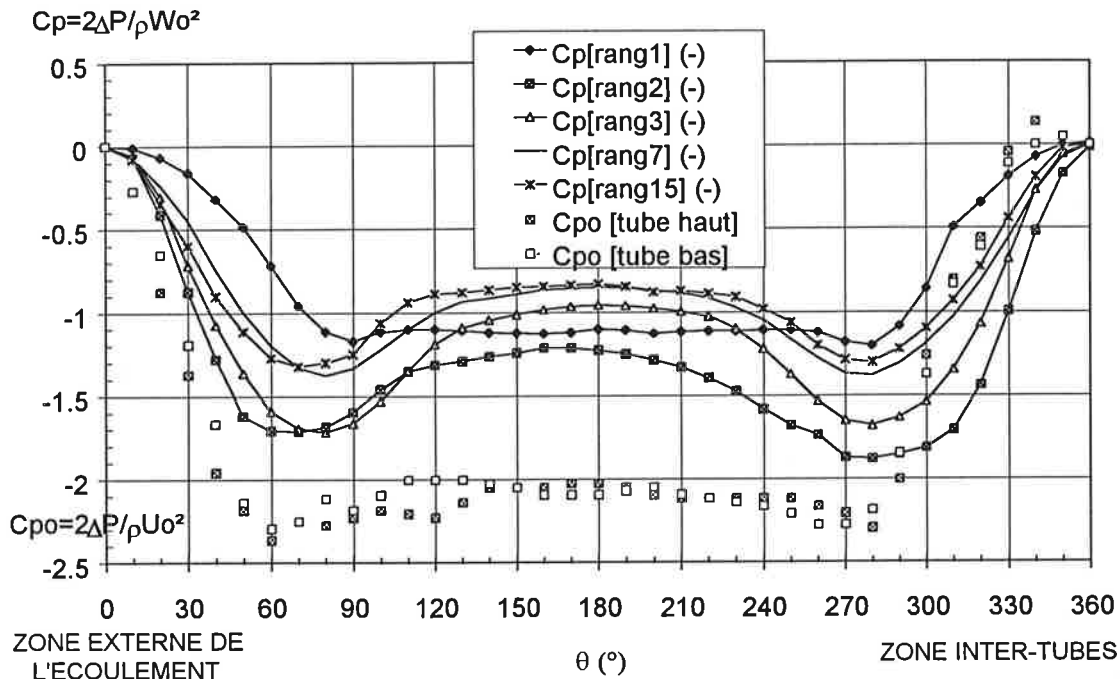


Figure 6.18c: Comparaison de la distribution du coefficient de pression autour d'un tube pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau aux alentours de $Re=15000$. Dans le premier cas la pression est adimensionnée par la vitesse amont U_o ($Re=14300$). Dans le second cas par la vitesse inter-tubes $W_o=2.71U_o$ ($Re_w=40400 / Re=14900$).

Le faible écartement entre les deux tubes entraîne en outre une dissymétrie géométrique des couches limites autour des tubes qui n'existe pas dans le cas du faisceau. Cette dissymétrie se traduit par le décalage du point d'arrêt vers l'intérieur de la configuration et le décollement prématuré de la couche limite externe. Le minimum de pression interne est atteint au même angle $\theta=80^\circ$ dans les deux cas.

Qualitativement, la forme de la distribution de pression au sein du faisceau n'est équivalente au cas des deux tubes qu'en entrée du faisceau (rang n°1). Au sein du faisceau et jusqu'à la sortie, le blocage local produit par la zone de sillage des tubes de la rangée précédente reporte le minimum de pression à un angle de $\theta=70^\circ < 90^\circ$ avec une amplitude plus forte qu'en entrée (blocage plus important). Dans la partie arrière de chaque tube, l'élargissement de la section de passage du fluide se traduit par un retour à un minimum de pression plus élevé de l'ordre de celui obtenu en entrée. Cet effet de contraction/expansion de la section de passage du fluide est à la base de la forme de la distribution de pression particulière au faisceau de tubes.

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la distribution de pression n'évolue pas en entrée comme pour le cas des deux tubes. Par contre, au sein du faisceau, le retour à un palier de l'ordre de celui obtenu au niveau de la rangée n°1 est plus rapide (§ 6.1.2.). Cela laisse supposer que le blocage lié à la présence des zones de recirculation à l'arrière des tubes est moins fort. A mesure que le nombre de Reynolds augmente, la largeur des zones de recirculation au sein du faisceau rétrécit. Cela correspond aux résultats statistiques obtenus pour les caractéristiques turbulentes, qui prévoient des échelles intégrales décroissantes dans le sillage du faisceau lorsque le nombre de Reynolds augmente.

6.2.2. Le sillage en aval.

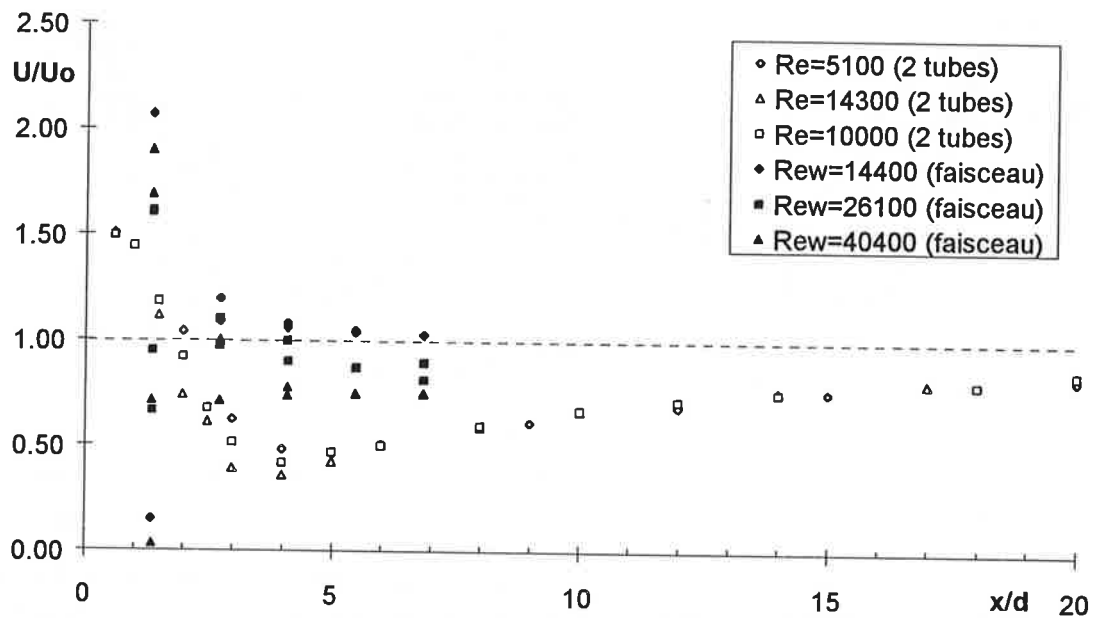


Figure 6.19: Comparaison de l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne axiale pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau à des régimes de Reynolds équivalents autour de $Re=5000$, $Re=10000$ et $Re=15000$.

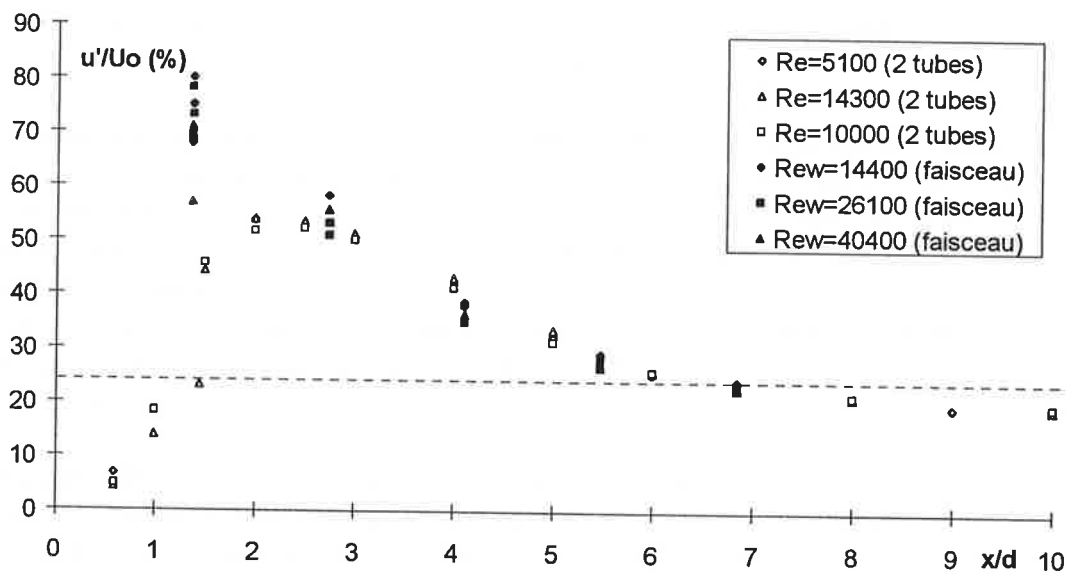


Figure 6.20: Comparaison de l'évolution longitudinale de la fluctuation de vitesse axiale pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau à des régimes de Reynolds équivalents autour de $Re=5000$, $Re=10000$ et $Re=15000$.

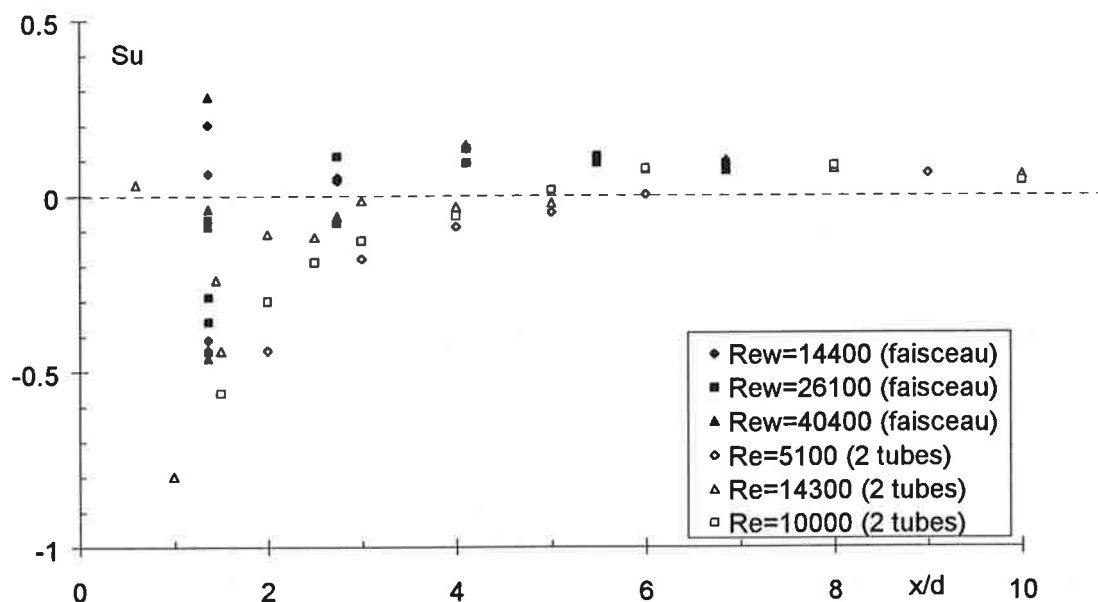


Figure 6.21: Comparaison de l'évolution longitudinale du coefficient de dissymétrie de la fluctuation de vitesse axiale pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau à des régimes de Reynolds équivalents autour de $Re=5000$, $Re=10000$ et $Re=15000$.

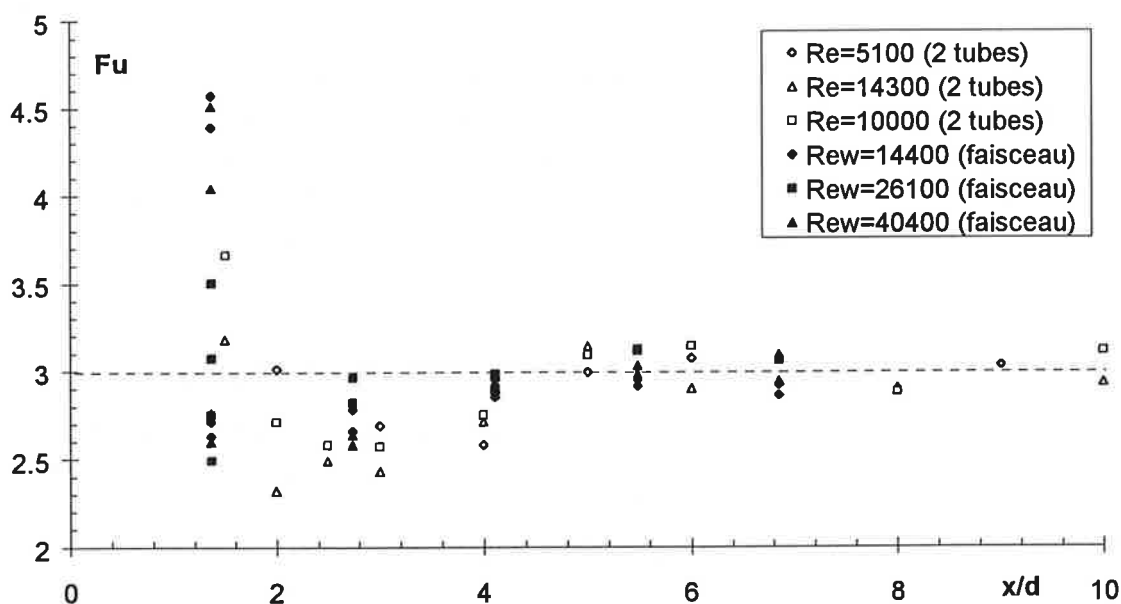


Figure 6.22: Comparaison de l'évolution longitudinale du coefficient d'aplatissement de la fluctuation de vitesse axiale pour la configuration de 2 tubes et pour le faisceau à des régimes de Reynolds équivalents autour de $Re=5000$, $Re=10000$ et $Re=15000$.

Le retour de l'écoulement à une configuration homogène est beaucoup plus rapide en aval du faisceau de tubes qu'en aval de la paire de tubes (figure 6.19). Ce comportement est lié essentiellement à l'action de mélange à l'intérieur du faisceau qui produit au niveau de la dernière rangée un écoulement turbulent dont le spectre d'énergie est déjà riche en petites échelles.

L'évolution des moments d'ordre 2 à 4 des fluctuations de la vitesse axiale est équivalent pour les deux configurations au-delà de $x=2d$, atteignant une loi en $u'^2/U_0^2 = A^{-1}(x/M - x_0/M)^{-2}$ en ce qui concerne le taux de turbulence, et des paliers de l'ordre de $Su=0.1$ et $Fu=3$ à partir de $x=7d$ en ce qui concerne les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de u' (figures 6.20 à 6.22).

6.2.3. Vers les mêmes fréquences caractéristiques.

En très proche sillage en aval du faisceau de tubes, on retrouve pour tous les nombres de Reynolds étudiés, le comportement du régime intermédiaire de Reynolds en aval des deux tubes ($5000 < Re < 10000$). A ce régime, le jet formé entre les tubes était très instable et battait de part et d'autre de l'axe médian des tubes sans jamais se stabiliser d'un côté ni de l'autre. Il en résultait au niveau des spectres d'énergie un pic d'assez large bande autour de $0.13 < St < 0.17$. En aval du faisceau le comportement est similaire mais la fréquence est plus élevée, certainement à cause de l'effet de blocage plus important du faisceau qui se traduit par une augmentation de la vitesse d'advection: $0.2 < St < 0.4$.

A $Re=15000$, on ne retrouve pas non plus le phénomène de bistable aléatoire très marqué dans le cas des deux tubes. Les conditions amonts de l'écoulement influencent certainement ce phénomène. Dans le cas des deux tubes, la transition à la turbulence était localisée au sein de la couche cisailée décollée des tubes et provoquait la déstabilisation irrégulière du jet inter-tubes. Dans le cas du faisceau, l'écoulement en amont de la dernière rangée de tubes est très turbulent et peu homogène. Le jet, très sensible à ces conditions, est sans cesse dévié et ne paraît pas trouver de position stable dans aucune direction, d'où la large bande de fréquences qui caractérise l'advection des structures de vorticité dans la zone de très proche sillage.

Dans une zone un peu plus éloignée de la sortie du faisceau, les appariements et les amalgames successifs des structures tourbillonnaires, liés à la coalescence successive des jets inter-tubes entre eux, mènent en $x=7d$   des Strouhal plus faibles: $0.1 < St < 0.2$. Il semble qu'on construise ainsi un sillage à grande échelle équivalent à celui formé en aval d'un cylindre de diamètre $2d$, comme dans le cas des deux tubes pour lequel on obtenait un Strouhal de l'ordre de $St=0.13$.

Configuration	Régime de Reynolds $Re = U_0 d / \nu$	$Wo d / \nu$	Nombre de Strouhal $St = f d / U_0$ en $x=3d$		Nombre de Strouhal $St = f d / U_0$ en $x=7d$
2 tubes en //	1000	2700	0.13	0.39	0.13
2 tubes en //	$5000 < Re < 10000$	$14000 < Re_w < 27000$	$0.13 < St < 0.17$		0.13
2 tubes en //	$12100 < Re < 14300$	$33000 < Re_w < 39000$	0.13	0.33	0.13
faisceau	$5000 < Re < 15000$	$14000 < Re_w < 40000$	$0.2 < St < 0.4$		$0.1 < St < 0.2$

6.3. Bilan.

L'approche expérimentale de cette configuration de faisceau de tubes nous a permis, à travers la détermination de la distribution de pression autour des tubes, de compléter les études antérieures sur le sujet. Outre le faible effet des conditions aux limites latérales (pour des rapports d'aspect h/d et un nombre de tubes n_y par rangée suffisants), on retiendra la régularité de la position de décollement de la couche limite autour des tubes en zone établie du faisceau ($\theta=120^\circ$), l'importance de l'intensité des recirculations à l'arrière des tubes (effet du by-pass du au blocage propre à la configuration) et la forte homogénéité de l'écoulement inter-tubes (symétrie des distributions d'un tube à l'autre).

L'analogie de l'écoulement au sein du faisceau avec le cas de l'interaction entre deux tubes en parallèle fait ressortir de nombreux points communs. En particulier, les effets d'interaction forte entre les tubes participent de la même façon au mélange par accélération des transferts d'énergie entre échelles du fait des inhomogénéités de distribution de pression et de vitesse au niveau de la dernière rangée de tubes du faisceau. Cependant l'effet du régime de Reynolds propre à l'interaction forte entre deux tubes s'estompe dans le cas du faisceau complet. En effet, ce phénomène relatif au développement des premières instabilités hydrodynamiques générées en aval des zones décollées et menant à la transition à la turbulence n'est présent que dans la zone d'entrée du faisceau. Très vite le blocage transverse et longitudinal important de la configuration du faisceau facilite la transition à la turbulence de tout l'écoulement.

Plus loin en aval, la comparaison du comportement de l'écoulement avec celui propre aux écoulements de grille fait apparaître une augmentation des propriétés d'intermittence à grande échelle et de mélange à petite échelle par effet de l'interaction forte entre les tubes. Le haut niveau de turbulence généré en sortie du faisceau est rapidement dissipé. La cascade d'énergie vers les petites échelles de la turbulence est accélérée par les phénomènes de coalescence aléatoire des jets et se traduit par une décroissance de la fluctuation de vitesse axiale en une loi du type $u'^2(x) = Cte x^{-1.8}$. Bien que les échelles énergétiques de l'écoulement soient plus petites dans le cas du faisceau par rapport à celui des deux tubes, le Re_λ reste sensiblement le même (autour de $Re_\lambda=200$). Plus que d'agir sur la nature de la turbulence générée dans l'écoulement, le faisceau de tubes tend à accélérer la phase de production de turbulence à l'équilibre.

the 1990s, the number of people in the UK with a mental health problem has increased by 50% (Mental Health Act 1983, 1990). The number of people with a mental health problem in the UK is estimated to be 5.5 million (Mental Health Act 1983, 1990).

There is a growing awareness of the need to improve the lives of people with mental health problems. The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

The Mental Health Act 1983 (1990) was a landmark piece of legislation which introduced a new framework for the care of people with mental health problems. The Act was designed to ensure that people with mental health problems were treated in a way that was consistent with their rights and needs. The Act also introduced a new system of mental health care which was based on the principles of community care and rehabilitation.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.

Dans ce travail nous avons cherché à cerner d'un point de vue fondamental, à travers une étude à la fois expérimentale (traitement statistique de mesures en anémométrie laser Doppler) et numérique (visualisation de simulations $2D$), la phénoménologie à grande échelle et à petite échelle de l'interaction forte entre deux cylindres aux alentours du régime sous critique de Reynolds.

→ Nous avons analysé un certain nombre de caractéristiques du proche sillage:

- La déflexion du jet inter-tubes a été mise clairement en évidence expérimentalement et numériquement pour des nombres de Reynolds $Re > 5000$.
- Dans ces mêmes conditions, nous avons constaté la tendance dissymétrique du double sillage accompagnée de l'existence de fréquences de lâcher de structures tourbillonnaires propres à chacune des deux zones. Les fréquences basses ($St=0.13$ à $St=0.17$) de l'ordre de la moitié de celles rencontrées habituellement en aval d'un seul cylindre ont été retrouvées dans le sillage le plus large, et les fréquences hautes ($St=0.33$ à $St=0.39$) de l'ordre de trois fois les premières ont été retrouvées dans le sillage le plus étroit.
- Nous avons mis en relief l'effet du régime de Reynolds sur la stabilité du phénomène de déflexion. Pour $Re < Re_c = 2000$, le jet est en régime de déflexion stable. Pour $2000 = Re_c < Re < 15000$, le jet est en régime instable de battement plus ou moins aléatoire.
- Une analogie de comportement du proche sillage avec le cas du cylindre unique nous a permis de proposer une explication quant à l'origine de la déflexion. A $Re = 1000$, la simulation numérique $2D$ n'a pas été capable de reproduire l'asymétrie du sillage. Ainsi, au-dessous de $Re_c = 2000$, les effets $3D$ pourraient être à l'origine du phénomène par étirement tourbillonnaire $3D$ en aval des tubes, avant que la transition à la turbulence n'ait lieu. Au-dessus de $Re_c = 2000$, ce serait le développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz d'origine $2D$ au sein de la couche cisailée qui provoquerait cette fois-ci la déflexion puis la déstabilisation (changement de côté) du jet à des intervalles de temps aléatoires et en fonction de la puissance des structures tourbillonnaires lâchées dans la zone inter-tubes.

→ Nous avons également étudié les caractéristiques du sillage intermédiaire:

- Nous avons retrouvé expérimentalement le comportement de retour vers une configuration symétrique du sillage.
- Nous avons noté la rémanence d'un seul mode de fréquence correspondant à la basse fréquence ($St=0.1$), les petites structures de haute fréquence étant amalgamées par les plus grosses ou s'appariant entre elles dans la zone de proche sillage. On obtient ainsi une allée tourbillonnaire unique à grande échelle équivalente à celle qu'on obtiendrait en aval d'un seul cylindre de diamètre $2d$.
- Nous avons quantifié statistiquement l'effet du battement sur le retour de l'écoulement à une situation symétrique et sur les propriétés de mélange de l'écoulement. Au-dessus de Re_c on revient rapidement à une situation homogène à petite échelle et symétrique à grande échelle (5 à $7d$), alors qu'au-dessous de Re_c l'absence de battement ne permet pas de ramener l'écoulement à cette situation avant 10 à $12d$.

Dans une optique plus appliquée, nous nous sommes intéressés au phénomène d'interaction forte au sein d'un faisceau de tubes transverses à l'écoulement. Nous avons cherché à relier les phénomènes propres à cette configuration complexe à ceux rencontrés dans le cas géométriquement et hydrodynamiquement équivalent de l'interaction entre deux tubes. Il ressort de cette étude que les propriétés de mélange, et à travers elles les caractéristiques turbulentes de l'écoulement, sont accentuées dans le cas du faisceau et que cette tendance influe en aval sur le retour à une turbulence homogène. Les lois de décroissance de la turbulence y ont été trouvées plus fortes encore que dans le cas de grilles à forte porosité.

D'un point de vue expérimental, nous avons mis en relief la difficulté et les limites d'une approche statistique pour caractériser le proche sillage dans le cas de régime de Reynolds tel que $Re > Re_c = 2000$ pour lequel le battement aléatoire du jet se traduit au niveau de la sonde locale de mesure de vitesse par un phénomène d'intermittence à grande échelle. Une solution à approfondir est fondée sur une méthode de traitement statistique conditionnel. Elle nécessite cependant l'unicité des positions de stabilité du bistable, ce qui n'est pas toujours le cas pour les régimes que nous avons étudiés et en particulier à $5000 < Re < 10000$.

Afin de mieux cerner les phénomènes de proche sillage qui sont intimement liés à la connaissance de la distribution de pression autour des tubes et de son évolution temporelle, il nous semble primordial de poursuivre la tentative que nous avons engagée de mettre en place en paroi des cylindres un capteur piézo-résistif très sensible. La mesure de pression instantanée donnerait alors accès aux caractéristiques des structures tourbillonnaires formées dès le point de décollement de la couche limite ainsi qu'à la distribution angulaire des fluctuations de pression autour de chacun des deux tubes. La mise en place d'une instrumentation de ce type nous a posé cependant des difficultés techniques. En effet, il est important de mieux s'affranchir des vibrations liées au fonctionnement de la boucle hydraulique (fréquence de la pompe, pertes de charge locales au niveau des sections coudées,...) et transmises mécaniquement par le biais des structures. L'intensité de ce bruit parasite est loin d'être négligeable par rapport à l'amplitude des fluctuations de pression étudiées autour des cylindres, si bien qu'une procédure de qualification plus contraignante encore que celle effectuée au niveau du taux de turbulence du profil d'entrée serait à appliquer au taux de bruit rémanent dans la section d'essais.

Enfin, d'un point de vue numérique, il est important de noter que les simulations 2D ont validé l'effet du régime de Reynolds d'une part sur la formation des structures principales de l'allée de Karman et d'autre part sur la stabilité du jet inter-tubes. En effet, à $Re = 1000 < Re_c$, nous retrouvons la formation des structures tourbillonnaires principales du sillage directement en aval du point de décollement. De plus, à ce régime, le jet inter-tubes reste stable. Au contraire, à $Re = 5000 > Re_c$, comme dans le cas d'un cylindre unique, les structures tourbillonnaires principales se forment en aval d'une phase intermédiaire de développement d'une couche cisailée décollée caractérisée par l'émergence d'instabilités de Kelvin-Helmholtz. Parallèlement, le jet inter-tubes est enclin à un phénomène de battement aléatoire de part et d'autre de l'axe médian des cylindres.

L'inexistence de déflexion du jet à $Re=1000$ nous a permis de mettre en relief l'importance cruciale de la prise en compte des effets $3D$ dans le proche sillage. De plus, il va de soit que pour tous les régimes il est nécessaire de tenir compte des effets $3D$ à hauteur du sillage intermédiaire, zone caractérisée par un écoulement turbulent quasiment développé donc riche en petites structures turbulentes. La simulation à la fois des instabilités génératrices des premières structures tourbillonnaires en paroi des tubes et du développement des structures $3D$ dans la direction azimutale des tubes se traduirait par un surcoût que l'on ne peut gérer qu'avec les progrès liés à la parallélisation des codes de calcul. Quant à l'utilisation de la Simulation des Grandes Echelles dans les zones de fort cisaillement moyen, elle est rendue possible par l'application de modèles du type modèle de fonction de structure filtrée ou modèle de fonction de structure sélectif (Lesieur & Métais: 1996). Cependant, la prise en compte plus fine des zones de transition à la turbulence pourrait être améliorée par des modifications de modèles visant à moins amortir les premières instabilités produites dans l'écoulement. C'est dans cette optique que Lamballais (1996) a développé dans l'espace spectral un modèle de viscosité turbulente "dynamique" sensible à la pente locale du spectre d'énergie et donc à l'intensité du nombre de Reynolds turbulent local du fluide. Il serait intéressant de formuler un modèle équivalent dans l'espace physique.

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased by 1.5 million, and the number of people aged 75 and over has increased by 1.2 million (Office of National Statistics 1999).

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people in the community. The Department of Health (1999) has published a strategy for older people, which sets out a vision for the future of older people's services. The strategy is based on the following principles: older people should be able to live independently in their own homes; older people should be able to access the services they need; and older people should be able to participate in the decisions that affect their lives.

The strategy also sets out a number of objectives for the future of older people's services. These include: to improve the quality of life of older people; to reduce the number of older people who are in care homes; to increase the number of older people who are employed; and to increase the number of older people who are active in their communities.

The strategy is a key document for the development of older people's services in the UK. It provides a framework for the development of policies and services for older people. It also provides a basis for the evaluation of older people's services.

The purpose of this paper is to review the literature on the needs of older people in the community. The paper will focus on the needs of older people in the UK. The paper will also review the literature on the development of older people's services in the UK.

The paper is organized as follows. The first section will discuss the needs of older people in the community. The second section will discuss the development of older people's services in the UK. The third section will discuss the evaluation of older people's services.

The first section will discuss the needs of older people in the community. The needs of older people in the community are complex and multifaceted. They include the need for housing, the need for transport, the need for food, the need for clothing, the need for health care, and the need for social contact.

The second section will discuss the development of older people's services in the UK. The development of older people's services in the UK has been a long and complex process. It has involved the development of a range of services, including residential care, day care, and home care.

The third section will discuss the evaluation of older people's services. The evaluation of older people's services is a complex task. It involves the assessment of the quality of the services, the effectiveness of the services, and the cost of the services.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- Ardonceanu P.:** *communication privée*
ENSMA/AERO, Poitiers
- Arnal D.:** *communication privée*
ONERA/DERAT, Toulouse
- Asch G. et al:** *"Les capteurs en instrumentation industrielle"*
Dunod édition; 1983
- Axelson O.:** *"A generalized SSOR method"*
BIT vol 13, p 443; 1972
- Baines W. D. & Petersen E. G.:** *"An investigation of flow through screens"*
Trans. ASME vol 73, p 467; 1951
- Batchelor G. K.:** *"The theory of homogeneous turbulence", 1956*
Cambridge, university press
- Bearman P. W. & Wadcock A. J.:** *"The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream"*
J. Fluid Mech. vol 61, n° 3, p 499; 1973
- Béguier C. & Fraunier P.:** *"Double wake flow with heat transfer"*
Int. J. Heat Mass Transfer, vol 34, n°4/5, p 973; 1991
- Binder G.:** *"La turbulence: mécanisme et modélisation"*
Cours de l'ENSHMG (Grenoble); 1990
- Bloor M. S.:** *"The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder"*
J. Fluid Mech. vol 19, p 290; 1964
- Bloor M. S. & Gerrard J. H.:** *"Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake "*
Proc. Roy. Soc London vol A 294, p 319; 1966
- Bonnet J. P.:** *"Ecoulements turbulents: turbulence 1"*
Cours de l'ENSMA (Poitiers); 1992
- Bradshaw P.:** *"The effect of wind-tunnel screens on nominally two-dimensionnal boundary layers"*
J. Fluid Mech. vol 22, n° 4, p 679; 1965
- Braza M., Chassaing P., Ha Minh H.:** *"Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder "*
J. Fluid Mech. vol 165, p 79; 1986

- Braza M., Chassaing P., Ha Minh H.:** *"Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder "*
Phys. Fluids A vol 2, n° 8, p 1461; 1990
- Brun C. & Picut M.:** *" Velocity measurements in the wake of a pair of cylinders in high interaction configuration "*
Proc. 11th Symp. on Turbulent Shear Flows; 1997
- Chassaing P.:** *"Turbulence en mécanique des fluides"*
Cours de l'ENSEEIH (Toulouse); 1993
- Chyu C. & Rockwell D.:** *"Evolution of patterns of streamwise vorticity in the turbulent near wake of a circular cylinder"*
J. Fluid Mech. vol 320, p 117; 1996
- Coirier J.:** *" Mécanique des milieux continus "*
Cours de l'ENSMA (Poitiers); 1992
- Comte P.:** *"Etude par simulation numérique de la transition à la turbulence en écoulement cisaillé libre"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1989
- Comte P., Fouillet Y. & Lesieur M.:** *"Simulation numérique des zones de mélange compressibles"*
Revue Scientifique et Technique de la Défense 3^{ème} trimestre 1992, p 43; 1992
- Comte-Bellot G.:** *"Turbulence"*
Cours de l'ECL (Lyon); 1982
- Comte-Bellot G. & Corrsin S.:** *"The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence"*
J. Fluid Mech. vol 25, n° 4, p 657; 1966
- Corrsin S.:** *"Turbulence: Experimental methods"*
Handbuch der physik, vol 8, pt 2, p 524; 1963
Springer Verlag , Berlin
- Couder Y., Basdevant C.:** *"Experimental and numerical study of vortex couples in two-dimensional flows "*
J. Fluid Mech. vol 173, p 225; 1986
- Coutanceau M., Defaye J. R.:** *"Circular cylinder wake configurations: A flow visualization survey"*
A.S.M.E.: Appl. Mech. Rev. vol 44, n° 6, p 255; 1991
- Coutanceau M.:** *"Structure des sillages à l'aval d'obstacles rigides"*
Cours de DEA de l'université de Poitiers; 1993

- Domptail C.:** *"Sillage turbulent en aval de deux barreaux parallèles en tunnel hydrodynamique: visualisation et vélocimétrie laser"*
PhD Thesis, IMST de Marseille; 1979
- Fallon B.:** *"Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1994
- Favre A. et al:** *"La turbulence en mécanique des fluides"*
Gauthiers-Villars édition, 1976
- Fraunié P.:** *"Contribution à l'étude des champs dynamiques et thermiques dans le sillage de deux cylindres de section circulaire "*
PhD Thesis, IMST de Marseille; 1979
- Groth J. & Johansson A. V.:** *"Turbulence reduction by screens"*
J. Fluid Mech. vol 197, p 139; 1988
- Halim M.S. & Turner J.T.:** *" Measurements of cross flow development in a staggered tube bundle "*
3^{ème} conférence LDA appliquée à la mécanique des fluides, Lisbonne; 1986
- Hayashi M., Sakurai A. & Ohya Y.:** *"Wake interference of a row of normal flat plates arranged side by side in a uniform flow"*
J. Fluid Mech. vol 164, p 1; 1986
- Hirt C. W., Nichols B. D. & Romero N. C.:** *"SOLA - Numerical solution algorithm for transient fluid flows"*
LASL Rep., L. A., n° 5852 ; 1975
- Ishigai S., Nishikawa X., Nishimura X. & Cho X.:** *"Experimental study on structure of gas flow in tube banks with axis normal to the flow "*
Bull. JSME, vol. 15, p 949; 1972.
- Kamemoto K.:** *"Formation and Interaction of Two Parallel Vortex Streets"*
Bull. JSME, vol. 19, n° 129, p 283; 1976.
- Kelemenis C. I.:** *"... "*
PhD Thesis, University of Manchester; 1993
- Kiya M., Arie M., Tamura H. & Mori H.:** *"Vortex shedding for two circular cylinders in staggered arrangement"*
J. Fluid Eng. (ASME), vol 102, p 166; 1980
- Kourta A., Boisson H. C., Chassaing P., Ha Minh H.:** *"Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder "*
J. Fluid Mech. vol 181, p 141; 1987
- Lamballais E.:** *"Simulation numérique de la turbulence dans un canal plan tournant"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1996

- Leonard B. P.:** *"Simple high-accuracy resolution program for convection modelling of discontinuities"*
Int. J. for Num. Methods in Fluids, vol 8, p 1291; 1988
- Lesieur M.:** *"Turbulence in fluids"*
R. Moreau editor, 2^e édition révisée, Kluwer Academic Publishers; 1993
- Lesieur M. & Métais O.:** *"New trends in large-eddy simulations of turbulence"*
Annu. Rev. Fluid. Mech. vol 28, p 45; 1996
- Lin C. C. & Reid W. H.:** *"Turbulent flow, theoretical aspect"*
Handbuch der physik, vol 8, pt 2, p 438; 1963
Springer Verlag, Berlin
- McGrath G.:** *"The application of L.D.A. to measurement of turbulent flow in tube bundles and ducts"*
PhD Thesis, Q.M.W.C of London; 1991
- Meyer K. E.:** *"Experimental and numerical investigation of turbulent flow and heat transfer in staggered tube bundles"*
PhD Thesis, Technical University of Denmark; 1994
- Moinat P.:** *"Application des techniques de simulation des grandes échelles à un écoulement en géométrie complexe: la marche en dérapage"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1994
- Ohya Y.:** *"The origin of biased gap flow behind multiple bluff bodies in a side-by-side arrangement"*
Memoirs of the Faculty of Engineering, vol 30, n°3, p 103; 1985
- Ohya Y., Okajima A. & Hayashi M.:** *"Wake interference and vortex shedding"*
Encyclopedia Fluid Mech., vol 2, p 323, 1989
- Okajima A., Sugitani K. & Mizota T.:** *"Flow around a pair of circular cylinders arranged side by side at high Reynolds numbers"*
Trans. JSME, vol. 52, n° 480, p 2844; 1986.
- Prasad A. & Williamson C. H. K.:** *"The instability of the shear layer separating from a bluff body"*
J. Fluid Mech., vol 333, p 375; 1997
- Quadflieg H.:** *"Vortex induced load on the cylinder pair at high Reynolds number"*
Forsch. Ing.-Wes., vol 43, p 9; 1977
- Ren G. & Balchen J. G.:** *"Finite element solution of the development of vortex shedding from a pair of circular cylinders"*
Singapore, Proceedings of the third international offshore and polar engineering conference; 1993

- Roshko A.:** *"Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number"*
J. Fluid Mech., vol 10, p 345; 1961
- Schewe G.:** *"Sensitivity to transition phenomena to small perturbations in flow round a circular cylinder"*
J. Fluid Mech. vol 172, p 33; 1986
- Silveira Neto A.:** *"Simulation numérique des grandes échelles d'un écoulement turbulent décollé en aval d'une marche"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1991
- Simonin O. & Barcouda M.:** *"Measurements of fully developed turbulent flow across tube bundle"*
3^{ème} Conférence LDA Appliquée à la Mécanique des Fluides, Lisbonne; 1986
- Simonin O. & Barcouda M.:** *"Measurements and prediction of turbulent flow entering a staggered tube bundle"*
4^{ème} Conférence LDA Appliquée à la Mécanique des Fluides; 1988
- Spivack H. M.:** *"Vortex frequency of flow pattern in the wake of two parallel cylinders at varied spacing normal to an air stream"*
Journal Aeronautical Sciences, vol 13, n°6, p 289; 1946
- Tan-Atichat J., Nagib H.M. & Loehrke R. I.:** *"Interaction of free stream turbulence with screens and grids; a balance between turbulence scales"*
J. Fluid Mech. vol 114, p 501; 1982
- Unal M. F. & Rockwell D.:** *"On vortex formation from a cylinder. Part 1. The initial instability"*
J. Fluid Mech. vol 190, p 491; 1988
- Urbain G.:** *"Etude numérique par simulation des grandes échelles de la transition à la turbulence dans les jets"*
PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble; 1998
- Urbain G., Brun C. & Métais O.:** *"Large eddy simulations of three-dimensional spatially evolving round jets"*
Proc. 11th Symp. On Turbulent Shear Flows; 1997
- Villand M.:** *"TRIO_VF: Présentation"*
Note CEN-G/SMTH/LMTL/97-22; 1997
- Wei T. & Smith C. R.:** *"Secondary vortices in the wake of circular cylinders"*
J. Fluid Mech. vol 169, p 513; 1986
- Williamson C. H. K.:** *"Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies"*
J. Fluid Mech., vol 159, p 1; 1985

- Williamson C. H. K.:** *"Vortex dynamics in the cylinder wake"*
Annu. Rev. Fluid. Mech. vol 28, p 477; 1996
- Williamson J. H.:** *"Low-storage Runge-Kutta schemes"*
J. of Comp. Physics, vol 35, p 48; 1980
- Woods W. A.:** *"Visualized Flow: Fluid motion in basic and engineering situations revealed by flow visualization"*
Japan Society of Mechanical Engineers edition; 1988
- Wu J. C. & Hu Y.C.:** *"A numerical study of wake interference behind two side-by-side and tandem circular cylinders"*
J. Chinese Soc. Mech. Eng., vol 16, n°2 , p 109; 1995
- Zdravkovich M. M. & Namork J. E.:** *"Structure of interstitial flow between closely spaced tubes in staggered array"*
Flow Induced Vibration, ASME; 1979
- Zdravkovich M. M. & Namork J. E.:** *"Excitation, amplification and supression of flow induced vibrations in heat exchangers"*
Practical Experiences with Flow Induced Vibrations, Springer Verlag; 1982
- Zdravkovich M. M.:** *"Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders"*
J. Sound & Vibr., vol 101, n°4, p511; 1985
- Zdravkovich M. M.:** *"The effects of interference between circular cylinders in cross flow"*
J. Fluid Structures, vol 1, p239; 1987
- Zdravkovich M. M.:** *"Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements"*
J. Wind Eng. and Ind. Aero., vol 28, p 183; 1988
- Zukauskas A.:** *"Heat transfer from tubes in crossflow"*
Advances in Fluid Transfer, vol 18, p 87; 1987
Academic Press, Inc.



COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE GRENOBLE

UST/EC/PMC/REPROGRAPHIE/1998



