Nomenclature

d : Largeur de l'entrefer (gap).

d_e : Diamètre du faisceau laser au niveau du point d'intersection pour les mesures de vitesse par LDV.

d_f : Interfrange pour la mesure de vitesse par LDV.

d_m : Taille de l'ellipsoïde dans la direction-y.

D_e: Diamètre du faisceau laser avant la lentille frontale pour les mesures de vitesse par LDV.

DSP : Densité Spectrale de Puissance.

DST : Diagramme spatio-temporel.

E_c : Energie cinétique.

f_D : Fréquence Doppler.

f_o : Fréquence moteur du cylindre extérieur.

f_m : Fréquence de modulation.

FFT : Transformée de Fourrier rapide (Fast Fourrier Transform).

FI : Fenêtre d'interrogation.

h_m : Taille de l'ellipsoïde dans la direction-z.

JPDF : Fonction densité de probabilité conjointe.

k_z : Nombre d'ondes axial.

l_m : Taille de l'ellipsoïde dans la direction-x.

L_z: Hauteur du système.

r_i : Rayon du cylindre intérieur.
r_o : Rayon du cylindre extérieur.
r_n : Position de la surface nodale dans le gap.

$\bar{R}$: Rayon moyen ($= \frac{r_o + r_i}{2}$).
Re_i : Nombre de Reynolds associé à la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

Re_o : Nombre de Reynolds associé à la vitesse de rotation du cylindre extérieur.

Re_s : Nombre de Reynolds lié au cisaillement.

Ro : Nombre de Rossby.

R_{rot}: Nombre de Rotation.

Re_w : Nombre de Reynolds caractérisant le flux secondaire (wind).

R_{jj} : Fonction d'autocorrélation.

LDV : Laser Doppler Vélocimetry.

L_z: Hauteur du système.

PDF : Fonction densité de probabilité.

PIV : Vélocimétrie par images de particule.

t_c : Temps de corrélation.

Ta : Nombre de Taylor.

T_a : Température ambiante de la pièce.

$V_{ellipsoïde}$: Volume de l'ellipsoïde pour les mesures de vitesse par LDV.

u_r: Vitesse dans la direction radiale.

u_r^{rms} : Ecart type de la vitesse radiale (root mean square).

u_θ: Vitesse dans la direction azimutale.

u_θ^{rms} : Ecart type de la vitesse azimutale (root mean square).

u_z: Vitesse dans la direction axiale.

u_z^{rms} : Ecart type de la vitesse axiale (root mean square).

V_p : Vitesse des particules pour la mesure par LDV.

z_c: Longueur de corrélation.

λ : Longueur d'onde.

$\tilde{\delta}_i$: Epaisseur de la couche limite intérieure.

$\tilde{\delta}_o$: Epaisseur de la couche limite extérieure.

$\eta\ (= r_i/r_o)$: Rapport des rayons.

υ: Viscosité cinématique.

Φ : Angle entre les deux faisceaux pour la mesure de vitesse par LDV.

Φ_0 : Discriminant de Rayleigh

ω_i : Vitesse angulaire du cylindre intérieur

ω_o : Vitesse angulaire du cylindre extérieur.

$\vec{\omega}_\theta$: Vorticité azimutale.

Γ_θ : Rapport d'aspect azimutal.

Γ_z : Rapport d'aspect axial.

a : ambiante.

i : intérieur.

o : extérieur.

rot : rotation.

s : cisaillement.

r : direction radiale.

z : direction axiale.

θ: direction azimutale.

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

Table des matières

Chapitre 1 : Introduction 1
1.1 Etat de l'art de l'écoulement de Couette-Taylor 1
1.1.2 Paramètres de contrôle 3
1.1.3 Critère de Rayleigh : 5
1.1.4 Description des grandeurs turbulentes 6
1.1.4 Vorticité 7
1.1.5 Travaux antérieurs 7
1.2 Objectif de la thèse 13
1.3 Organisation du manuscrit 13
Chapitre 2 : Dispositif expérimental et techniques de mesures 15
2.1 Le dispositif de Couette-Taylor 15
2.2 Techniques de mesure 17
2.2.1 Mesures de vitesses par PIV stéréoscopique 18
2.2.2 Visualisation de l'écoulement 28
2.2.3 Mesures de vitesse par LDV 34
Chapitre 3 : Résultats préliminaires : observation de la transition vers la turbulence et validation des mesures de vitesse 43
3.1 Visualisations par Kalliroscope 43
3.1.1 Diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse 43
3.1.2 Signaux temporels moyens 46
3.1.3 Spectres spatiaux moyens 47
3.2 Validation de la PIV stéréoscopique 48
3.2.3 Fluctuations de vitesse 55
3.2.4 Régimes transitoires vers la turbulence et turbulence 57
3.3 Les mesures par LDV 60
Chapitre 4 : Emergence de structures cohérentes dans le régime turbulent 63
4.1 Vitesses.. 63
4.1.1 Champs moyens de la vitesse 63
4.1.2 Profils moyens de la vitesse azimutale 67
4.1.3 Couches limites 68
4.1.4 Surface nodale 69
4.2 Champs de vitesse et vorticité 70
4.2.1 Champs moyens dans le temps 71
4.2.2 Diagrammes spatio-temporels 72

4.2.3 Champs instantanés 74
4.2.4 Signaux spatiaux de la vorticité azimutale 75
4.3 Visualisation par kalliroscope 75
4.3.1 Diagrammes spatio-temporels 76
4.3.2 Fréquences spatiale et temporelle 76
4.4.1 Fluctuations de la vitesse radiale 81
4.4.2 Fluctuations de la vitesse axiale 82
4.4.3 Fluctuations de la vitesse azimutale 83
4.4.4 Estimation du bruit expérimental 85
4.5 Diagramme d'états-transitions pour $Reo = -4368$ et conclusion 86
Chapitre 5 : Analyse statistique de la transition vers les rouleaux turbulents 89
5.1 Fonction de densité de probabilité de la vitesse 89
5.2 Asymétrie et aplatissement 91
5.3 Fonction densité de probabilité conjointe (JPDF) 94
5.4 Tenseur de Reynolds et énergie cinétique 96
5.5 Nombre de Reynolds Rew 100
5.6 Fonction d'autocorrélation 102
Chapitre 6 : Conclusion et discussion 107
Bibliographie 111

Chapitre 1 : Introduction

Ce chapitre est une introduction générale et présente la nature des écoulements identifiés et étudiés dans le système de Couette-Taylor depuis sa construction. Le plan de ce chapitre est le suivant. Nous commençons par introduire le système de Couette-Taylor et les équations qui gouvernent l'écoulement. Ensuite nous citerons les principaux travaux réalisés au vingtième siècle ainsi que ceux réalisés ces dernières années. A la fin de ce chapitre nous décrivons l'objectif de ce travail, inscrit dans le contexte de la transition vers les écoulements turbulents dans le système de Couette-Taylor et considère des régimes non traités auparavant. Enfin, nous présentons le plan de ce manuscrit.

1.1 Etat de l'art de l'écoulement de Couette-Taylor

A la fin du 19ème siècle le scientifique français Maurice Couette (1858 − 1943) [1] a conçu la première machine tournante constituée de deux cylindres coaxiaux où seul le cylindre extérieur pouvait se mettre en rotation. Son objectif était de mesurer la viscosité des fluides avec plus de précision et, ce faisant, il a inventé le viscosimètre d'aujourd'hui. Son dispositif a aussi fait l'objet de différents travaux sur la stabilité des écoulements. Couette [2] a ainsi cherché à vérifier expérimentalement les résultats de l'analyse de stabilité linéaire et le critère de Rayleigh [3]. Mallock [4] a aussi vérifié la stabilité de l'écoulement dans le cas où seul le cylindre intérieur est en rotation ($\omega_o = 0$). Il a trouvé une instabilité pour toutes les vitesses de rotation du cylindre intérieur. Taylor [5] a donc prédit que la différence entre la théorie et ces résultats expérimentaux pouvait être liée à des perturbations ayant un caractère tridimensionnel de l'écoulement quand seul le cylindre intérieur est en rotation. Afin de bien répondre à cette problématique, il a décidé de construire un autre dispositif expérimental dans lequel les deux cylindres pouvaient tourner indépendamment l'un par rapport à l'autre. Dans son étude Taylor [5] a étudié le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation et en co-rotation. En co-rotation, les images enregistrées dans ces expériences indiquent la présence de rouleaux identifiés par les lignes de courant à l'aide d'un traceur fluorescent. Ces rouleaux, maintenant appelés rouleaux de Taylor, occupent plus de 90% de la largeur de l'entrefer (figure1.1). En revanche quand les deux cylindres sont en contra-rotation le gap se devise en deux zones. La zone au voisinage du cylindre intérieur contient des rouleaux similaires à ceux trouvés en co-rotation. Par contre, la zone au voisinage du cylindre extérieur reste stable. Dans cette configuration, Taylor [5] a aussi observé des rouleaux hélicoïdaux qui se propagent autour du cylindre intérieur. Pour des problèmes optiques il n'a pas pu prendre des photographies de ce régime, mais il l'a bien décrit. Dans son article, Taylor [5] a établi un diagramme d'états en fonction des vitesses angulaires des cylindres intérieur et extérieur en indiquant les zones dans lesquelles l'écoulement est stable ou instable. Depuis cette contribution ce système est reconnu comme le système de Couette-Taylor.

Rapport-Gratuit.com

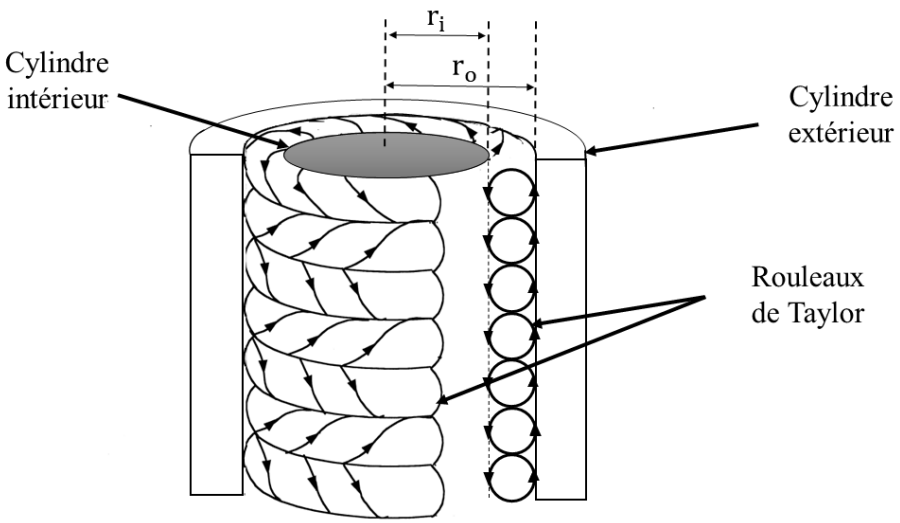

Figure 1.1 : Schéma des rouleaux de Taylor.

Nous nous intéressons à l'écoulement isotherme d'un fluide newtonien incompressible de viscosité cinématique υ et de masse volumique ρ constante. Ce fluide est confiné entre deux cylindres concentriques de rayon r_i et r_o tournant indépendamment l'un par rapport à l'autre, avec des vitesses angulaires ω_i et ω_o. La géométrie de ce système de Couette-Taylor suggère l'utilisation des coordonnées cylindriques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$. Cet écoulement est régi par les équations ci-dessous en tenant compte des conditions aux limites de non glissement sur les parois des cylindres.

L'équation de continuité :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = \vec{0}. \tag{1.1}$$

Les équations de Navier-Stockes :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla}).\vec{u} = \upsilon \Delta \vec{u} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p \tag{1.2}$$

En coordonnées cylindriques, ces équations sont exprimées comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_r}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla}).u_r - \frac{u_\theta^2}{r} = \upsilon\left(\Delta u_r - \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2}u_r\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{r}} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla}).u_\theta + \frac{u_r u_\theta}{r} = \upsilon\left(\Delta u_\theta - \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2}u_\theta\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \theta} \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla}).u_z = \upsilon \Delta u_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{z}} \end{cases} \tag{1.3}$$

où

$$\vec{u}.\vec{\nabla} = u_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial}{\partial z} \tag{1.4}$$

et $$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{1.5}$$

L'équation de conservation de la masse est donnée par :

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right) u_r + \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \tag{1.6}$$

Dans le cas d'un système de longueur infinie, l'écoulement de base est axisymétrique i.e. indépendant des coordonnées azimutale et axiale. Dans le cas stationnaire, cet écoulement est connu sous le nom d'écoulement circulaire de Couette. Sa vitesse u_θ et sa pression p ne dépendent que de la coordonnée radiale r. Il est décrit par le système suivant :

$$\frac{u_\theta^2}{r} = \frac{dp}{dr} \tag{1.7}$$

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}\right) u_\theta = 0 \tag{1.8}$$

La solution de base s'écrit sous la forme :

$$u_\theta = Ar + \frac{B}{r} \tag{1.9}$$

où A et B sont deux constantes déterminées par les conditions aux limites de non-glissement sur les parois ; elles s'écrivent comme suit :

$$A = \frac{\omega_o r_o^2 - \omega_i r_i^2}{r_o^2 - r_i^2} \qquad \text{et} \qquad B = \frac{r_o^2 r_i^2 (\omega_i - \omega_o)}{r_o^2 - r_i^2}$$

avec ω_i, r_i et ω_o, r_o sont la vitesse et le rayon des deux cylindres intérieur et extérieur respectivement.

1.1.2 Paramètres de contrôle

Les paramètres de contrôle sont des nombres adimensionnels caractérisant la dynamique de l'écoulement. Dans le système de Couette–Taylor, une fois le nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$

(avec ν est la viscosité cinématique, et κ est la diffusivité thermique) fixé avec les propriétés du fluide, on peut distinguer les paramètres géométriques et les paramètres de contrôle physiques. Les paramètres de contrôle géométriques sont : le rapport des rayons $\eta = r_i/r_o$, le rapport d'aspect $\Gamma = L/d$ où L est la longueur de l'espace annulaire, et $d = r_o - r_i$ la largeur de l'entrefer. Les paramètres de contrôle physiques généralement utilisés pour les expériences sont les nombres de Reynolds attachés aux cylindres intérieur et extérieur Re_i et Re_o. Alternativement d'autres couples de paramètres de contrôle physiques sont utilisés : (μ, Ta), (Re_s, Ro) ou (Re_s, R_{rot}) où $\mu = \omega_o/\omega_i$, est le rapport des vitesses angulaires, Ta est le nombre de Taylor, Re_s le nombre de Reynolds de cisaillement, R_{rot} le nombre de rotation et Ro le nombre de Rossby. Ces nombres sont explicités ci-dessous.

1) Nombre de Reynolds :

C'est un nombre qui caractérise le rapport entre les forces visqueuses (force stabilisantes) et les forces d'inertie (forces déstabilisantes) :

$$Re_{i,o} = \frac{r_{i,o}\omega_{i,o}(r_o - r_i)}{\upsilon} \tag{1.10}$$

2) Nombre de Reynolds lié au cisaillement :

Comme l'écoulement de Couette-Taylor est cisaillé nous utilisons aussi un nombre de Reynolds lié au cisaillement. Ce nombre compare les effets visqueux avec le cisaillement. Il a été proposé par Dubrulle et *al.* [6], et défini comme suit :

$$Re_s = \frac{2|\eta Re_o - Re_i|}{1 + \eta} \tag{1.11}$$

3) Nombre de rotation :

Ce nombre compare le cisaillement et la rotation. Il a été proposé par Dubrulle *et al.* [6] et est défini comme suit :

$$R_{rot} = \frac{(1 - \eta)(Re_o + Re_i)}{\eta Re_o - Re_i} \tag{1.12}$$

4) Nombre de Rossby

C'est un nombre qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces dues à la rotation de l'écoulement se trouvant dans un système rotatif. Ce nombre mesure la rotation dans tout l'ensemble du système :

$$Ro = \frac{|\omega_i - \omega_o| r_i}{2\omega_o(r_o - r_i)} \tag{1.13}$$

Nous notons que si ce nombre est négatif les deux cylindres sont en contra-rotation, en revanche quand il est positif les deux cylindres sont en co-rotation. Ce nombre s'annule quand les cylindres ont des vitesses angulaires égales et opposées.

5) Nombre de Taylor :

C'est un nombre qui représente le rapport entre les forces centrifuges et les forces visqueuses. Ce nombre représente aussi le forçage dans le système :

$$Ta = \frac{1}{4}\frac{\sigma(r_o - r_i)^2(r_o + r_i)^2(\omega_i - \omega_o)^2}{\nu^2} \qquad (1.14)$$

avec $\sigma = (1+\eta)^4/(4\eta)^2$.

1.1.3 Critère de Rayleigh :

L'instabilité centrifuge est à l'origine de l'instabilité de l'écoulement de Couette-Taylor. Le critère de Rayleigh est basé sur le déséquilibre entre la force centrifuge $f_c = \rho u_\theta^2/r$ et le gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial r}$ dans un écoulement de fluide inviscide. Ce critère explique donc le mécanisme d'apparition de la stabilité linéaire, en donnant le seuil de la transition d'un régime stable vers un régime instable. Pour vérifier si l'écoulement est stable ou non, on considère une particule fluide placée à une distance r entre les deux cylindres dans un écoulement de base afin de regarder si son déplacement dans la direction radiale $r + dr$ est amplifié ou atténué (cas instable ou stable respectivement).

Dans l'état stationnaire, pour l'écoulement de base circulaire où le moment cinétique ru_θ de la particule est conservé, le gradient de pression et la force centrifuge s'équilibrent.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho\frac{u_\theta^2}{r} \qquad (1.15)$$

Si le moment cinétique ru_θ en $r + dr$ est supérieur à celui en r, le gradient de pression en $r + dr$ aura tendance à repousser la particule fluide vers sa position initiale en r (vers le cylindre intérieur), ce qui traduit que l'écoulement est stable.

En revanche, si le moment cinétique en $r + dr$ est inférieur à celui en r, la particule fluide subit une force centrifuge supérieure au gradient de pression $\left(\frac{\partial p}{\partial r} < \rho\frac{u_\theta^2}{r}\right)$ et continue son chemin en r (vers le cylindre extérieur). Ceci traduit un écoulement instable.

Nous avons donc deux cas pour vérifier la stabilité de l'écoulement :

i. L'écoulement est stable pour tout r si : $\frac{d}{dr}|ru_\theta| > 0$.

ii. L'écoulement est instable pour tout r si : $\frac{d}{dr}|ru_\theta| < 0$.

Le caractère stabilisant et déstabilisant est aussi déterminé par le signe du discriminant de Rayleigh, $\phi_0(r) = \frac{1}{r^3}\frac{d}{dr}\left(ru_\theta(r)\right)^2$. Si $\phi_0(r) > 0$, la force est stabilisatrice, dans le cas inverse l'écoulement est instable.

1.1.4 Description des grandeurs turbulentes

Dans les écoulements turbulents nous nous intéressons aux perturbations de l'écoulement. Ces perturbations sont représentées par les fluctuations des différentes grandeurs physiques comme la vitesse, la pression et la température. Dans cette étude nous réalisons des mesures de vitesse et nous déterminons donc leurs fluctuations associées.

1) Fluctuations de vitesse :

Pour un écoulement stationnaire, les fluctuations de vitesses sont calculées à l'aide de la décomposition de Reynolds :

$$u_i'(r,\theta,z,t) = u_i(r,\theta,z,t) - < u(r,\theta,z,t) >_t \quad \text{avec} \quad i = r,\theta,z. \tag{1.16}$$

2) L'écart type :

L'écart type (ou rms (root mean square)) représente les fluctuations au deuxième ordre. Il est défini comme la racine carré des fluctuations comme suit :

$$\sigma = u^{rms}\,(r,\theta,z,t) = \sqrt{\frac{1}{T}\sum_{i=1}^{T} u'^2(r,\theta,z,t)\,\Delta t} \tag{1.17}$$

3) L'asymétrie :

Le coefficient d'asymétrie est le moment d'ordre trois des fluctuations. Il mesure l'asymétrie de la distribution des fluctuations et il est calculé comme suit :

$$s = \frac{E(u - < u >)^3}{\sigma^3} \tag{1.18}$$

4) L'aplatissement :

Le coefficient d'aplatissement est le moment d'ordre quatre des fluctuations. Il mesure l'aplatissement de la distribution des fluctuations et il est calculé comme suit :

$$k = \frac{E(u - < u >)^4}{\sigma^4} - 3 \tag{1.19}$$

5) Tenseur de Reynolds et énergie cinétique :

Le tenseur de Reynolds est la composante du tenseur des contraintes total dans un fluide qui traduit l'action des fluctuations de vitesse sur l'écoulement moyen. Il est défini comme suit :

$$\bar{\bar{\tau}}_{\mathrm{Re}} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2_r} & \overline{u'_r u'_\theta} & \overline{u'_r u'_z} \\ \overline{u'_\theta u'_r} & \overline{u'^2_\theta} & \overline{u'_\theta u'_z} \\ \overline{u'_z u'_r} & \overline{u'_z u'_\theta} & \overline{u'^2_z} \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

L'énergie cinétique dans l'écoulement est déterminée en calculant la moitié de la somme des éléments diagonaux du tenseur de Reynolds comme suit :

$$\mathrm{E'_k} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Trace}(\bar{\bar{\tau}}_{\mathrm{Re}}) \tag{1.21}$$

1.1.4 Vorticité

Afin de vérifier la présence de structures dans l'écoulement, nous calculons la vorticité à l'aide des champs des trois composantes de la vitesse. La vorticité totale avec les trois directions en cordonnées cylindriques se calcule comme suit :

$$\vec{\omega} = \underbrace{\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u_z}{\partial \theta} - \frac{\partial u_\theta}{\partial z}\right)\vec{e}_r}_{\omega_r} + \underbrace{\left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}\right)\vec{e}_\theta}_{\omega_\theta} + \underbrace{\frac{1}{r}\left(\frac{\partial r u_\theta}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial \theta}\right)\vec{e}_z}_{\omega_z} \tag{1.22}$$

1.1.5 Travaux antérieurs

Après les travaux de Taylor [5] plusieurs chercheurs ont enchaîné des expériences dans le système da Couette-Taylor afin de caractériser les différents régimes observables en fonction des vitesses de rotation des cylindres. Coles [7] a étudié la transition vers la turbulence en passant par le régime de la spirale turbulente, une hélice de turbulence dans un écoulement par ailleurs laminaire. Il a réalisé des séries de visualisations dans ce régime. Van Atta [8] a ensuite réalisé des mesures de vitesse par la technique du fil chaud quand les deux cylindres sont en contra-rotation et plus particulièrement dans les régimes de coexistence laminaire-turbulent. Ce régime a aussi retenu l'attention de Snyder [9,10] qui a réalisé une étude expérimentale et a aussi vérifié les travaux théoriques de Krueger *et al*. [11] sur l'apparition de modes axi- ou non-axisymétriques lors de la déstabilisation de l'écoulement de base.

Au début des années quatre-vingts, Andereck *et al.* [12] ont répertorié les différents régimes observés dans le système de Couette-Taylor dans le cas où les deux cylindres sont en co-rotation. Ils ont étudié des régimes non traités dans les travaux antérieurs et ont ainsi présenté cinq nouveaux régimes à l'aide d'une technique de visualisation de l'écoulement. Ils ont complété ensuite leur travail en ajoutant le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation

[13]. Tous ces travaux ont donné naissance à un nouveau diagramme de bifurcation qui reste à nos jours l'une des références pour l'écoulement de Couette-Taylor. Ce diagramme est représenté sur la figure 1.2 en fonction des deux paramètres de contrôles Re_i et Re_o, les nombres de Reynolds liés à la vitesse de rotation des cylindres intérieur et extérieur respectivement. Sur ce diagramme le nombre de Reynolds Re_i est toujours positif. En revanche le nombre de Reynolds extérieur Re_o peut avoir des valeurs positives et négatives. Quand ce dernier est positif, les deux cylindres sont en co-rotation. Par contre, quand il est négatif, les deux cylindres sont en contra-rotation. La variation de ces deux paramètres confère à l'écoulement une grande variété d'états comme nous le voyons clairement sur la figure1.2.

Dans leurs travaux, Andereck *et al*. [12,13] ont mis en place un protocole pour atteindre les différents états qui leur a permis d'obtenir des seuils de transition, entre les différents régimes, bien contrôlés. Au début ils augmentent tout doucement la vitesse de rotation du cylindre extérieur jusqu'à atteindre la vitesse de consigne. Nous notons que dans ce cas l'écoulement reste toujours laminaire. Ensuite ils augmentent de la même manière la vitesse de rotation du cylindre intérieur jusqu'à atteindre la valeur désirée. Ce même protocole a été suivi par Coles [7], Van Atta [8] et Snyder [9,10].

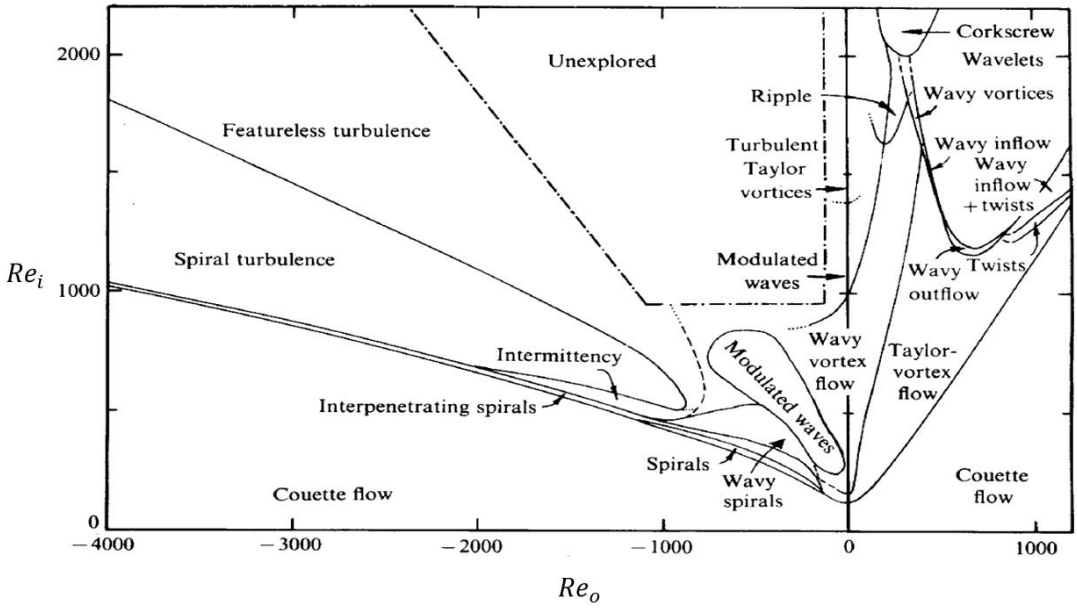

Figure 1.2 : Diagramme d'état établi par Andereck *et al*. (1986) [13] représentant les différents régimes observé dans l'écoulement de Couette-Taylor pour $\eta = 0{,}8$.

Dans le cadre de ce travail de thèse nous nous intéressons au cas où les deux cylindres sont en contra-rotation avec des nombres de Reynolds plus élevés. Comme nous voyons sur le diagramme d'Andereck *el al*. [13], pour un nombre de Reynolds Re_o fixe et un nombre de Reynolds Re_i petit, l'écoulement de base est laminaire, appelé écoulement de Couette circulaire. En augmentant ce nombre de Reynolds Re_i l'écoulement passe par un régime de rouleaux non axisymétriques formant une hélice (spirale) laminaire qui se propage autour du cylindre intérieur. Avec une petite augmentation du nombre de Reynolds Re_i, des spots se

forment dans l'écoulement et déstabilisent les rouleaux non axisymétriques donnant naissance à un régime de coexistence laminaire-turbulent intermittent. Ce régime a été étudié en détail par Goharzadeh et Mutabazi [14]. Nous notons que ce régime n'est visible que pour des petits nombres de Reynolds Re_o. Cette coexistence peut aussi être présente sous la forme d'une hélice (spirale) turbulente qui se propage autour du cylindre intérieur pour des nombres de Reynolds Re_o plus grands. Ce régime est caractérisé par une dynamique spatio-temporelle bien organisée en temps et en espace. Prigent *et al.* [15,16] ont aussi retrouvé et étudié ce régime de la spirale turbulente en diminuant le nombre de Reynolds intérieur plutôt qu'en l'augmentant, c'est-à-dire en partant du régime pleinement turbulent vers l'écoulement de Couette circulaire plutôt que l'inverse. Le régime de la spirale turbulente a été étudié numériquement par Dong and Zheng [17], et Meseguer *el al.* [18]. Ce régime de la spirale turbulente est très sensible aux conditions aux limite [19], ainsi qu'aux rapports d'aspect du système [20]. Sur le diagramme d'Andereck *et al.* [13], nous pouvons clairement voir que pour les nombres de Reynolds Re_i les plus grands, l'écoulement est pleinement turbulent et identifié comme « featurless turbulence » sur le diagramme de la figure 1.2. L'analyse de ce régime d'écoulement turbulent montre l'absence de structures cohérentes dans l'écoulement [7,13,15,16]. Sur la figure 1.3 nous représentons les différents régimes cités ci-dessus et caractérisant la transition vers la turbulence observée par Andereck *et al.* [13] quand les deux cylindres sont en contra-rotation.

Au-delà des valeurs du nombre de Reynolds Re_i du diagramme d'Andereck *et al.* [13], dans le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation, ils ont mentionné une réémergence de structures turbulentes qui ressemblent aux rouleaux de Taylor (TTV) observés pour $Re_o = 0$. En revanche, dans le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation l'émergence de structures à partir de l'écoulement pleinement turbulent n'a pas été étudiée par Andereck *et al.* [13].

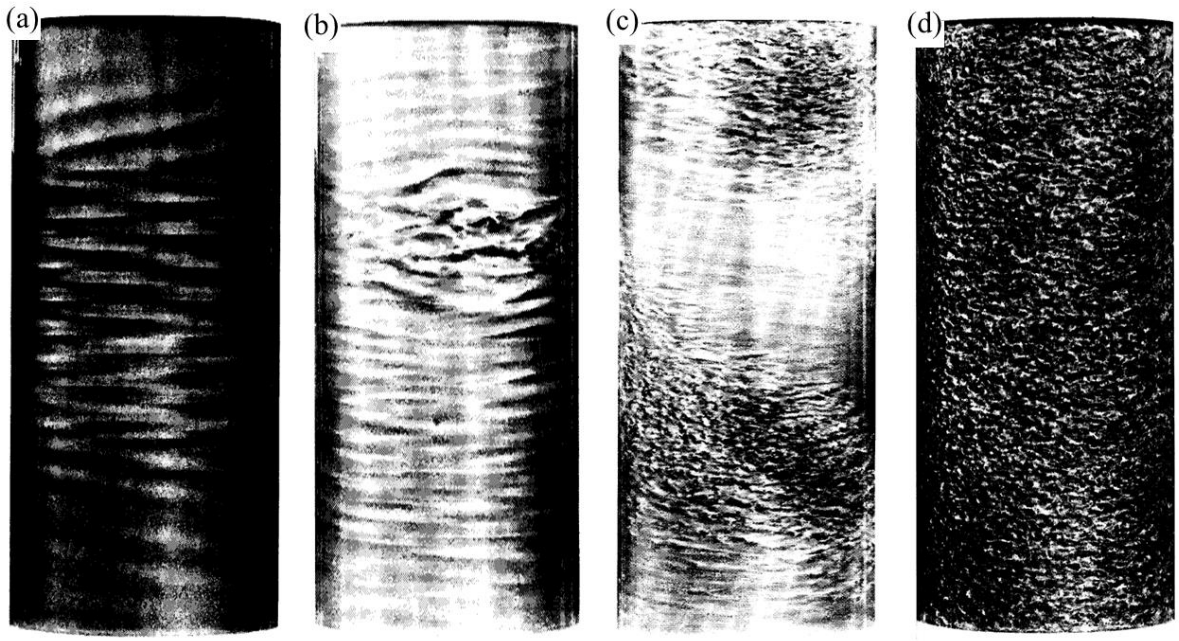

Figure 1.3 : Photographies illustrant la transition vers la turbulence dans le système de Couette-Taylor en contra-rotation observé par Andereck *et al.* [13] : (a) Spirale interpénétrante (ou

spirale laminaire), (b) spots turbulents (ou régime intermittent), (c) spirale turbulente et (d) régime pleinement turbulent.

Ces dernières années les chercheurs se sont d'avantages intéressés aux régimes turbulents qui restent à nos jours parmi les problèmes majeurs non résolus de physique. De nombreux travaux ont été réalisés sur ce sujet depuis l'étude de Reynolds en 1883 dans une conduite cylindrique. Le système de Couette-Taylor est aussi un très bon candidat pour contrôler et étudier la turbulence. L'évolution de la technologie ces dernières années a permis de faire progresser l'étude de ces régimes turbulents à la fois d'un point de vue expérimental et numérique.

Comme nous l'avons vu sur le diagramme établi par Andereck *et al*. [13] le système de Couette-Taylor peut atteindre un régime pleinement turbulent quand les deux cylindres sont en contra-rotation. Plusieurs travaux se sont focalisés sur cet écoulement turbulent dans lequel les structures cohérentes ne sont pas présentes. Rudman *et al*. [21] ont étudié numériquement cet écoulement pleinement turbulent. Dans leur simulation ils ont trouvé une asymétrie de l'écoulement moyen et du tenseur de Reynolds dans la direction radiale, par rapport à sa médiane. Ravelet *et al*. [22] ont étudié la transition entre deux régimes d'écoulements turbulents avec et sans structures cohérentes, des rouleaux axisymétriques. Ils ont réalisé des mesures de couple et de vitesse par PIV en variant le nombre de rotation, R_{rot}. Ils ont trouvé que la transition entre ces deux régimes est supercritique avec un seuil d'apparition des rouleaux égal à $R_{rot} = 0$. Dong [23] a étudié numériquement les régimes turbulents dans le système de Couette-Taylor. Les résultats de ses simulations montrent la formation de petits rouleaux appelés rouleaux de Görtler près des parois intérieure et extérieure. Görtler proviennent des frontières d'écoulement sortant entre les rouleaux turbulents [24]. Paoletti *et al.* [25] ont réalisé des mesures de couple et de contrainte de cisaillement à la paroi pour une large gamme de valeurs des nombres de Reynolds intérieur et extérieur correspondant à des écoulements turbulents. Ils ont mis en évidence l'existence de plusieurs régimes d'écoulements turbulents. Van Gils *et al.* [26] ont étudié le régime turbulent pour des nombres de Reynolds encore plus grands (10^6) en se basant sur des mesures de couple. Brauckmann et Eckhardt [27] ont expliqué que le couple augmente avec l'augmentation de la contra-rotation comme les rouleaux deviennent de plus en plus forts. Pour une contra-rotation encore plus forte ces rouleaux ne supportent plus la turbulence dans le gap, ce qui implique une diminution du couple qui conduit à une intermittence dans le gap. Ce résultat a été revérifié par van Gils *et al.* [28] à l'aide de mesures de vitesse par LDV.

Une partie des travaux récents sur la turbulence se sont orientés vers l'étude du flux de vitesse angulaire à travers le gap en se basant sur une analogie entre le système de Couette-Taylor et le système de Rayleigh-Bénard où le transport de chaleur se fait de la plaque chaude en bas vers la plaque froide en haut du système. Cette analogie a été proposée par Dubrulle et Hersant [29] puis par Eckhardt, Grossmann et Lohse (EGL2007) [30]. Dans la majorité de ces travaux expérimentaux et numériques le rapport des vitesses angulaires μ, a été utilisé comme paramètre de contrôle. La variation de ce paramètre de contrôle incite à considérer trois configurations. Quand $\mu < 0$ les deux cylindres sont en contra-rotation. En revanche, quand $\mu > 0$ les deux cylindres sont en co-rotation. Et, finalement, quand ce paramètre est nul, seul le

cylindre intérieur est en rotation. Nous notons que dans différents travaux récents le rapport des vitesses angulaires est remplacé par a avec $a = -\mu$ [26,27,28,31,32,33,34].

Les travaux numériques les plus récents considèrent des nombres de Reynolds qui ne dépassent pas $Re(10^5)$ en raison de la longueur du temps de calcul nécessaire pour les simulations dans les écoulements turbulents [23,33,34]. En revanche, des dispositifs expérimentaux permettant d'atteindre de très hauts nombres de Reynolds $Re(10^6)$ ont récemment été construits au sein des laboratoires. Ainsi le dispositif expérimental (T^3C) a été monté à l'Université de Twente et permet d'obtenir des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^6 [26,31,32,35,36]. Ce dispositif est caractérisé par un rapport des rayons $\eta = 0{,}716$ et un rapport d'aspect $\Gamma_z = ??$. Notre dispositif expérimental est caractérisé par $\eta = 0{,}8$ et $\Gamma_z = 45$. Tous ces travaux expérimentaux et numériques, indiquent que des structures cohérentes peuvent être présentes ou non dans les écoulements turbulents selon la valeur des paramètres de contrôle. Comme mentionné auparavant, nous allons nous intéresser, dans la suite, au cas où les deux cylindres sont en contra-rotation. Dans cette configuration ($\mu < 0$), des structures cohérentes ont été observées pour les nombres de Reynolds les plus grands [CITE].

Nous allons étudier la transition du régime pleinement turbulent vers le régime des rouleaux turbulents quand les deux cylindres sont en contra-rotation. La figure 1.4 illustre un diagramme des états établit par Ostilla et *al.* [33] et récapitulant plusieurs travaux expérimentaux et numériques réalisés dans le système de Couette-Taylor avec des caractéristiques géométriques éventuellement différentes. Il a été montré que le rapport des rayons ainsi que les deux rapports d'aspect axial et azimutal affectent la nature de l'écoulement. Ostilla *et al*. [34] ont étudié numériquement l'effet du rapport de rayon sur l'écoulement. Ils indiquent que pour des rapports de rayon plus petits la transition vers le régime ultime est plus lente. Sur le diagramme, la zone étudiée par Andereck *et al*. [13] est représentée en gris foncé. Nous voyons ainsi des points de mesure pour des nombres de Reynolds à l'ordre de ~10^6 [25, 31]. Les points en rouge indiquent la zone simulée numériquement par Dong [23], où il a étudié le régime turbulent avec et sans structures cohérentes. Les étoiles en violet correspondent aux point de mesure de l'étude expérimentale réalisée par Ravelet *et al*. [22]. Nous notons que dans ces deux travaux les nombres de Reynolds intérieurs et extérieurs sont égaux en valeur absolue quand les deux cylindres sont en contra-rotation. La dynamique spatio-temporelle des structures cohérentes observées dans ces études n'a pas été clarifiée. Notre étude a donc pour objectif d'étudier d'une part la transition du régime turbulent sans structures cohérentes vers le régime turbulent en présence de structures cohérentes, et d'autre part, de caractériser leur dynamique spatio-temporelle. Sur la figure 1.4 nous avons indiqué nos zones de mesures par les trois flèches en rouge, en bleu ciel et en vert foncé. Dans tous les travaux cités sur ce diagramme d'états les deux nombres de Reynolds Re_i et Re_o sont variés, en revanche dans notre étude seul le nombre de Reynolds Re_i varie pour un nombre de Reynolds Re_o fixe.

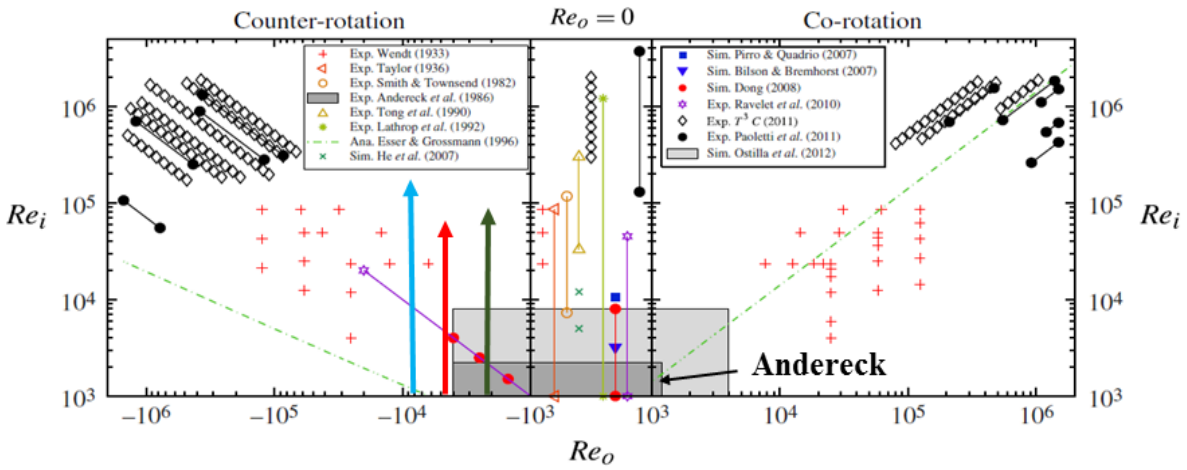

Figure 1.4 : Diagramme d'état établi par Ostilla et al. [33] représentant des différents points de mesures et des simulations numériques dans l'écoulement de Couette-Taylor.

Etant donnée la relation du couple avec la turbulence, beaucoup de travaux expérimentaux sur l'écoulement de Couette-Taylor turbulent sont réalisés à l'aide de mesures de couple. Pour obtenir plus d'informations quantitatives sur les caractéristiques de l'écoulement, des méthodes optiques non intrusives sont généralement utilisées bien qu'elles requièrent un appareillage et des techniques de mesures spécifiques.

Dans le système de Couette-Taylor la mise en œuvre de ces techniques optiques est rendue difficile par sa géométrie cylindrique et plus particulièrement encore quand le cylindre extérieur est en rotation. Parmi les techniques les plus fréquemment utilisées en mécanique des fluides pour obtenir des mesures quantitatives des caractéristiques de l'écoulement, on trouve la PIV (Particle Image Velocimetry). Cette technique permet de mesurer des champs de vitesse instantanés. Dans le système de Couette-Taylor, finalement peu de travaux expérimentaux ont été réalisés à l'aide de cette technique. Des mesures de vitesse par PIV ont été réalisées pour la première fois dans le système de Couette-Taylor par Wereley et Lueptow [36]. Ils ont ainsi obtenu les composantes radiale et axiale de la vitesse dans le plan $(r - z)$. Dans les années qui ont suivi, d'autres expérimentateurs ont appliqué cette technique dans leurs travaux [37, 38,39,40,41,42,43] afin d'obtenir deux composantes de la vitesse. Ravelet *et al*. [22] ont réalisé pour la première fois des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique dans le système de Couette-Taylor. Cela leur a permis d'obtenir les trois composantes de la vitesse dans le plan $(r - z)$. L'inconvénient de ces deux techniques, PIV 2D et PIV stéréoscopique, est que les mesures se font dans un plan. Afin de mesurer les trois composantes de la vitesse dans un volume, il faut utiliser la PIV tomographique. Tokgoz *et al*. [44,45] ont été les premiers à expérimenter cette technique dans le système de Couette-Taylor. Il existe également d'autres techniques de mesure de la vitesse comme la LDV que nous avons aussi utilisée dans ce travail de thèse. Cette technique est connue pour sa grande résolution temporelle et spatiale qui la rend particulièrement adaptée pour l'étude des régimes turbulents. Néanmoins, il s'agit de mesures ponctuelles. Huisman *et al*. [46] ont réalisé des séries de mesures de vitesse par LDV dans le

système de Couette-Taylor turbulent pour lesquelles ils ont aussi étudié l'effet de la rotation du cylindre extérieur.

1. 2 Objectif de la thèse

Notre objectif dans ce travail de thèse est d'étudier les régimes turbulents dans l'écoulement de Couette-Taylor en contra-rotation. Plus particulièrement notre étude est focalisée sur la transition du régime pleinement turbulent vers le régime de rouleaux de Taylor turbulents. Le régime pleinement turbulent est identifié comme « featureless turbulence » sur le diagramme d'Andereck *et al*. [13] représenté sur la figure 1.3. d. Il est caractérisé par une dynamique spatio-temporelle désordonnée sans structures cohérentes [5,7,12,13,14,15, 16,20,21,22,38,46,47]. Ce régime turbulent se manifeste pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 2.10^3. En revanche pour des nombres de Reynolds très grands, de l'ordre de 10^6, des structures cohérentes similaires aux rouleaux de Taylor sont présents dans l'écoulement [26,28,31,35,36,37,48,49]. Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons donc à étudier comment et quand ces rouleaux apparaissent dans l'écoulement. Dans un premier temps l'étude est réalisée à l'aide de visualisations par Kalliroscope. Cela nous permet d'identifier les différents régimes d'écoulement et leurs seuils d'apparition depuis l'écoulement laminaire jusqu'au régime de rouleaux turbulents via l'écoulement pleinement turbulent. Dans le but d'obtenir des informations quantitatives sur ces différents régimes d'écoulement, nous avons réalisé dans la suite des séries de mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Cela nous a permis de calculer les champs de vitesse ainsi que les statistiques associées. Des mesures de vitesse par LDV ont permis de vérifier nos profils moyens de la vitesse azimutale dans les écoulements turbulents.

A travers cette thèse, nous avons essayé de répondre à un certain nombre de questions au sujet des régimes d'écoulement turbulent, avec et sans structures cohérentes. Dans le régime pleinement turbulent, la turbulence est-elle homogène et isotrope ? La trace des grandes structures est-elle présente dans ce régime ? Comment et quand la transition vers les rouleaux turbulents se manifeste dans l'écoulement ? Quelle est la nature de ces rouleaux turbulents ? Présentent-ils une dynamique spatio-temporelle organisée ou désordonnée ? Le comportement de ces structures varie-t'il en fonction des nombres de Reynolds ?

Nous avons essayé de répondre à ces questions en se basant sur une analyse statistique des différentes grandeurs physiques : champs moyens et instantanés de la vitesse ainsi que les fluctuations associées, tenseur de Reynolds, énergie cinétique, temps et longueurs de corrélation, fréquences spatiales et temporelles, fonctions de densité de probabilité,…

1.3 Organisation du manuscrit

L'organisation de ce manuscrit est la suivante. Dans le chapitre 2 nous présentons le dispositif expérimental de Couette-Taylor que nous avons utilisé dans nos expériences en

détaillant ses caractéristiques géométriques. Ensuite nous introduisons, dans l'ordre, les trois techniques de mesures : PIV stéréoscopique, visualisation par Kalliroscope et LDV. Pour chaque technique nous détaillerons le principe ainsi que la procédure suivie.

Dans le chapitre 3 nous avons validé nos mesures de vitesse en comparant les données expérimentales obtenues avec des solutions analytiques bien déterminées dans la littérature pour l'écoulement de base laminaire. Pour les visualisations nous avons comparé les régimes observés avec ceux identifiés dans la littérature quand les deux cylindres sont en contra-rotation.

Le chapitre 4 est réservé à la contribution de ce travail de thèse sur la transition vers les rouleaux turbulents dans le système de Couette-Taylor en contra-rotation.

Ensuite, dans le chapitre 5 nous illustrons des différentes statistiques réalisées avec des discussions.

Enfin dans le chapitre 6 nous concluons le travail de cette thèse avec des perspectives et quelques suggestions.

Chapitre 2 : Dispositif expérimental et techniques de mesures

Dans ce chapitre, nous décrivons notre dispositif expérimental de Couette-Taylor ainsi que les trois techniques de mesure utilisées : la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) stéréoscopique afin de déterminer les champs des trois composantes de vitesse dans un plan, la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) pour les mesures ponctuelles de vitesse avec une résolution temporelle plus importante et la visualisation directe de l'écoulement par Kalliroscope dans un plan $r - z$. Dans la suite, nous présentons le protocole expérimental suivi ainsi que les outils numériques utilisés pour le traitement des données.

2. 1 Le dispositif de Couette-Taylor

Le dispositif expérimental de Couette-Taylor utilisé dans ce travail de thèse a été conçu, usiné et construit au sein du LOMC par Hubert Vasse et Claude Houssin. La figure 2.1 représente une photographie de ce dispositif. Ce dernier a fait l'objet des travaux de thèse au sein du laboratoire : N. Latrache (2005), N. Abcha (2008), F. Kelai (2011) et Y. Bai (2015), mais avec quelques petites modifications que nous présenterons dans la suite. Leurs travaux portaient essentiellement sur l'étude des instabilités viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor [50, 51, 52, 53].

Ce système est constitué de deux cylindres coaxiaux placés verticalement (figure 2.2), pouvant tourner indépendamment l'un par rapport à l'autre. Le cylindre intérieur est en aluminium anodisé en noir afin d'éviter les reflets de la lumière. Son rayon extérieur $r_i = 40$ mm. Le cylindre extérieur est en verre transparent pour favoriser les observations optiques. Son rayon intérieur $r_o = 50 \pm 0{,}1$ mm. Ainsi le système est caractérisé par un rapport des rayons $\eta = \frac{r_i}{r_o} = 0{,}8$ et un entrefer de $d = r_o - r_i = 10 \pm 0.5$ mm. La hauteur de l'entrefer occupée par l'écoulement est $L_z = 410 \pm 0.1$mm ce qui donne un rapport d'aspect égale à $\Gamma_z = 41$. Ce rapport permet de minimiser les effets de bords. Notre dispositif est caractérisé par un rapport d'aspect azimutal égale à $L_\theta = \frac{2\pi\bar{R}}{d} = (1+\eta)\pi/1-\eta \approx 28$. Ces rapports d'aspect sont suffisants pour la formation de la spirale turbulente dans l'écoulement. Nous notons que les deux extrémités en haut et en bas tournent avec le cylindre extérieur. Tous ces paramètres géométriques sont récapitulés dans le tableau 1. Deux moteurs entraînent, à l'aide de courroies, les cylindres ce qui assure une rotation indépendante d'un cylindre par rapport à l'autre. Ces moteurs sont caractérisés par un couple de 4 Nm avec une vitesse nominale de 4000 tours par minute. Les vitesses sont contrôlées par un ordinateur via le logiciel Labview à l'aide d'un code réalisé par Hugues Besnard. Le système est émergé à l'intérieur d'une cuve rectangulaire en plexiglas (figures 2.1 et 2.2) et remplie d'eau afin de réduire les effets de réfraction à travers les différents dioptres jusqu'à l'entrefer. La température de l'eau circulant dans la cuve est contrôlée et permet d'assurer l'isolation thermique du cylindre en verre. Un deuxième bain est utilisé pour contrôler la température de l'eau circulant à l'intérieur de cylindre intérieur.

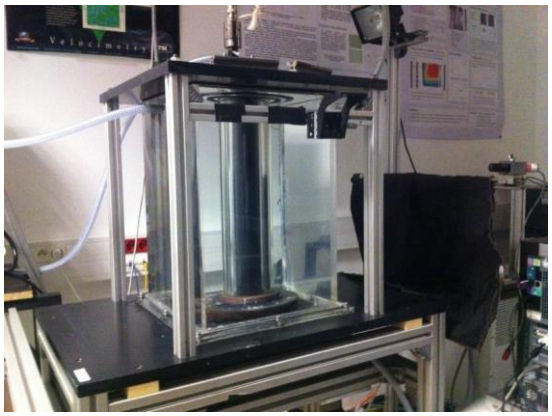

Figure 2.1 : Photographie du dispositif de Couette-Taylor.

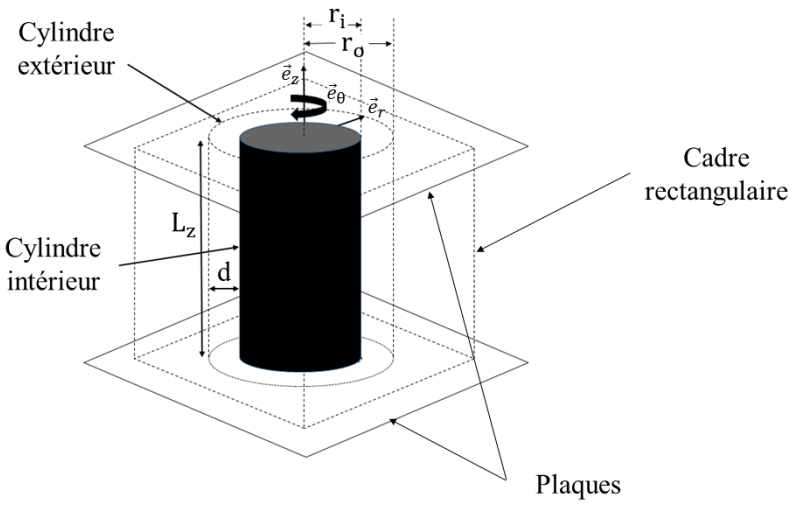

Figure 2.2 : Schéma du système de Couette-Taylor.

Symbole	Valeur	Unité	Désignation
r_i	40	mm	Rayon du cylindre intérieur
r_o	50	mm	Rayon du cylindre extérieur
L_z	410	mm	Hauteur du cylindre intérieur
$d = r_o - r_i$	10	mm	Largeur de l'entrefer
$\Gamma_z = L_z/d$	45	-	Rapport d'aspect axial
$\Gamma_\theta = \frac{\pi(r_o + r_i)}{d}$	28	-	Rapport d'aspect azimutal
$\eta = r_i/r_o$	0,8	-	Rapport des rayons

Tableau 2.1 : Paramètres géométriques du dispositif expérimental.

Nous décrivons dans la suite notre dispositif expérimental dans l'ordre du montage. Comme on peut le voir sur les figures 2.1 et 2.2, le système est placé entre deux plaques rigides et immobiles. La plaque en bas supporte le montage, et celle en haut assure le centrage. Ces deux plaques sont séparées par quatre barres en aluminium ayant la même hauteur que le cadre rectangulaire pour assurer une équidistance entre ces deux plaques. Ces montants permettent aussi de serrer la plaque en haut avec les quatre barres. Les deux plaques sont percées en leur centre en bas et en haut afin de raccorder les deux moteurs avec les cylindres et de placer un couvercle respectivement. Pour assurer la rotation indépendante des deux cylindres, le cylindre extérieur est maintenu par des paliers sur lesquels la rotation du cylindre intérieur est ajustée. Deux roulements à billes sont insérés au centre des deux plaques en bas et en haut pour faciliter la rotation des deux cylindres d'une part. Le cylindre extérieur est ajusté sur des joints toriques à l'extérieur des paliers dont il est solidaire. Afin de remplir et vider le système deux orifices sont liés au cylindre extérieur en haut et en bas, deux autres sont placés sur le plateau inférieur qui servent à remplir et à vider la cuve en plexiglas. Deux orifices sont également placés sur celle-ci pour la relier au bain thermostaté. Pour le remplissage de l'entrefer, un bouchon est mis en place sur le couvercle et sur le palier situé sous le cylindre en verre. Tout l'ensemble est placé sur une table construite en aluminium. Les pieds de la table sont ajustables, ce qui permet de régler l'horizontalité de la plaque du bas à l'aide d'un niveau à bulles.

Les expériences sont réalisées dans une salle climatisée où la température est bien contrôlée et fixée à $T_a = 20 \pm 0{,}05°C$ La température de l'eau sortant des deux bains thermostatés est aussi fixée à $T = 20 \pm 0{,}05°C$ comme nous travaillons dans des conditions isothermes. Toutes les mesures ont été effectuées dans le noir pour éviter les reflets de la lumière ambiante. Nous ne tenons compte que de l'éclairage de la nappe laser. Dans la suite nous décrivons en détail le protocole expérimental suivi.

2.2 Techniques de mesure

En mécanique des fluides, les chercheurs utilisent différentes techniques de mesures, permettant l'accès aux différentes grandeurs physiques : la vitesse, la température et la pression ainsi que d'autres grandeurs comme la concentration et la taille des particules. Généralement il existe deux familles de méthodes de mesures, les méthodes intrusives et les méthodes non intrusives. Pour la première famille, les dispositifs de mesure sont placés à l'intérieur de l'entrefer et peuvent donc perturber l'écoulement. Parmi celles-ci nous pouvons citer les thermocouples pour les mesures de température, les tubes de Pitot pour les mesures de pression et le fil chaud pour les mesures de vitesse. En revanche pour les méthodes non intrusives, les dispositifs employés ne perturbent pas l'écoulement, ou du moins les perturbations sont négligeables. La métrologie optique est généralement considérée comme non intrusive. A titre d'exemple, nous citons les mesures de température ou de concentration par LIF (Fluorescence Induite par Laser) les mesures de vitesse par la vélocimétrie par images de particules (PIV) [54, 55], ou encore par la vélocimétrie laser doppler (LDV) [56].

Dans ce travail, nous présentons deux techniques de mesure de vitesse ainsi qu'une troisième permettant de visualiser l'écoulement. Ces techniques sont présentées dans l'ordre d'utilisation. Nous avons commencé par des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique, ensuite nous avons utilisé une méthode de visualisation de l'écoulement, et nous avons terminé par des mesures de vitesses par LDV. Les avantages et les inconvénients sont détaillés pour chaque technique.

2. 2. 1 Mesures de vitesses par PIV stéréoscopique

La PIV-stéréoscopique est une technique de mesure qui permet de calculer les trois composantes de vitesse dans un plan. C'est une méthode de vélocimétrie par images de particules (PIV). Cette technique est dédiée à la mesure des champs de vecteurs de vitesse dans le plan que l'on souhaite étudier. Historiquement, le mot PIV apparu en 1984 [54, 55]. Le concept de cette technique est de déterminer le déplacement des particules (ou traceurs) ensemencées dans l'écoulement. De manière générale, le principe de mesure consiste à évaluer ce déplacement entre deux images successives (A et B) du même capteur enregistrées entre deux impulsions laser séparées par un intervalle de temps bien déterminé. Le déplacement est obtenu numériquement par un traitement mathématique par corrélation. L'image est découpée en plusieurs petites cellules de forme carrée appelées fenêtres d'interrogations (FI). La corrélation des deux images d'une même paire donne un pic intense qui représente le déplacement des particules dans la fenêtre d'interrogation.

La figure 2.3 montre un exemple de deux images A et B ensemencées avec des particules de petites tailles qui se déplacent dans l'écoulement. Le plan à étudier est éclairé par une nappe laser à double cavité permettant de générer deux pulses séparés par un écart de temps Δt très court. Une caméra CCD enregistre les deux images (A et B) pour chaque impulsion du laser. Comme nous l'avons décrit précédemment, les images sont découpées en plusieurs petites cellules. Ensuite la corrélation est calculée pour chaque fenêtre d'interrogation entre les deux images A et B. Elle donne un pic intense identifié en pixels, qui représente le déplacement moyen des particules dans la fenêtre d'interrogation. Dans nos expériences nous avons choisi des fenêtres d'interrogation avec une taille minimale égale à 8 pixels et maximale égales à 32 pixels, avec un pas de 4 pixels. Nous notons que la taille des FI doit être adaptée avec la taille des particules ensemencées ainsi qu'avec la vitesse de l'écoulement. Afin de calculer la bonne valeur en $(\mathrm{m/s})$ une calibration spatiale doit être faite pour convertir les pixels en mètres, tout en tenant compte de l'écart de temps Δt entre les deux pulses. Enfin ce calcul est appliqué pour toutes les fenêtres d'interrogation du plan afin d'obtenir un champ 2D (figure 2.3) de vecteurs vitesse.

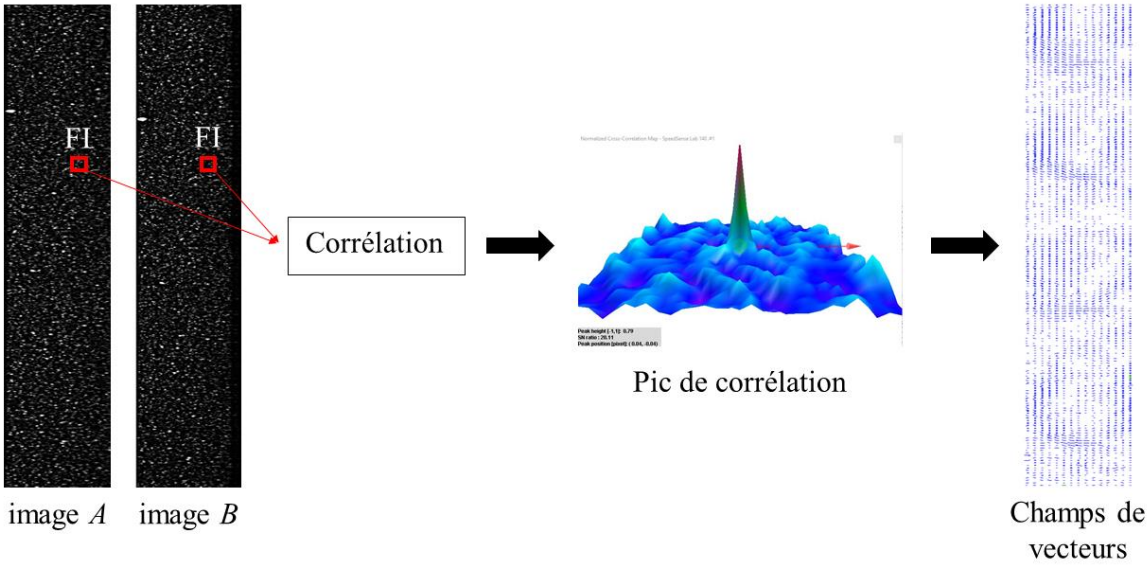

Figure 2.3 : Principe de la PIV (Vélocimétrie par Images de particules).

Dans ce travail, l'étude a été réalisée à l'aide de mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Comme nous l'avons évoqué précédemment, cette technique permet d'avoir les trois composantes de la vitesse dans un plan (2D3C). Pour ceci, nous avons utilisé deux caméras qui sont focalisées sur un même plan de mesure. En effet, la PIV stéréoscopique met en jeu un double traitement classique de PIV-2D des images enregistrées simultanément par les deux capteurs. Ces traitements produisent deux champs 2D de vitesses instantanées pour chaque caméra en suivant la procédure évoquée auparavant (figure 2.3). A l'aide d'une calibration qui doit être faite pour chaque caméra, les deux champs 2D2C sont combinés en un champ 2D3C. Dans la suite nous reviendrons sur la méthode de calibration utilisée avec plus de détails.

En effet, la mesure de vitesse par PIV stéréoscopique est basée sur le même principe que la vision des êtres humains. En se focalisant sur un objet, nos deux yeux l'observent mais avec deux angles différents ce qui implique que les images reconstruites par chaque œil ne sont pas tout à fait identiques dans la troisième dimension. Notre cerveau compare ces deux images et interprète la légère différence afin de reconstruire l'image de l'objet observé dans la troisième dimension. Dans la même analogie, par PIV stéréoscopique les images sont enregistrées simultanément à l'aide de deux caméras CCD. Les caméras jouent le rôle des yeux et sont focalisées avec deux angles différents vers le plan de mesure. Le logiciel utilisé pour les acquisitions et le post-traitement joue le rôle du cerveau et relie les deux déplacements observés (2D) pour recalculer le déplacement dans la troisième dimension (3D). Quand cet angle est petit, l'erreur sur la troisième composante, perpendiculaire au plan de mesure, devient plus grande [57]. Les déplacements apparents enregistrés par chaque caméra $(\Delta x_1, \Delta y_1)$ et $(\Delta x_2, \Delta y_2)$, sont ensuite combinés pour obtenir un déplacement correct, ΔX et ΔY, ainsi que le déplacement perpendiculaire au plan (x, y), ΔZ. Cet avantage est parmi les principales caractéristiques de cette technique [58, 59]. Généralement, pour assurer que les images soient bien focalisées sur la zone de mesure, le plan du capteur CCD doit être incliné selon le critère

de Scheimpflug, pour lequel le plan image, la lentille (ou objectif) et le plan objets ne sont pas alignés. En pratique, ceci est réalisable en montant les caméras sur un adaptateur appelé monture de Scheimpflug qui permet de choisir l'angle entre le capteur et l'objectif. Dans nos expériences, nous n'avons pas eu besoin de tenir compte de ce critère car la zone de mesure, dans la direction radiale, est suffisamment étroite ($d = 10$ mm) pour être située au centre du capteur sans en atteindre les bords. Ceci permet d'éviter les erreurs de mesure aux bords des capteurs.

D'un point de vue mathématique, les vrais déplacements (ΔX, ΔY, ΔZ) dans les trois dimensions sont obtenus à partir des déplacements mesurés (Δx, Δy). Ce problème numérique consiste à résoudre quatre équations avec trois inconnues en utilisant la méthode des moindres carrés donnée par Sollof *et al*. [59]. Les champs de déplacement sont évalués à l'aide d'un modèle décrivant comment les objets sont présentés sur les images enregistrées par chaque caméra. Ce modèle peut être linéaire ou non linéaire selon l'objectif de l'étude. Pour l'étude des phénomènes non linéaires qui est le cas dans notre étude, le modèle d'un polynôme au troisième ordre est recommandé [60]. Les déplacements dans les trois dimensions sont déterminés à partir de l'expression (éq.2.1) [61] :

$$\begin{aligned}\binom{x}{y} = {} & \vec{A}_{000} \\ & + \vec{A}_{100}.X + \vec{A}_{010}.Y + \vec{A}_{001}.Z \\ & + \vec{A}_{110}.XY + \vec{A}_{101}.XZ + \vec{A}_{011}.YZ \\ & + \vec{A}_{200}.X^2 + \vec{A}_{020}.Y^2 + \vec{A}_{002}.Z^2 \\ & + \vec{A}_{300}.X^3 + \vec{A}_{210}.X_2Y + \vec{A}_{120}.X^2Z \\ & + \vec{A}_{030}.Y^3 + \vec{A}_{120}.XY^2 + \vec{A}_{021}.Y^2Z \\ & + \vec{A}_{120}.XZ^2 + \vec{A}_{012}.YZ^2 + \vec{A}_{111}.XYZ\end{aligned}$$

Equation 2.1: Modèle du polynôme XYZ au troisième ordre.

Les 18 coefficients de la matrice A sont des vecteurs bidimensionnels produisant des polynômes pour les deux coordonnées *x* et *y* de l'image. Ces coefficients sont à déterminer à partir des images de calibration [61]. Nous reviendrons dans la suite expliciter la procédure suivie afin de définir cette matrice de calibration.

La figure 2.4 résume les étapes à suivre afin de reconstruire un champ 3D. Comme nous l'avons précisé auparavant, les deux champs 2D sont combinés en tenant compte de l'étalonnage des deux caméras réalisé à l'aide d'une grille de calibration. Sur le champ 3D, les vecteurs en bleu représentent les deux composantes sur le plan (*x*, *y*), et les autres couleurs représentent la troisième composante perpendiculaire à ce plan. Le résultat est toujours présenté sur un plan avec les trois composantes (2D3C).

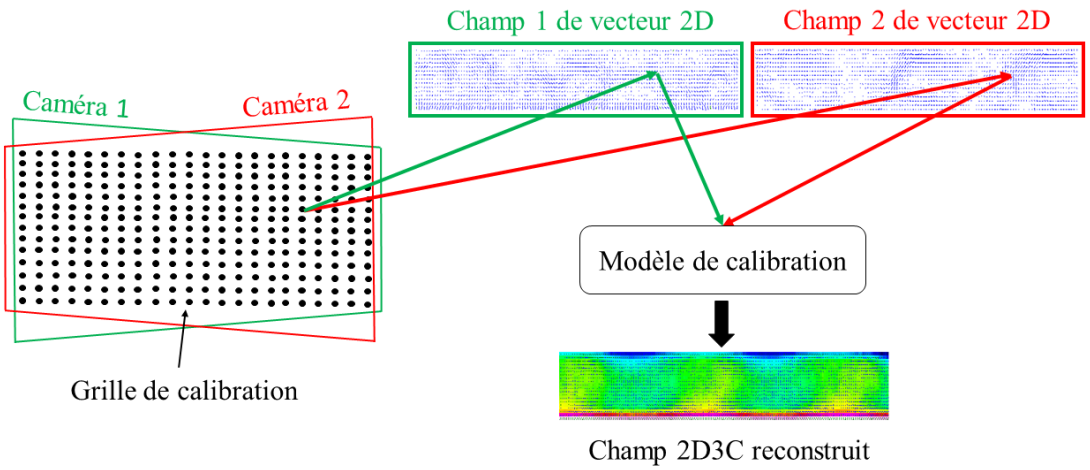

Figure 2.4 : Etapes pour la reconstruction du champ avec les trois composantes de vitesse (2D3C).

Jusqu'à présent, nous avons décrit le principe des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique afin de déterminer les trois composantes de la vitesse. Cette technique implique l'utilisation de deux caméras qui enregistrent simultanément les images et un laser pour l'illumination du plan de mesures. Dans la section suivante, nous caractériserons les dispositifs expérimentaux utilisés dans nos expériences avec plus de détails. Nous décrirons aussi la procédure suivie pour l'étalonnage des deux caméras à l'aide d'une grille de calibration. La nature et le choix du fluide utilisé seront également décrits dans la suite.

2.2.1.1 Ensemencement

Expérimentalement, pour suivre l'écoulement d'un fluide, ce dernier doit être ensemencé par des particules ayant un bon comportement de traçabilité. On choisit les particules de sorte que leur vitesse représente bien celle du fluide. Ces particules doivent être réparties dans le fluide de la façon la plus homogène possible afin d'avoir une meilleure qualité d'image. La densité de particules doit être similaire à celle du fluide pour éviter l'influence d'une flottabilité. La taille des particules doit être petite pour suivre les lignes du courant de l'écoulement mais assez grande pour disperser la lumière afin que celle-ci soit bien capturée par les caméras [62]. Dans nos expériences nous avons ensemencé de l'eau déminéralisée et dégazée par des particules fluorescentes qui contiennent de la rhodamine B (PMMA-RhB-FRAK-KM164), caractérisées par un diamètre compris entre 1 et 8 µm et une densité de 20 g/ml. Ces particules sédimentent si leur vitesse est inférieure à 13.7 µm [62]. Ceci ne nous posera aucun problème dans nos mesures car les vitesses dans l'écoulement à étudier sont largement supérieures à cette valeur. Dans nos expériences le nombre de Stockes (St) a été calculé pour la vitesse de rotation du cylindre intérieur la plus petite. Nous avons trouvé ($St \simeq 9{,}2\ 10^{-3} << 1$). Par conséquent l'erreur qui pourrait être causée par la flottabilité est négligeable. Notons aussi que la densité des particules doit être maintenue la plus faible possible afin d'atteindre une haute qualité de reconstruction de champs de vecteurs. Pour avoir une meilleure qualité de reconstruction il faut

diminuer la concentration de particules dans la solution afin d'éviter la formation de ce que l'on pourra appeler des particules fantômes. Cette concentration dépond de du volume du dispositif expérimental. La présence de ces particules fantômes peut être considérée comme un bruit qui provoquerait des erreurs au niveau de la reconstruction des champs de vecteurs de vitesse [63]. La formation de ces particules fantômes ainsi que leurs effets sur les mesures sont détaillés par Elsinga *et al*. [63 64]. La concentration de particules pour les mesures des vitesses par PIV ou PIV stéréoscopique peut être plus grande par rapport aux mesures de vitesse par PIV Tomographique [45, 63, 64], comme les mesures se font dans un volume. Dans nos expériences la concentration de particules est à l'ordre de 0.05 g/l.

Ces particules fluorescentes de rhodamine B absorbent la lumière verte du laser et émettent une lumière par fluorescence à des longueurs d'onde comprises entre 550 nm et 580 nm. En cours d'acquisitions, les caméras peuvent capter toutes sortes de reflets alors que nous ne sommes intéressés que par la lumière renvoyée par les particules. Pour éviter ces problèmes de réflexion, les acquisitions des images ont été faites en utilisant des filtres optiques passe-bas de 570 nm. Ces filtres permettent de ne garder que la lumière émise par fluorescence et de rejeter la lumière directe ou réfléchie des lasers (à 532 nm).

Comme nous l'avons évoqué, nous devons assurer l'homogénéité des particules dans l'écoulement. Pour ceci, après avoir préparé la solution, nous la mélangeons pendant une heure environ à l'aide du dispositif expérimental de Couette-Taylor avec des grandes vitesses de rotations des cylindres intérieur et extérieur. Ce mélange est assuré en début de chaque journée de manipulation. En cours d'acquisitions, nous avons constaté que des particules se collent sur la paroi du cylindre extérieur en verre pour des petites vitesses de rotation (petits nombres de Reynolds). Les particules qui se trouvent collées sur cette paroi créent une petite bande plus lumineuse à son voisinage, ce qui complique les mesures de vitesse dans cette zone. Afin d'éviter ce problème nous augmentons la vitesse de rotation du cylindre intérieur et nous la diminuons dans la suite afin de revenir au point de mesure. Après avoir choisi les vitesses de rotation, nous laissons tourner le système pendant une minute environ. Avant de commencer chaque acquisition nous attendons environ cinq minutes avant de lancer l'enregistrement des images.

2.2.1.2 Laser

Généralement, pour les applications PIV, les lasers sont les sources de lumière les plus adaptées. La différence entre les mesures de vitesses par PIV (2D) et par PIV stéréoscopique (3D) réside dans l'épaisseur du plan recommandée. En effet, pour la PIV stéréoscopique, l'illumination doit être faite dans un plan de quelques millimètres d'épaisseur, alors qu'en PIV 2D, le plan illuminé doit être le plus fin possible. Pour la PIV tomographique, l'illumination est faite dans tout le volume [45]. Afin d'augmenter l'épaisseur de la nappe laser pour la PIV stéréoscopique, nous pouvons ajuster l'ouverture de l'optique du laser. Dans notre cas, nous avons pris une épaisseur de quatre millimètres. Ce choix a été fixé par rapport au déplacement de la mire de calibration, qui est égal à quatre millimètres. La source de lumière utilisée dans

nos expériences est un laser de classe IV à double cavité et à lampe flash Nd :YAG (laser DualPower) avec une énergie de sortie de 135 mJ. Ce type de laser est conçu pour des applications PIV ainsi que pour des mesures de température par LIF.

Ce laser est caractérisé par une puissance nominale de 135 mJ/impulsion, un temps minimal entre deux impulsions qui pourra aller jusqu'à 4 ns, et une longueur d'onde de 532 nm. La fréquence nominale de ce laser est limitée à 15 Hz. La tête est munie d'un objectif à haute puissance revêtu d'un film anti reflet. Cet objectif est ajustable pour le réglage de l'épaisseur de la nappe du laser ainsi que l'angle d'orientation par rapport au plan axial. Avant de lancer les acquisitions, la verticalité du faisceau laser arrivant sur le plan de mesure doit être vérifiée systématiquement. Pour ceci nous utilisons un fil à plomb ou un niveau laser pour aligner la nappe avec la direction axiale tout en visant l'axe du cylindre. Afin d'avoir une bonne homogénéité de l'intensité lumineuse sur tout le plan de mesure, la source d'éclairage doit être éloignée du plan de mesure. L'idée est d'avoir la même distribution de l'intensité lumineuse dans la zone qui nous intéresse. Pour les mesures de vitesse par PIV, les capteurs doivent être relativement proches du dispositif expérimental afin d'avoir une résolution spatiale suffisante dans la direction radiale. Comme nous ne visualisons pas toute la hauteur du cylindre (dans la direction axiale), la distribution de l'intensité lumineuse est aussi homogène au milieu du dispositif quand la source est proche de ce dernier. Dans nos expériences, nous avons réalisé des mesures en prenant la puissance maximale du laser.

2.2.1.3 Caméras

Les images du déplacement des particules fluorescentes sont enregistrées par des caméras CCD avec une haute résolution spatiale. Pour nos séries d'acquisitions, nous avons utilisé deux caméras de type Hisense Neo fournie par Dantec. Ces capteurs sont caractérisés par une haute résolution spatiale de 2560×2160 avec une fréquence maximale d'acquisition de 25 Hz en plein format. Ce type de caméra peut enregistrer une paire d'images (mode double frame) ou une seule image (mode single frame) [65, 66]. Dans nos expériences nous avons choisi l'acquisition par paires d'images comme nous comptons réaliser des mesures de vitesse par PIV. Chaque pulsation de laser éclaire une image à enregistrer. Notant que les caméras et le laser doivent être synchronisés afin que les images soient éclairées. Généralement, afin d'obtenir une meilleure précision temporelle, l'intervalle de temps entre deux images consécutives doit être le plus court possible, notamment quand la vitesse de l'écoulement est très élevée. Cette condition est essentielle pour que les mêmes particules apparaissent individuellement sur les deux images. La figure 2.5 récapitule un exemple d'enregistrement de deux images successives avec les impulsions du laser éclairant chaque image. Avec Δt, le temps entre deux impulsions laser et correspond aussi au temps de la fermeture de la caméra. Les images A et B sont enregistrées avant et après la fermeture du capteur respectivement.

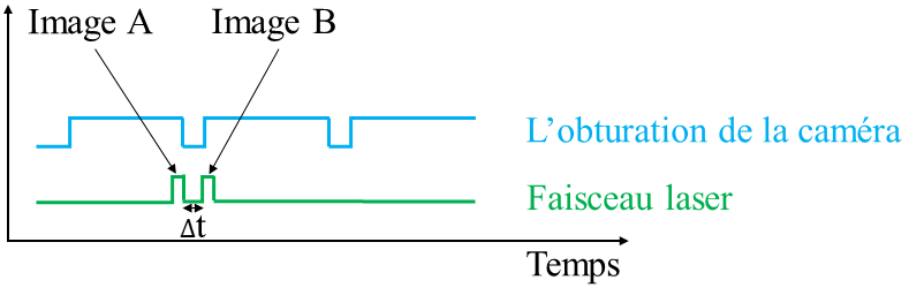

Figure 2.5 : Schéma illustrant la synchronisation entre le laser et la caméra.

Sur la figure 2.6 nous présentons un schéma de la configuration de la PIV stéréoscopique avec le dispositif expérimental de Couette-Taylor. Les caméras sont placées face au plan de mesure éclairé par une nappe laser en faisant un petit angle avec ce plan. Comme nous l'avons mentionné, pour les applications PIV, les mesures ne sont pas faites sur toute la hauteur du cylindre et le rectangle rouge représente notre plan de mesure capturé pas les deux caméras. Pour l'acquisition des images, nous avons utilisé le logiciel commercial « Dynamic Studio » fourni par Dantec. Ce logiciel permet aussi de réaliser le post-traitement des données.

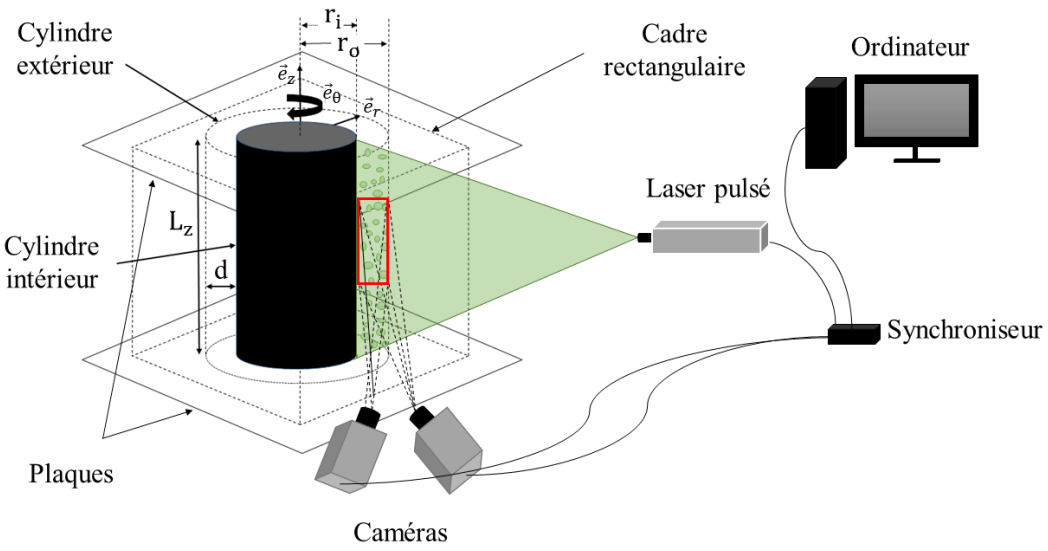

Figure 2.6 : Configuration de la PIV stéréoscopique avec le système de Couette-Taylor.

2.2.1.4 Calibration

La PIV nécessite un étalonnage des caméras. Pour ceci nous avons utilisé une mire pointillée (figure 2.7) afin de fournir une correspondance entre le plan objet et le plan image pour chaque caméra. En PIV 2D, l'étalonnage se fait dans un plan, en revanche pour les mesures par PIV stéréoscopique ainsi que par PIV tomographique l'étalonnage se fait dans un volume

soit à l'aide d'une mire mobile soit à l'aide d'une mire multi-plans. Nous avons utilisé une mire mobile que nous avons déplacée dans la direction perpendiculaire au plan de mesure. Ici la mire pointillée utilisée pour la calibration est placée entre les deux cylindres et déplacée dans la direction azimutale. Elle est caractérisée par une longueur de 179 mm et une largeur de 9 mm pour qu'elle soit placée entre les deux cylindres. Le cercle central de cette mire est placé au niveau du centre de la hauteur des cylindres. Sur cette grille est dotée de cent points (cercles) le long de sa hauteur (dans la direction axiale) et de cinq le long de sa largeur (dans la direction radiale). La distance entre les centres de deux cercles est égale à 2 mm. Nous notons que la résolution spatiale devient plus importante en réduisant la distance entre les cercles. Afin d'avoir plus de cercles sur la grille, leur diamètre doit être le plus petit possible, à condition qu'ils restent visibles par les caméras. L'éclairage de la mire est assuré par un projecteur placé en face du montage. Comme nous le voyons sur la figure 2.7, le fond de notre mire est blanc avec des cercles en noir. Il est aussi possible d'utiliser une mire avec un fond noir et des cercles en blancs [60].

Afin de réaliser la calibration, nous avons déplacé la mire dans la direction perpendiculaire à son plan (r, z), c'est-à-dire dans la direction azimutale. Il faut alors identifier les cercles sur le plan de la mire pour chaque position prise au cours du déplacement dans cette direction. La géométrie du système de Couette-Taylor complique le déplacement de la mire dans cette direction comme son plan doit rester parallèle au plan image des caméras. Pour assurer que ce plan reste parallèle aux plans images des deux caméras, nous avons positionné initialement la mire face à l'axe du cylindre. Nous l'avons ensuite déplacée de deux millimètres en arrière et deux millimètres en avant en considérant neuf plans au total. Hill *et al.* [67] ont indiqué que cinq plans sont suffisants pour la calibration.

Pour assurer le déplacement de cette mire dans la direction azimutale, cette dernière est collée sur des platines de déplacement micrométriques attachées sur une barre fixée horizontalement en haut du châssis sur lequel le système de Couette-Taylor est posé. Pendant l'étalonnage, l'espace entre les deux cylindres est rempli d'eau afin de garantir que l'étalonnage soit réalisé dans les mêmes conditions optiques que les acquisitions.

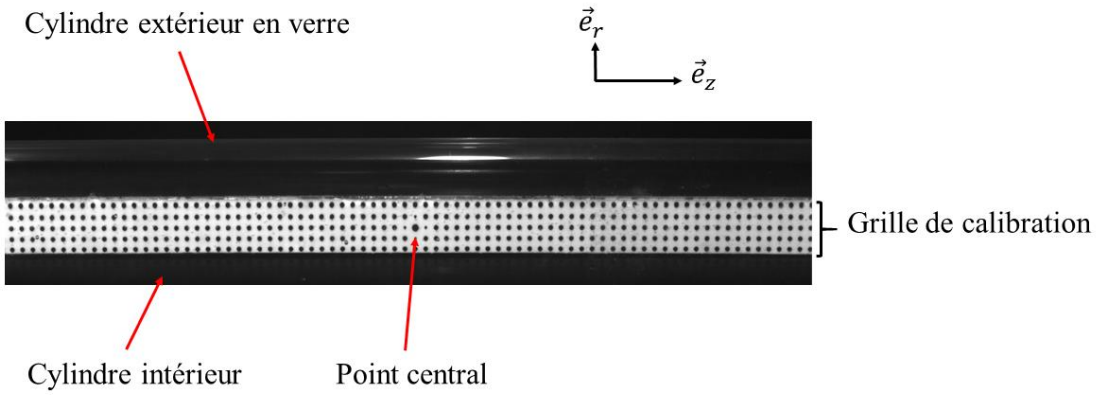

Figure 2.7 : Image de la grille de calibration placée entre les deux cylindres.

Pour la procédure d'étalonnage, nous avons enregistré une seule image pour chaque position en vérifiant à chaque fois si les cercles sont détectables avant de passer au plan suivant. Avant l'enregistrement des images, la verticalité de la mire est toujours vérifiée après chaque déplacement à l'aide d'un niveau laser. Selon le logiciel Dynamic Studio, les points détectés et non détectés sont en vert et en rouge respectivement. Si cent points environ sont détectés, l'étalonnage est approprié [61]. Pour les cercles non détectés, le logiciel effectue une extrapolation afin de calibrer toute la zone de mesures.

2.2.1.5 Acquisitions des images

Dans ce paragraphe nous abordons les étapes suivies afin de réaliser des séries d'acquisition des images en introduisant aussi l'interface du logiciel Dynamic Studio. Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe précédent, dans un premier temps nous commençons par l'acquisition des images utilisées pour la calibration. Les deux caméras enregistrent simultanément deux images pour chaque position de la mire. En cours d'acquisitions, nous avons remarqué un reflet des cercles sur le cylindre extérieur en verre ainsi qu'un reflet du fond blanc de la mire sur la paroi du cylindre intérieur anodisé en noir. Afin que ces reflets ne soient pas considérés comme une zone de mesure, nous avons découpé les parties des images en dehors du gap, en prenant juste quelques millimètres de plus (~ 1-2 mm) par rapport aux extrémités de la mire dont nous connaissons la largeur qui est égale à $0{,}9d$. Le logiciel possède une option qui permet d'ajuster la taille des fenêtres appelée « ROI » (région d'intérêt). D'une autre part, en réduisant la taille des images nous réduisons aussi la taille des données à stocker. Ces images sont traitées indépendamment par la suite afin de calculer la matrice de calibration correspondante pour chaque caméra. Pour le calcul de ces matrices nous avons utilisé via Dynamic Studio l'option « Multi-calibration » qui est une méthode permettant de calculer simultanément les deux matrices de calibration pour les deux capteurs. Ensuite, nous avons choisi le modèle d'un polynôme du troisième ordre [60].

Une fois la calibration des caméras faite, nous retirons la mire placée à l'intérieur de notre système avec soin afin de ne pas faire bouger le dispositif expérimental (châssis) ainsi que les caméras. L'étalonnage est refait en début de chaque journée d'acquisition. Après avoir mis le fluide à étudier (mélange d'eau et de particules fluorescentes de rhodamine B), nous réalisons l'enregistrement des séries d'images afin de garder les mêmes conditions expérimentales. Avant de calculer des champs de vecteurs de vitesse, nous avons découpé les images enregistrées pour qu'elles aient toutes la même taille de $124.4\ \text{mm} \times 8.5\ \text{mm}$. Une fois les images enregistrées, un filtre passe-bas est appliqué pour minimiser le bruit blanc afin d'avoir des images avec une meilleure qualité, similaires à des images au ciel étoilé telles que celles présentées sur la figure 2.3. Dans la suite nous lançons le calcul de champs de vecteurs via l'option « Adaptive PIV » pour chaque caméra. Ces champs donnent les composantes radiale et axiale de la vitesse dans le plan r-z. Cette méthode est adaptée à la taille ainsi qu'à la forme des FI afin de s'adapter aux densités des particules. Nous notons que pour calculer ces champs de vecteurs, nous avons choisi des tailles de FI variant entre 8 et 32 pixels avec un pas de 4 pixels. Afin de déterminer la troisième composante perpendiculaire à ce plan, u_θ, nous sélectionnons les deux calibrations

ainsi que les deux champs de vecteurs calculés en utilisant l'option « Stereo PIV Processing » du logiciel. Comme nous l'avons expliqué sur la figure 2.4, les vecteurs en bleu représentent les vitesses radiale et axiale dans le plan r-z, et les couleurs représentent la vitesse azimutale. Une fois les champs de vitesse calculés, nous les exportons sous format numérique afin de les traiter avec Matlab (7.32.0 (R2011a)). Une fois les fichiers exportés, nous les sauvegardons dans des matrices. Ceci nous permet de faire les calculs dans un temps plus court par rapport à Dynamic Studio. Et, c'est notre majeure motivation pour réaliser le post traitement sous Matlab.

Résumé de la procédure complète pour un calcul de PIV stéréoscopique :

(1) Une calibration doit être effectuée pour chaque caméra.
(2) Calcul des champs de vecteurs 2D à partir des images enregistrées par les caméras.

Jusque-là, seulement les deux composantes dans le plan de mesure sont déterminées. Les deux étapes citées ci-dessus sont indispensables afin de calculer la troisième composante, perpendiculaire au plan de mesure. Pour obtenir cette composante nous avons suivi la procédure décrite ci-dessous :

- Sélectionner les enregistrements de calibration des deux caméras.
- Sélectionner les champs de vecteurs 2D calculés pour chaque caméra.
- Cliquer sur un champ 2D pour lancer un calcul PIV stéréoscopique via la méthode « Stereo PIV Processing » retrouvable dans la catégorie « signal PIV ».

Pour choisir les fichiers afin de lancer un calcul, Dynamic Studio possède une option permettant de les sélectionner. Un exemple de ce calcul est représenté sur la figure 2.8 avec des étapes optionnelles.

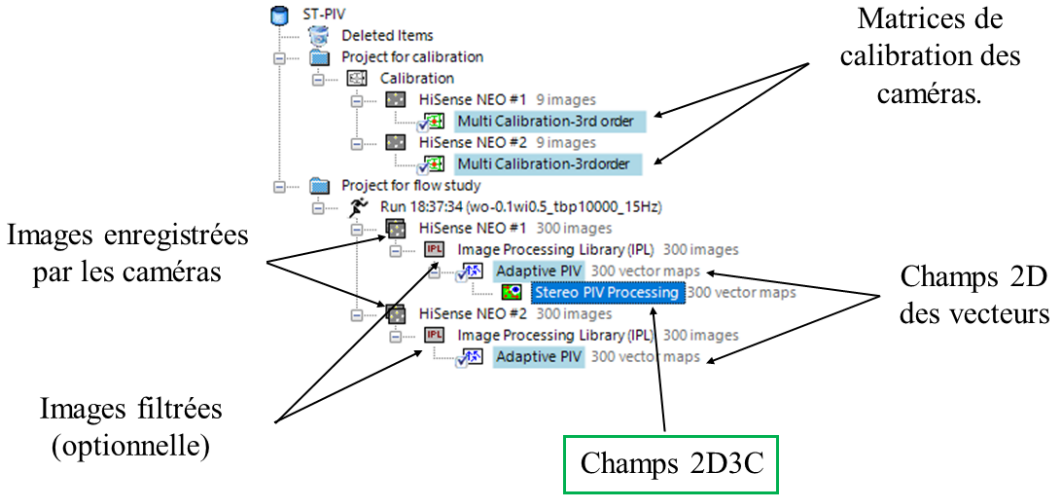

Figure 2.8 : Données de base permettant le calcul des champs 2D avec les trois composantes de vitesse.

2.2.2 Visualisation de l'écoulement

Dans cette thèse nous avons aussi réalisé des visualisations de l'écoulement. Ceci nous a permis d'avoir des informations sur la nature des régimes et les caractéristiques des motifs qui les composaient. Ces visualisations ont pu être comparées de manière qualitative avec les résultats obtenus à partir des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Comme nous l'avons précisé dans la partie 2.2.1, pour les mesures de vitesse par PIV les données sont moins résolues en temps et l'étendue spatiale est plus limitée. En revanche, pour les visualisations les images enregistrées représentent toute la hauteur du cylindre et toute la largeur du gap. Le temps total d'acquisition peut être plus long et la fréquence d'acquisition dépend de la caméra utilisée.

La plupart des fluides se trouvant dans la nature sont transparents (air, eau etc.). Afin que les écoulements de ces fluides soient visibles, les expérimentateurs utilisent des fluides rhéoscopiques qui permettent de visualiser les lignes de courant des écoulements. Pour réaliser des séries de visualisations des écoulements dans notre expérience, nous avons utilisé du Kalliroscope AQ1000 (Kalliroscope Corporation 264 Main Street, P.O. Box 60 Groton, Massachusetts) [68]. Ce fluide est une suspension de fines plaquettes anisotropes qui réfléchissent la lumière selon leur orientation [69]. Les dimensions de ces plaquettes sont environ $30\mu m \times 6\mu m \times 0.07\mu m$ et leur densité est de $1{,}62\ g/cm^3$. Ces plaquettes ont une vitesse de sédimentation dans l'eau de $0{,}1\ cm/h$ [51] qui est très petite par rapport aux vitesses des écoulements dans notre étude. Pour cette série de visualisation nous avons aussi estimé le nombre de Stockes qui est égale à $St \simeq 6{,}7210^{-4}$ ($St \ll 1$) pour la plus petite vitesse considérée dans notre étude. Historiquement, le Kalliroscope a été élaboré par un sculpteur américain qui s'appelle Paul Matisse en 1966 pour des travaux artistiques. Dans la suite, les scientifiques de la dynamique des fluides l'ont découvert et l'ont utilisé pour la visualisation des lignes de courant des fluides. Le mot Kalliroscope vient des mots grecs « Kalos », « Rheos » et « Skopien », qui signifient « Beauté », « Ecoulement » et « Ensemencement » respectivement. A nos jours, le Kalliroscope reste l'un des meilleurs traceurs employés pour la visualisation des écoulements en mécanique des fluides.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, nous utilisons de l'eau déminéralisée comme fluide dans nos expériences et, afin de ne pas modifier sa viscosité, nous ajoutons seulement 1% de Kalliroscope pour préparer la solution (eau dégazée + 1% kalliroscope). Cette concentration est suffisante pour la visualisation de l'écoulement pour notre dispositif expérimental de Couette-Taylor. Pour les acquisitions, nous avons enregistré des images d'une section verticale de l'écoulement éclairée par une nappe laser. Cette zone représente un plan (r-z) dans la direction radiale et le long de la direction axiale. Une caméra CCD de type Speed Sense fournie par Dantec est placée pour l'acquisition des images en mode image unique (single frame). Cette caméra a une fréquence nominale qui dépasse 1000 Hz, et une résolution spatiale de 2560×1600 pixels. Pour l'éclairage nous avons utilisé un laser vert continu (RayPower) fourni par Dantec, dont la puissance est ajustable. Dans nos expériences $P_{laser} = 1$ Watt. De même comme nous l'avons établi pour les mesures de vitesses par PIV stéréoscopique, nous avons placé le laser loin du dispositif expérimental afin d'avoir une distribution homogène de la lumière le long de la direction axiale.

Après avoir rempli l'entrefer, nous laissons tourner le système 30 minutes environ avant de se lancer dans les acquisitions afin d'assurer le mélange entre l'eau et le Kalliroscope. La fréquence d'acquisition est fixée à 100 Hz comme nous travaillons dans des régimes turbulents. Cette technique permet de réaliser des enregistrements d'images qui représentent toute la hauteur du cylindre. Dans nos expériences nous avons enregistré 7000 images pour chaque acquisition.

La figure 2.9 représente un schéma récapitulatif de la technique de visualisation avec l'instrumentation associée. Le rectangle rouge représente le plan (r-z) capturé par la caméra. Pour les visualisations, nous avons ajouté un anneau en haut et un deuxième en bas afin de minimiser les perturbations de l'écoulement dues aux effets de bords.

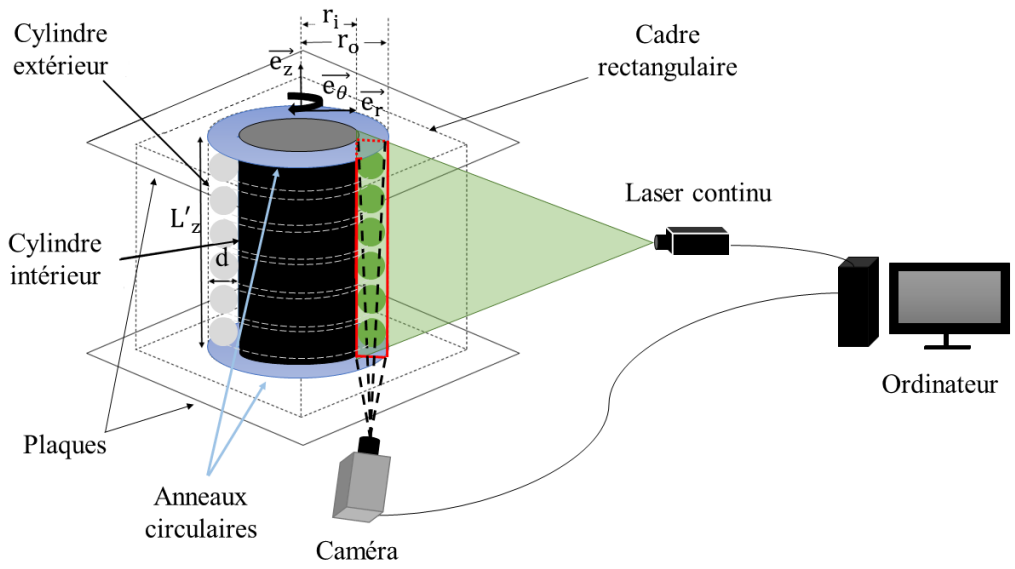

Figure 2.9 : Schéma de la technique de visualisation dans le dispositif de Couette-Taylor.

Ces anneaux sont fixés au cylindre extérieur et possèdent une largeur de 9 mm très légèrement inférieure à la largeur de l'entrefer. Pour les mesures de vitesse par PIV-stéréoscopique nous ne pouvions pas mettre un anneau en haut afin de laisser l'accès à l'entrefer et y placer la mire utilisée pour la calibration. Dans cette configuration le rapport d'aspect axial égale à $\Gamma_z = 40$. La caméra et le laser doivent faire un angle entre 60° et 90° environ afin d'avoir une meilleure qualité d'images du plan illuminé. Sur la même figure nous montrons un schéma de rouleaux présents entre les deux cylindres dont les lignes circulaires en pointillé (en blanc) indiquent leur extension dans la direction azimutale. Les rouleaux sont visibles sur le plan illuminé (rectangle rouge).

Les acquisitions ont été réalisées avec le même logiciel, Dynamic Studio, que nous avons utilisé pour la PIV stéréoscopique. Dans la suite, nous exportons toutes les données sous format images (.tif) afin de les traiter numériquement sur Matlab 7.12.0 (R2011a). La figure 2.10 présente un exemple d'image instantanée enregistrée par la caméra. Sur cette image les traces des structures sont clairement visibles grâce à la réflexion de la lumière du laser par les paillettes de Kalliroscope. Dans la suite nous explicitons comment ces images sont traitées ainsi que les informations utiles que nous pouvons retirer de ces données.

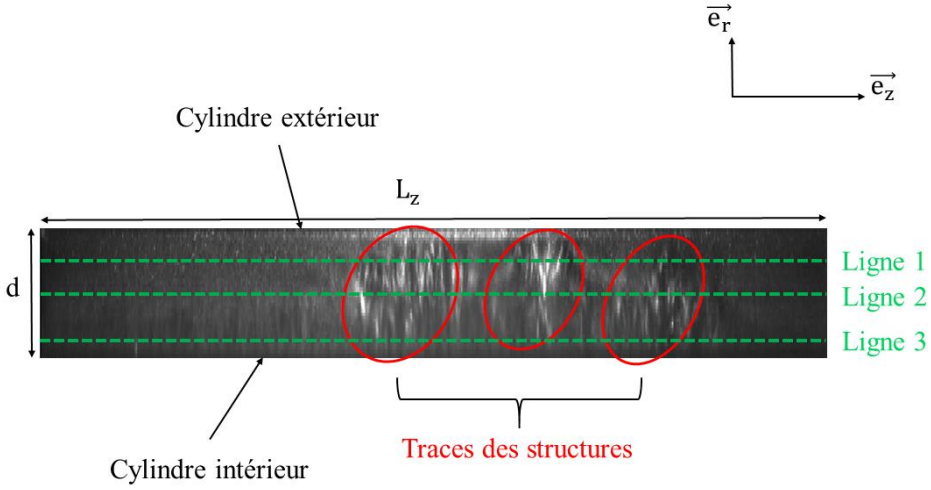

Figure 2.10 : Image instantanée du plan (r-z) indiquant la présence de structures marquées par le Kalliroscope pour $Re_i = 950$.

2.2.2.2 Traitement des images de visualisation

Dans cette partie nous allons aborder les traitements réalisés sur les images de visualisation de l'écoulement. Une fois les images sont enregistrées et exportées, nous reconstruisons à l'aide d'un programme Matlab les données dans des matrices représentant l'intensité lumineuse dans le plan (r-z) pour chaque instant du temps total d'acquisition. Les images enregistrées ont une résolution spatiale de 39 et 1449 pixels dans les directions radiale et axiale respectivement. Nous commençons dans un premier temps par identifier les extrémités des parois des cylindres intérieur et extérieur, ainsi que celles des deux bords en haut et en bas. Notre objectif est de bien déterminer le gap et la distance entre les deux anneaux. Pour ceci nous nous basons sur une image moyennée en temps. Nous pouvons aussi normaliser les images enregistrées par cette image moyenne afin d'avoir une meilleure homogénéité de distribution de la lumière dans le plan (r-z), à condition que le régime d'écoulement ne soit pas stationnaire.

2.2.2.3 Traitement des diagrammes spatio-temporels

Pour réaliser une analyse quantitative de l'écoulement, nous étudions sa dynamique spatiale et temporelle. Pour ceci nous reconstruisons des diagrammes spatio-temporels (DST) le long de la direction axiale. Généralement, nous choisissons trois positions dans le gap : une ligne près du cylindre intérieur à $x \approx 0{,}3$, une deuxième au milieu à $x \approx 0{,}5$ et une troisième près du cylindre extérieur à $x \approx 0{,}9$. Ces lignes sont représentées en vert et dans l'ordre sur l'image de la figure 2.10. La construction des diagrammes spatio-temporels dans plusieurs positions nous permet de vérifier si les structures occupent tout l'entrefer dans la direction radiale.

Sur la figure 2.11 nous présentons un exemple de diagramme spatio-temporel montrant la propagation de rouleaux hélicoïdaux (IPS) à $x = 0{,}3$. L'axe des abscisses de ce diagramme représente la direction axiale, environ 40 cm de hauteur, et l'axe des ordonnées représente le temps d'acquisition qui est égale à 70 seconds.

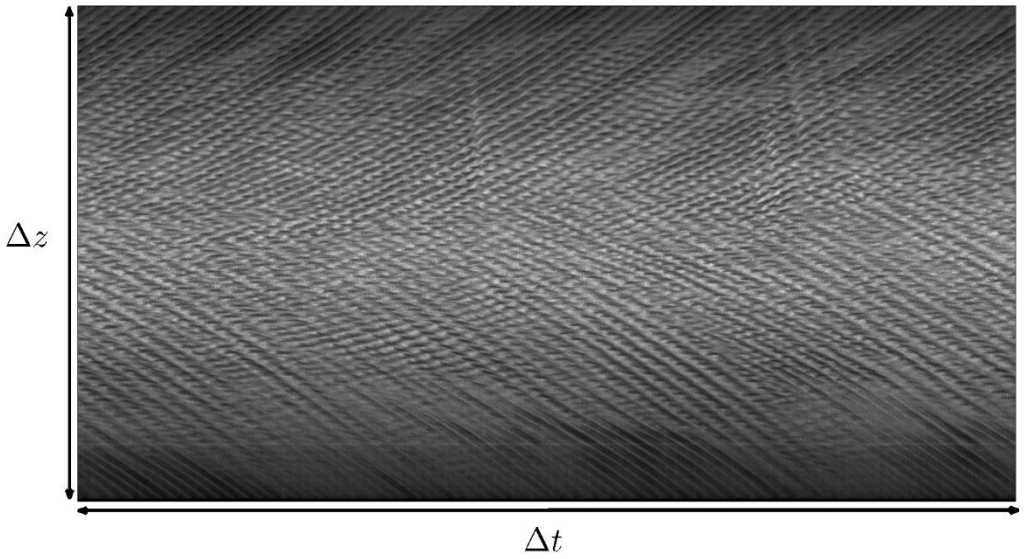

Figure 2.11 : Diagramme spatio-temporel de rouleaux hélicoïdaux (régime IPS) à 0,3d dans notre système de Couette-Taylor pour $Re_i = 936$.

Pour réaliser une analyse spectrale des diagrammes spatio-temporels, nous avons mesuré les fréquences spatiale et temporelle des signaux à l'aide de la transformée de Fourrier rapide (FFT). Afin de déterminer la densité spectrale de puissance des signaux, nous calculons la valeur absolue de la transformée de Fourrier au carré. Les équations 2.2 et 2.3 représentent la FFT appliquée en temps et en espace respectivement, où N est le temps total de l'acquisition (N échantillons), et L est le nombre de points dans l'espace :

$$TF(\mathrm{f}, z) = \int_0^N I(t,z) e^{-i2\pi t f} dt \qquad (2.2)$$

$$TF(k_z, t) = \int_0^L I(t,z)\, e^{-i2\pi k_z z} dz \qquad (2.3)$$

Pour déterminer la densité spectrale moyenne des fréquences temporelle et spatiale, nous utilisons les équations 2.4 et 2.5 respectivement :

$$DSP(k_z) = \frac{1}{N}\int_0^N |TF(t, k_z)|^2 dt \tag{2.4}$$

$$DSP(f) = \frac{1}{L}\int_0^L |TF(f, z)|^2 dz \tag{2.5}$$

La densité spectrale de puissance de la fréquence temporelle est calculée pour chaque ligne des diagrammes spatio-temporels le long la hauteur en éliminant les zones près des bords où l'écoulement est perturbé (~1,5 cm de chaque côté). Le spectre temporel moyen correspondant est obtenu en effectuant la moyenne en espace. La figure 2.12. a représente la densité spectrale moyenne de puissance du signal temporel calculée à partir du diagramme spatio-temporel de la figure 2.11

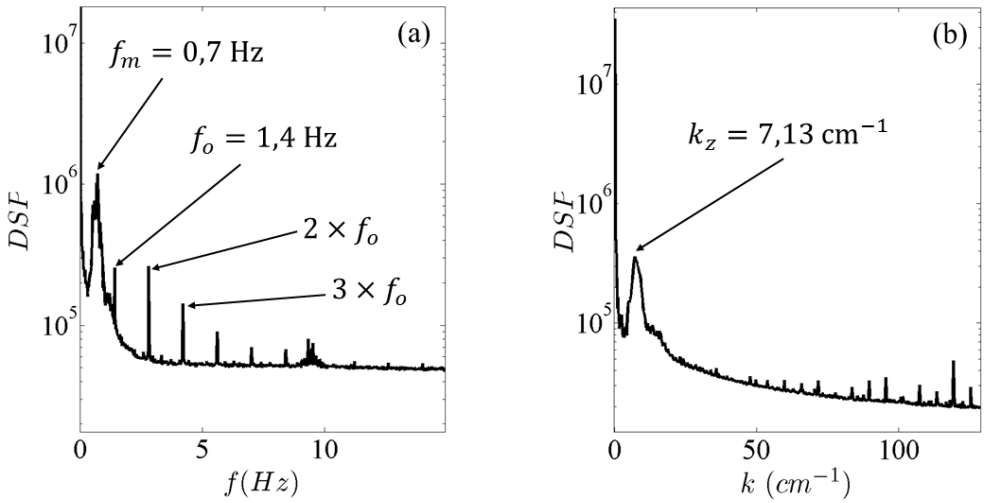

Figure 2.12 : Densités spectrales de puissance moyennes : (a) spectre des fréquences temporelles. (b) spectre des fréquences spatiales pour $Re_i = 936$.

Deux fréquences sont identifiées sur ce spectre temporel. Le premier pic à 0,7 Hz qui correspond à la fréquence principale du motif f_m, comme les rouleaux hélicoïdaux se propagent autour du cylindre intérieur, et ceci est clairement visible sur le diagramme spatio-temporel. Nous avons aussi identifié la fréquence du moteur du cylindre extérieur f_o qui est égale à 1,4 Hz, ainsi que les harmoniques associées. La densité spectrale de puissance moyenne en espace est représentée sur la figure 2.12. b. Le spectre correspondant indique la périodicité de la structure le long de la direction axiale. Ces rouleaux hélicoïdaux ont une longueur d'onde égale à $\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} \simeq 0{,}14$ cm suivant la direction axiale.

Nous pouvons aussi reconstruire un spectre de puissance 2D afin d'identifier les modes présents. Ce spectre 2D révèle les mêmes informations que nous pouvons obtenir à partir des deux spectres 1D (figure 2.12) mais associe la fréquence et le nombre d'onde d'un mode en

seul pic. Pour un régime turbulent ou un régime laminaire bruité, il n'est pas toujours évident d'identifier la fréquence de propagation du motif présent dans l'écoulement dans le spectre temporelle du diagramme spatio-temporel correspondant. En revanche, une fois le nombre d'onde identifié à l'aide d'un spectre 1D, la fréquence temporelle correspondante sera identifiée facilement sur le spectre 2D. Les autres fréquences temporelles sont aussi présentes sur ce spectre. Le spectre 2D est calculé en prenant le carré de la norme de la transformée de Fourier 2D calculée comme suit :

$$TF2D(f, k_z) = \iint I(t, z) e^{i(k_z z + f t)} dt.dz \tag{2.6}$$

La figure 2.13 représente le spectre 2D calculé pour le diagramme spatio-temporel de la figure 2.11. L'axe des abscisses représente les fréquences temporelles et l'axe des ordonnées représente les fréquences spatiales. Comme nous l'avons identifié sur la figure 2.12. b, nous avons un nombre d'onde égale à 7 cm^{-1} environ. Sur le spectre 2D nous retrouvons bien un mode spatial signalant la même valeur. Nous pouvons donc identifier sur ce spectre 2D la fréquence temporelle correspondante, qui est égale à 0,7 Hz environ. Cette fréquence est la même que celle trouvée sur le spectre temporel 1D de la figure 2.12. a. Nous retrouvons aussi les deux fréquences $f_i = 0{,}37$ Hz et $f_o = 1.4$ Hz des cylindres intérieur et extérieur respectivement. Ces fréquences sont associées à des nombres d'onde nuls. Les harmoniques de la fréquence du cylindre extérieur sont également identifiables. Afin d'avoir les valeurs exactes des fréquences temporelles en Hz ainsi que celle du nombre d'ondes, nous utilisons les deux formules suivantes :

- **Fréquence temporelle**

$$f = \frac{n_f f_e}{N} \tag{2.7}$$

où n_f est le nombre d'onde donné par le spectre temporel, f_e est la fréquence d'échantillonnage et N est le nombre total d'échantillons. N et n_f sont donnés en pixels, et f_e en Hz. n_f est compris entre 0 et $N/2$. Pour nos séries d'acquisitions $f_e = 100$ Hz et $N = 7000$.

- **Fréquence spatiale**

$$k_z = \frac{2\pi n_k L}{L'_z l} \tag{2.8}$$

où n_k est le nombre d'onde donné par le spectre spatial qui est compris entre 0 et L, L est la taille de l'image en pixels le long de la direction à étudier, L'_z est la longueur de la zone à étudier qui est égale à la distance entre les deux anneaux en cm, et l est la distance entre les anneaux en pixels. Dans notre cas $L = l$, donc k_z est calculé comme suit :

$$k_z = \frac{2\pi n_k}{L'_z} \tag{2.9}$$

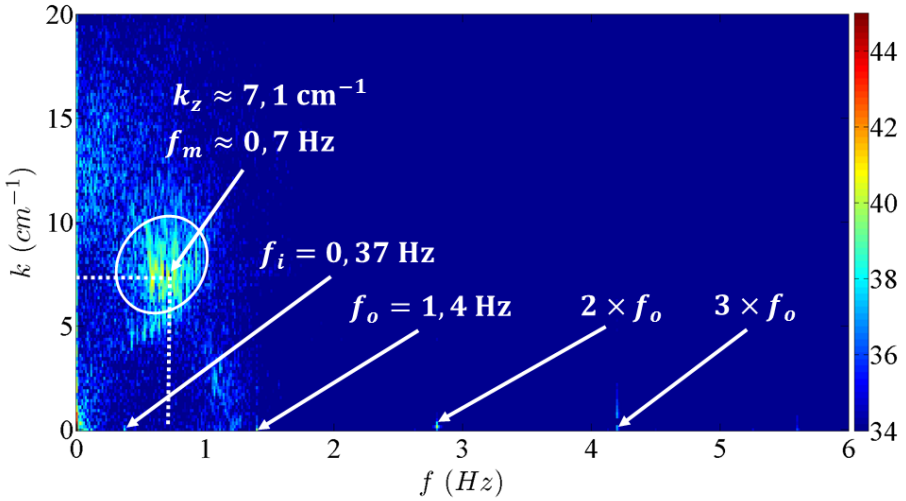

Figure 2.13 : Spectre 2D (f, k) déterminant les deux fréquences spatiale et temporelle pour $Re_o = -4368$ et $Re_i = 936$.

Résumé de la procédure complète pour les visualisations :

Dans cette partie nous avons introduit la technique de visualisation de l'écoulement en ensemençant ce dernier avec des paillettes réfléchissantes de Kalliroscope. Pour établir des séries d'acquisitions à l'aide de cette technique, ainsi que le traitement des données, nous résumons ci-dessous la procédure que nous avons suivie :

a) Préparation de la solution (eau déminéralisée + 1% de Kalliroscope).
b) Alignement de la nappe laser et de la caméra.
c) Enregistrement des images (acquisitions).
d) Exportation des données sous format image.
e) Reconstruction des diagrammes spatio-temporels à partir des images exportées
f) Calcul des spectres spatiaux et temporels.
g) Calcul des spectres 2D.
h) Identification des fréquences spatiale et temporelle.

2. 2. 3 Mesures de vitesse par LDV

La vélocimétrie laser-Doppler (LDV) est une technique de mesure de vitesses non intrusive. Le majeur avantage de cette technique, est qu'elle permet de réaliser des séries d'acquisitions avec une meilleure résolution temporelle et spatiale, ce qui est très favorable pour l'étude des régimes turbulents. Cependant, la LDV est caractérisée par des mesures ponctuelles, contrairement à la PIV qui permet d'obtenir des champs de vitesse dans un plan de mesure. Historiquement, cette technique a été inventée et élaborée par Yeh et Cummins [70]. Cette technique a été développée ensuite par plusieurs chercheurs et plus notamment par F.

Durst *et al*. [71]. Dans les paragraphes qui suivent nous décrivons brièvement le principe de fonctionnement de la LDV.

2.2.3.1 Principe de la LDV

La vélocimétrie laser-Doppler se base sur l'effet Doppler qui mesure le décalage en fréquence de faisceaux réfléchis par des particules ensemencées dans l'écoulement. A la sortie de la source, le faisceau laser se divise en deux faisceaux cohérents qui se croisent selon un certain angle. L'intersection de ces deux faisceaux correspond au volume de mesure dont lequel des franges d'interférence sont formées (voir figure 2.14). L'intensité des faisceaux laser est minimale pour les franges sombres, en revanche elle est maximale pour les franges brillantes. Lorsqu'une particule passe à travers ce volume de mesure, elle diffuse de la lumière dont l'intensité varie périodiquement en traversant les franges sombres et brillantes. La fréquence de la lumière diffusée dépendra alors de la distance d_f séparant deux franges consécutives, aussi appelé interfrange, et de la vitesse des particules V_p. L'espacement entre deux franges dépend uniquement de λ, la longueur d'onde du laser dans le milieu considéré, et de l'angle entre les deux faisceaux laser. Cet espacement est donné par l'équation (2.10), avec Φ l'angle entre les deux faisceaux laser :

$$d_f = \frac{\lambda}{2\sin(\Phi/2)} \tag{2.10}$$

La vitesse de la particule peut alors être calculée à partir de l'interfrange et de la fréquence f_D de la lumière diffusée par la particule. Cette fréquence est mesurée lorsque la particule passe par les franges brillantes. Cette fréquence est ensuite détectée par un photomultiplicateur afin de déterminer la vitesse du déplacement V_p de la particule selon la formule (2.11) :

$$V_p = f_D . d_f \tag{2.11}$$

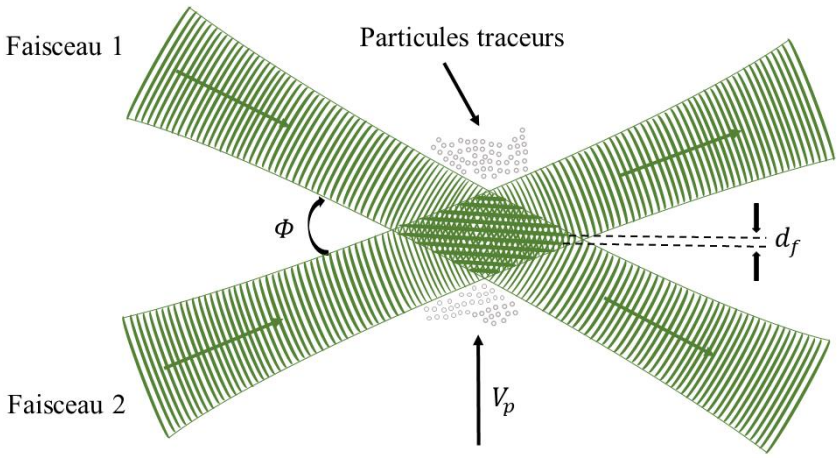

Figure 2.14 : Réseau d'interférence des deux faisceaux laser traversé par des particules traceurs ensemencées dans l'écoulement.

2.2.3.2 Système optique de la LDV

Pour nos séries de mesure de vitesse par LDV, nous avons utilisé un système optique constitué d'une sonde d'émission-réception à fibre optique. Notre système permet une mesure simultanée de deux composantes de vitesse. Pour ceci, deux paires de faisceaux identiques sont générés à la sortie de la sonde. Chaque paire de faisceaux permet la mesure d'une composante de vitesse. Le laser a une puissance de 300 mW avec une longueur d'onde de 532 nm pour le faisceau vert, et une longueur d'onde de 561 nm pour le faisceau jaune. Une fibre optique amène les faisceaux jusqu'à la sonde où ils sont focalisés en sortie par une lentille convergente d'une distance focale de 310 mm. Ces quatre faisceaux convergent vers le même point en créant deux volumes superposés de forme d'ellipsoïdale qui correspondent aux volumes de mesure. Les dimensions de ces ellipsoïdes peuvent être calculées selon les formules (2.12), (2.13) et (2.14) [72, 73] :

$$l_m = \frac{d_e}{\sin\ (\Phi/2)} \tag{2.12}$$

$$d_m = \frac{d_e}{\cos\ (\Phi/2)} \tag{2.13}$$

$$h_m = d_e \tag{2.14}$$

avec l_m, d_m et h_m représentent la taille des axes des ellipsoïdes dans les trois directions x, y et z respectivement, et d_e représente le diamètre du faisceaux laser au niveau du point d'intersection. Ce diamètre peut être estimé selon Goldstein et al. [72] comme suit :

$$d_e \approx \frac{4f\lambda}{\pi D_e} \tag{2.15}$$

où f est la focal, λ est la longueur d'onde du faisceau laser, et D_e est son diamètre avant la lentille frontale ainsi qu'avant l'élargisseur du faisceau. Ce diamètre est donné pour chaque longueur d'onde pour ce système. Finalement, le volume des ellipsoïdes pourra être estimé selon l'équation (2.16) [72].

$$V_{ellipsoïde} = \frac{\pi d_e^3}{6\cos\ (\Phi/2).\sin\ (\Phi/2)} \tag{2.16}$$

Pour récupérer les intensités de la lumière réfléchie au sein de chaque ellipsoïde, deux photomultiplicateurs sont placés à l'intérieur de la sonde. Cependant, pour chaque composante de la vitesse, le signal électrique en sortie de chaque multiplicateur est traité à l'aide d'une analyse spectrale via le logiciel commercial BSA Flow fourni par DANTEC.

Tout le système est posé sur une traverse que l'on peut déplacer suivant les trois directions x, y et z. Cette traverse est contrôlée par un ordinateur via le logiciel BSA Flow et synchronisée avec le système optique. Le logiciel possède une option qui permet de choisir des positions dans les trois directions, ensuite nous lançons un déplacement automatique de la traverse afin de réaliser les mesures de vitesses pour chaque position.

2.2.3.3 Ensemencement

Comme pour les mesures de vitesse par PIV stéréoscopique et pour la visualisation de l'écoulement avec du Kalliroscope, nous avons aussi ensemencé l'eau déminéralisée et dégazée par des particules de verre de type borosilicate (TecFlow) pour les mesures de vitesse par LDV. Ces particules ont une forme sphérique creuse avec un diamètre de 8-11 µm et une densité de 1,1 g/cc. Cette taille de traceurs permet l'entrainement d'une forte diffusion de la lumière du laser. Leur forme sphérique permet aussi d'avoir une large surface de réflexion afin que la fréquence d'acquisition reste la plus élevée possible. Ces particules ont des effets inertiels négligeables pour les grandes vitesses de l'écoulement. Les particules fluorescentes de rhodamine B que nous avons utilisées pour les mesures de vitesse par PIV stéréoscopique peuvent aussi être utilisées pour les mesures de vitesse par LDV.

Pour nos séries de mesure, nous avons ensemencé l'écoulement par $2{,}6.10^{-4}$ g/ml de ces particules de verre. Pour les régimes à faible vitesse, la concentration de particules doit être la plus élevée possible. En revanche, pour les régimes à haute vitesse, comme c'est le cas des écoulements turbulents, la concentration peut être moins élevée. Une faible concentration de particule est toujours souhaitable afin qu'elles ne se collent pas sur les parois. L'avantage d'augmenter la concentration de particule dans l'écoulement est d'augmenter la fréquence d'acquisition et donc, pour un nombre de mesures donné, de diminuer le temps des acquisitions contrôlé automatiquement par le logiciel BSA. Ce temps total d'acquisition est lié directement aux passages et aux vitesses des particules dans le volume de mesure. Quand le nombre de particules détectées est grand, le temps total d'acquisition est moins long, par contre quand ce nombre est petit le temps total d'acquisition est plus long. Nous notons aussi que le temps dépend du nombre d'échantillons fixé pour l'acquisition. La fréquence d'échantillonnage est contrôlée automatiquement par le logiciel, car elle dépend aussi du nombre de particules qui traversent le volume de mesure, ainsi que de leurs vitesses de passage. Pour les grandes vitesses, les fréquences d'acquisition sont plus élevées, en revanche pour les petites vitesses les fréquences d'acquisitions sont plus faibles. Nous notons que le logiciel BSA que nous avons utilisé dans nos expériences peut atteindre des fréquences d'acquisition à l'ordre de 1 MHz.

2.2.3.4 Déviations des faisceaux laser

Comme nous l'avons représenté dans la partie 2.1, notre dispositif expérimental de Couette-Taylor est placé à l'intérieur d'une cuve rectangulaire en plexiglas remplie d'eau. Cette

géométrie implique des déviations des faisceaux laser en passant aux travers ces différents dioptres avec des indices de milieux différents. La courbure du cylindre extérieur influence beaucoup cette déviation notamment pour les deux faisceaux arrivant sur le plan perpendiculairement à l'axe du cylindre. Nous notons que les ellipsoïdes sont face à l'axe du cylindre ce qui garantit leur déplacement dans le gap d, comme nos mesures sont faites dans la direction radiale. La figure 2.15 représente une vue du dessus du dispositif expérimental avec les deux faisceaux qui arrivent sur le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre. Le point d'intersection de ces deux faisceaux se trouve décalé dans le gap par rapport à la position qu'il aurait dans l'air qui est déterminée par la focale. Ce décalage est dû aux déviations des faisceaux traversant les différents dioptres. Les déviations changent aussi l'angle entre les deux faisceaux, dont la valeur permet de déterminer l'interfrange (éq 2.10). La vitesse des particules est ensuite calculée en fonction de cet interfrange (éq. 2.11). L'angle change aussi le volume réel des ellipsoïdes dont le calcul est explicité dans la partie (2.2.3.2). Sur la figure 2.15, comme nous l'avons précisé, nous pouvons donc voir le passage des faisceaux par plusieurs dioptres séparant des milieux d'indices différents. Dans un premier temps, à la sortie de la sonde les faisceaux traversent successivement une interface plane air-plexiglas, puis une deuxième interface plane plexiglas-eau, puis une troisième interface cylindrique eau-verre, et finalement une dernière interface cylindrique verre-eau, avant de former un ellipsoïde dans le gap. Les indices des milieux traversés sont donnés dans le tableau 2.2.

Nous avons vu que les faisceaux laser sont déviés lors de la traversée des dioptres. Ces déviations doivent être prises en compte pour calculer les valeurs réelles de la vitesse des particules passant par les volumes de mesures. La position du point de croisement des faisceaux doit aussi être redéfinie afin de déterminer les positions réelles dans l'entrefer. En tenant compte du changement d'indice des différents milieux rencontrés par les faisceaux laser, ainsi que de la courbure du cylindre extérieur, une correction doit être apportée à la position des volumes de mesures, ainsi qu'à l'angle d'intersection de ces deux faisceaux laser.

Après avoir exporté les données des acquisitions, nous les avons corrigées à l'aide d'un programme sous Matlab développé au laboratoire. Ce script pourra à la fois corriger les valeurs des vitesses et déterminer la position réelle des volumes de mesure. Les corrections des vitesses ne sont nécessaires que pour la composante azimutale mesurée dans le plan perpendiculaire à l'axe des cylindres. En revanche pour la composante axiale, les faisceaux arrivent face à l'axe des cylindres, le long d'une génératrice. Ils ne subissent donc pas les effets de la courbure du cylindre extérieur. Ce cas est similaire au cas où les faisceaux traversent que des dioptres plans. Pour cette composante axiale seule la position du volume de mesure doit être corrigée.

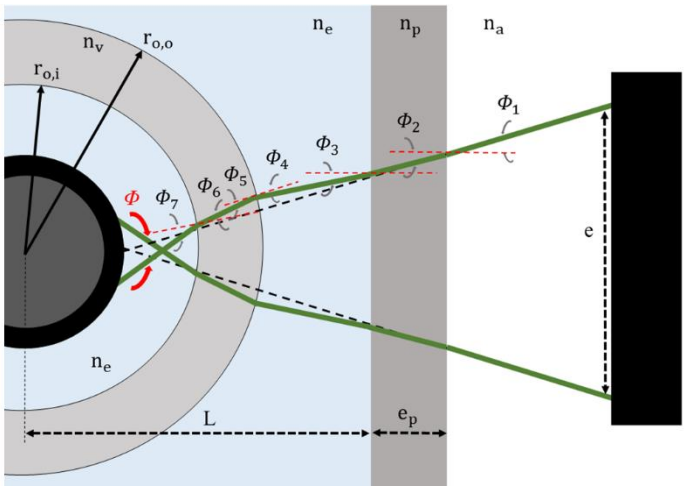

Figure 2.15 : La mise en évidence de la déviation des faisceaux laser en traversant les différents dioptres du montage.

2.2.3.5 : Correction des déviations

Dans cette section nous présentons la correction des déviations des faisceaux laser qui traversent les différents dioptres à travers l'ensemble de notre dispositif expérimental. Comme nous l'avons précisé dans la section précédente, nous avons corrigé les valeurs de la vitesse azimutale ainsi que les positions du volume de mesure dans l'entrefer. Pour ces corrections nous avons déterminé les différents angles Φ_{1-7} correspondant aux angles formés entre le faisceau laser et la normale avec le dioptre en question. Nous notons qu'il faut aussi tenir compte des indices optiques de chaque milieu. Le tableau 2.2 récapitule les valeurs des paramètres utilisés pour le calcul des corrections. Ces paramètres sont aussi présentés sur la figure 2.15.

Symbole	Valeur	Désignation
n_a	1	Indice optique de l'air
n_p	1,51	Indice optique du plexiglas
n_e	1,33	Indice optique de l'eau
n_v	1,47	Indice optique du verre
$r_{o,i}$	50 mm	Rayon intérieur du cylindre en verre
$r_{o,e}$	60 mm	Rayon extérieur du cylindre en verre
L	140 mm	Distance entre la cuve et l'axe du cylindre
e_p	10 mm	Epaisseur de la cuve
e	7,4	Ecartement des faisceaux en sortie de la sonde

Tableau 2.2 : Valeurs des différents paramètres utilisés pour la correction des déviations à travers les différents dioptres présentés sur la figure 2.15.

Après avoir réalisé un long calcul en tenant compte des déviations des faisceaux laser, nous avons déterminé un coefficient C_{u_θ} afin de corriger les valeurs de la vitesse azimutale brute déterminée par le système optique. Ce coefficient dépend de l'angle Φ entre les deux faisceaux se trouvant dans le gap après les différentes déviations. Avec, e est l'écartement entre les deux faisceaux en sortie de la sonde et f la distance focale de lentille utilisée avec la sonde.

$$C_{u_\theta} = \frac{n_a . e}{n_s . \sin\left(\frac{\Phi}{2}\right) . \sqrt{e^2 + 4 . f^2}} \tag{2.17}$$

La position du volume de mesure est recalculée comme suit :

$$R = \left[r_{o,i} . \cos\left(\frac{H}{r_{o,o}}\right) + \Phi_5 + \Phi_6 \right] . \left[r_{o,i} . \sin\left(\text{asin}\left(\frac{H}{r_{o,o}}\right) + \Phi_5 + \Phi_6 \right) . tan^{-1}\left(\frac{\Phi}{2}\right) \right] \tag{2.18}$$

avec $H = h + (2 . h\sqrt{\Delta}/L)$ et $h = (e/2) . (1 - r/f)$, où R représente la position physique dans l'entrefer et où Δ est le discriminant de l'équation : $L^2 . tan^2(\Phi_3) - 2 . h . L . \tan(i_3) + h^2 - r_{o,o}^2 = 0$.

Pour déterminer les angles Φ_1 et Φ_2 nous avons utilisé la loi de Descartes qui relie les angles d'incidence et les angles de réfraction en tenant compte des indices des différents milieux optiques :

$$n_j . \sin(\Phi_j) = n_{j+1} . \sin(\Phi_{j+1}) \tag{2.19}$$

Pour notre montage nous avons calculé l'angle Φ_3 comme suit :

$$\Phi_3 = \text{asin}(n_a . \frac{e}{n_e \sqrt{e^2 + 4 . f^2)}} \tag{2.20}$$

Les angles Φ_{4-7} et Φ ont été calculés à l'aide des différentes relations trigonométriques comme suit :

$$\Phi_4 = \Phi_3 - \text{asin}\left(\frac{H}{r_{o,o}}\right) \tag{2.21}$$

$$\Phi_5 = \text{asin}\left(n_e . \frac{sin(\Phi_4)}{n_v}\right) \tag{2.22}$$

$$\Phi_6 = \text{asin}\left(r_{o,o} . \frac{\sin(\Phi_5)}{r_{o,i}}\right) \tag{2.23}$$

$$\Phi_7 = \text{as in}(n_v . \frac{\sin(\Phi_6)}{n_e} \tag{2.24}$$

$$\Phi = 2 . [\Phi_7 + \text{asin}\left(\frac{H}{r_{o,o}}\right) + \Phi_5 + \Phi_6] \tag{2.25}$$

Résumé de la procédure complète pour les mesures de vitesse par LDV :

Pour cette dernière technique (LDV) que nous avons utilisé dans ce travail de thèse, nous résumons aussi la procédure suivie afin de réaliser des mesures ponctuelles de vitesse.

a) Préparation de la solution (eau déminéralisée + traceurs).
b) Positionner la sonde en veillant à son orientation par rapport à l'axe du cylindre.
c) Détermination de la position du volume de mesure entre les deux parois intérieur et extérieur dans le vide et puis dans l'eau.
d) Choisir les positions de mesure dans le gap.
e) Lancement des acquisitions.
f) Exportation des données brutes sous format (.dat).
g) Correction des données brutes.
h) Analyse des données.

Chapitre 3 Résultats préliminaires : observation de la transition vers la turbulence et validation des mesures de vitesse

Pour toute étude numérique ou expérimentale, la méthode utilisée doit être vérifiée plusieurs fois afin de valider les résultats obtenus. Du point de vue expérimental, les données sont généralement comparées avec la théorie, ou même avec d'autres résultats expérimentaux ou numériques. Dans ce chapitre nous aborderons cette partie fondamentale qui nous permet de faire confiance à nos données obtenues à l'aide des trois techniques que nous avons utilisées dans ce travail de thèse. Nous commencerons par présenter les différents régimes d'écoulement observés lors de la transition vers la turbulence à partir de visualisations de l'écoulement avec du Kalliroscope. Ensuite nous validerons les mesures de vitesse par PIV stéréoscopique et nous finirons par la validation des mesures de vitesse par LDV.

3. 1 Visualisations par Kalliroscope

Les principaux résultats de cette thèse concernent l'observation et la description des différents états d'écoulement turbulent observés à partir de l'écoulement pleinement turbulent décrit par Andereck *et al.* [13]. Cet état est atteint à partir de l'écoulement laminaire par une succession de régimes déjà identifiés dans la littérature [15,16,21,22, 31, 46, 73] que nous présentons ici à l'aide de visualisations de l'écoulement en utilisant du Kalliroscope. Nous avons pu vérifier ainsi si nous les retrouvions dans notre système de Couette-Taylor. Nous notons que les résultats obtenus par Andereck *et al*. [13] sont aussi basés sur des visualisations par Kalliroscope. Pour la description de cette transition vers la turbulence comme pour la suite, nous avons maintenu le nombre de Reynolds extérieur à $Re_o = -4368$ et, nous avons fait varier le nombre de Reynolds intérieur d'une valeur correspondant à l'écoulement de base jusqu'à une valeur correspondant à l'écoulement turbulent. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 2, le post-traitement des données obtenues à partir des séries de visualisation est plus rapide. Après avoir réalisé des séries de visualisations, nous avons commencé par reconstruire des diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse, ensuite nous avons tracé les signaux ainsi que les spectres associés pour des différentes Re_i.

3. 1. 1 Diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse

Nous avons enregistré des séries d'images pour chaque Re_i. A l'aide de ces images, nous avons reconstruit des diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse au voisinage du cylindre intérieur à $x = 0{,}3$ le long de la direction axiale pour le temps total d'acquisition. Nous rappelons que, pour cette technique, nous pouvons réaliser des acquisitions plus longues par que celles réalisées pour les mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Les images représentent toute la hauteur du cylindre entre les deux anneaux (voir chapitre 2). Ces diagrammes spatio-

temporels sont illustrés sur la figure 3.1. L'axe des abscisses représente le temps et celui des ordonnées représente la direction axiale. Le temps est adimensionné par (d^2/ν), et la hauteur est adimensionnée par d. Pour tout $Re_i \leq 928$, l'écoulement reste laminaire sans aucune trace de structure (figure 3.1. a). En augmentant Re_i, nous retrouvons le régime de spirales interpénétrantes (IPS) [7, 13, 14, 15, 16], pour lequel deux spirales laminaires s'enroulent autour du cylindre intérieur. L'une se propage vers le haut et l'autre vers le bas. Nous notons que ces spirales interpénétrantes laminaires ne sont visibles que près du cylindre intérieur dans la zone instable vis-à-vis de l'instabilité centrifuge. Ce régime est présent pour $929 \leq Re_i \leq 936$. Sur le diagramme établi par Andereck *et al.* [13] nous pouvons remarquer que ce régime a été observé dans une petite zone, et c'est aussi le cas dans nos résultats. Ce régime est représenté sur la figure (3.1. b) pour $Re_i = 936$. En augmentant Re_i, les spirales interpénétrantes se déstabilisent en donnant naissance à la spirale turbulente [7, 13, 15, 16, 17]. Ce régime est représenté sur les figures (3.1. c) et (3.1. d). Comme nous pouvons clairement le voir sur ces deux images, l'écoulement est laminaire après le passage de la spirale turbulente qui est moins présente dans l'écoulement par rapport au deux autres régimes (IPS et laminaire). La durée de la présence de la spirale turbulente est estimée à $\Delta t \approx 1{,}6\ s$. Cet écoulement est donc caractérisé par l'existence de trois régimes différents, dont la turbulence, qui n'est pas encore assez forte pour se maintenir de façon permanente dans l'écoulement. Dans son sillage, l'écoulement redevient laminaire sans aucune structure puis les spirales interpénétrantes réapparaissent sous l'effet de l'instabilité centrifuge, leur amplitude augmente jusqu'au point de déclencher à nouveau l'apparition de la spirale turbulente. Ce cycle se reproduit donc et correspond au phénomène de « bursting » décrit par Coughlin et Marcus [74], qui expliquer l'apparition des spots turbulents dans le régime d'intermittence. Ce mécanisme est présent dans l'écoulement pour $950 \leq Re_i \leq 971$, et plus particulièrement visible près du cylindre intérieur. Nous pouvons aussi voir processus se produire au milieu du gap mais de façon moins évidente. En revanche au voisinage du cylindre extérieur l'écoulement reste toujours stable sans aucune structure. En augmentant Re_i les spirales interpénétrantes se déstabilisent plus vite, ce qui implique que la spirale turbulente se reproduit plus vite dans l'écoulement. Ceci est clairement visible en comparant les figures (3.1. c) et (3.1. d). En augmentant encore Re_i la spirale turbulente domine jusqu'à ce que les bandes laminaires disparaissent dans l'écoulement. La figure (3.1. e) illustre le diagramme spatio-temporel d'un régime turbulent pour $Re_i = 1248$ où la trace de la spirale turbulente est toujours visible. En revanche en continuant à augmenter Re_i, la spirale turbulente disparaît, et seul l'écoulement turbulent désordonné sans aucune structure cohérente caractérise l'écoulement. Ce régime est représenté sur la figure (3.1. f) pour $Re_i = 2080$.

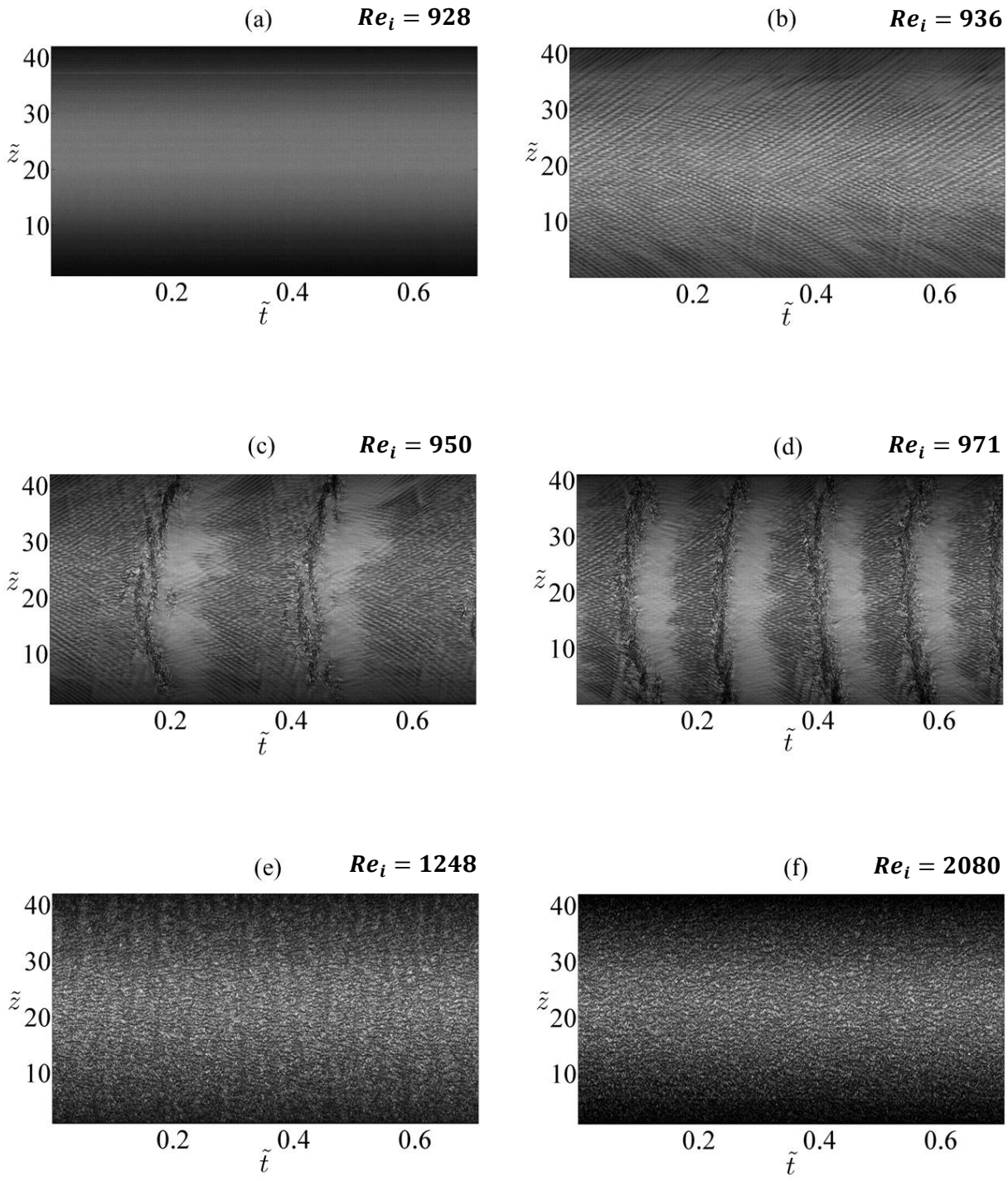

Figure 3.1 : Diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse représentant la transition de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent pour $Re_o = -4368$.

3.1.2 Signaux temporels moyens

Nous avons vu à l'aide des diagrammes spatio-temporels présentés sur la figure 3.1 que l'écoulement de base devient complètement turbulent en passant par un régime de coexistence laminaire-turbulent. Dans la suite nous avons évalué les signaux temporels moyens de ces digrammes à $x = 0{,}5$. La moyenne a été calculée entre $\tilde{z} = 20$ et $\tilde{z} = 30$. Ces signaux sont présentés sur la figure 3.2 pour les différents Re_i. Pour l'écoulement de base nous pouvons voir sur la figure 3.2.a correspondant à $Re_i = 928$ que le signal est stationnaire non bruité. En augmentant Re_i, dans le régime de la spirale interpénétrante le signal est toujours stationnaire mais fluctue d'avantage. Il est présenté sur l'image (b), et il correspond à $Re_i = 936$. Pour l'écoulement où les trois régimes, laminaire, IPS et SPT sont présents, le signal correspondant est illustré sur l'image (c) pour $Re_i = 971$. Ce signal indique une périodicité dans l'écoulement qui correspond aux trois phases observées dans ce régime. Les phases d'écoulement laminaire sans structure ont une intensité lumineuse plus forte. Les zones les plus fluctuantes où l'intensité lumineuse est la plus faible correspondent au passage de la spirale turbulente. Pour des grands Re_i, où l'écoulement est pleinement turbulent, le signal n'indique aucune périodicité mais des fluctuations plus importantes. Cela confirme que l'écoulement ne contient aucune structure cohérente à grande échelle. Le signal correspondant est présenté sur l'image (d) pour $Re_i = 2496$.

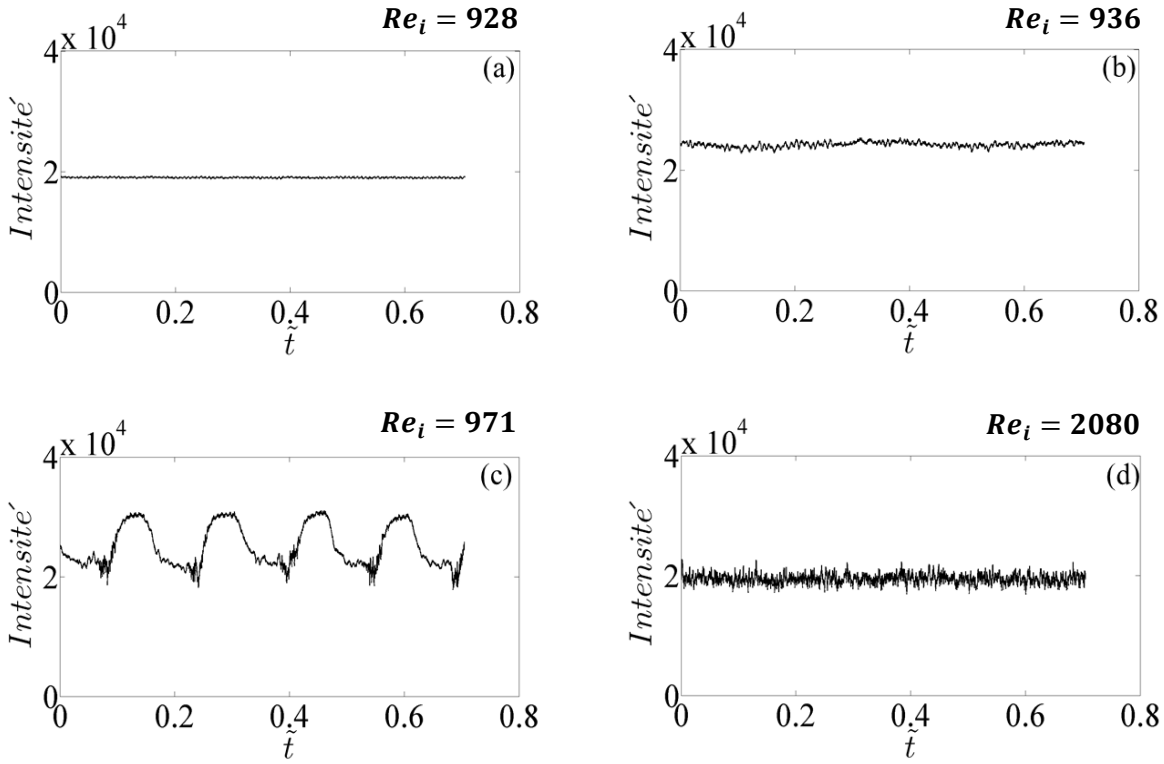

Figure 3.2 : Signaux temporels moyens des diagrammes spatio-temporels pour les différents régimes observés.

3.1.3 Spectres spatiaux moyens

A partir des diagrammes spatio-temporels présentés sur la figure 3.1, nous avons calculé les spectres spatiaux moyens à l'aide de la transformée de Fourrier rapide (Eq.2.2). Ces spectres sont présentés sur la figure (3.3) pour les trois régimes retrouvés. Les images (a), (b), (c) et (d) correspondent aux écoulements de base, IPS, SPT et turbulent respectivement. Pour l'image (a) correspondant à $Re_i = 928$, l'amplitude du spectre est faible car l'écoulement est laminaire sans aucune structure. Pour les régimes IPS et SPT, observés à $Re_i = 936$ et $Re_i = 971$ respectivement, les spectres correspondants sont présentés sur les figures (b) et (c) respectivement. La présence des spirales interpénétrantes pour $Re_i = 936$ induit deux pics correspondant au nombre d'ondes fondamental et à son harmonique. Nous notons que les spectres marquent une différence d'amplitude entre les différentes échelles comme l'écoulement contient des structures aux multi-échelles. En revanche pour les régimes qui sont pleinement turbulents, et c'est le cas pour $Re_i = 2080$ le spectre ne contient aucun pic aux grandes échelles ce que signifie que seule les structures aux petites échelles sont présentes dans l'écoulement. Le spectre correspondant à ce régime est illustré sur l'image (d).

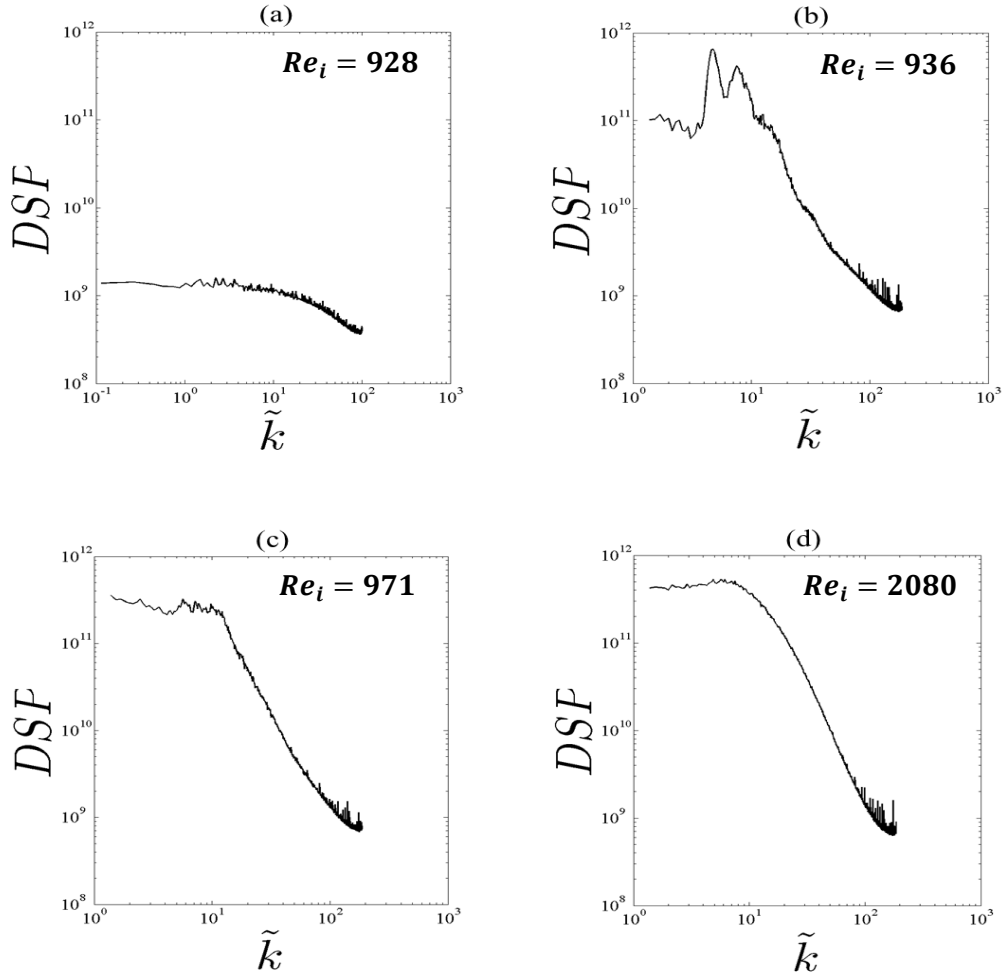

Figure 3.3 : Spectres spatiaux moyens des signaux de l'intensité lumineuse du régime laminaire vers le régime turbulent.

3.2 Validation de la PIV stéréoscopique

Pour vérifier la fiabilité de la méthode de mesure de vitesse par PIV stéréoscopique, nous avons effectué une mesure de vitesse dans l'écoulement de base lorsque seul le cylindre extérieur est en rotation. Les deux nombres de Reynolds extérieur et intérieur sont $Re_o = -4368$ et $Re_i = 0$. Dans la suite seul le nombre de Reynolds Re_i varie, et Re_o reste constant. Puis nous avons effectué une deuxième mesure pour le même écoulement de base mais avec la rotation du cylindre intérieur dans le sens opposé. Notre objectif est de vérifier l'effet de la rotation des deux cylindres, intérieur et extérieur, sur l'écoulement de base. Dans un premier temps, nous commençons par tracer les profils moyens des trois composantes de la vitesse, ensuite nous représenterons les champs moyens de ces vitesses afin d'étudier les effets de bords le long de la direction axiale. A la fin de cette partie nous représenterons des diagrammes spatio-temporels afin d'identifier la nature des écoulements lors de la transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement pleinement turbulent. Nous les comparerons à ceux obtenus avec les visualisations et à ceux de la littérature.

3.2.1 Profils moyens de l'écoulement de base

3.2.1.1 Champs et profils moyens de la vitesse azimutale

L'écoulement de base de Couette-Taylor est analytiquement bien défini dans le cas d'une longueur axiale infinie, avec une vitesse azimutale u_θ axisymétrique, et des vitesses radiale et axiale nulles. La vitesse azimutale ne présente aucune dépendance axiale, en revanche elle dépend de la position radiale r comme nous l'avons précisé dans le chapitre 1 (1.1.1).

Sur la figure 3.4 nous présentons les champs obtenus par une moyenne temporelle des champs de vitesses instantanée pour $Re_i = 0$ et $Re_i = 823$. Ces champs sont présentés en fonction de la variable adimensionnelle x définie en dessous. Comme on peut l'espérer pour l'écoulement de base, nous n'observons pas de variation de $< \tilde{u}_\theta >_t$ dans la direction axiale. En comparant ces deux champs moyens, nous voyons que le champ pour $Re_i = 0$ est bruité par rapport au deuxième champ pour $Re_i = 823$. Nous notons que pour $Re_i = 0$ nous n'avons enregistré que 10 images alors que pour $Re_i = 823$, nous avons enregistré 300 images. Ceci pourra affecter la qualité des images moyennées en temps.

$$x = \frac{r - r_i}{r_o - r_i}$$

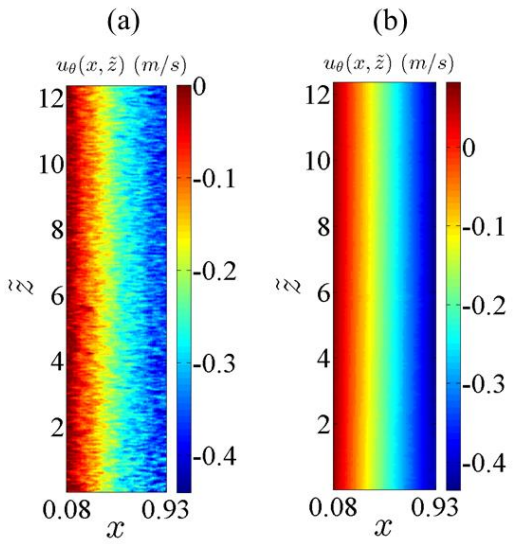

Figure 3.4 Champs moyens de la vitesse azimutale pour $Re_o = -4368$: (a) pour $Re_i = 0$, et (b) $Re_i = 823$.

La comparaison entre le profil analytique de l'écoulement circulaire de Couette et le profil expérimental de la vitesse azimutale dans l'écoulement de base pour $Re_i = 0$ et $Re_o = -4368$ est illustrée sur la figure 3.5. Le profil continu en noir représente la vitesse azimutale calculée analytiquement à l'aide de la formule 1.5, et celui des croix en rouge représente la vitesse azimutale obtenue expérimentalement et moyennée en temps et en espace le long de la direction axiale. Ces profils sont adimensionnés par la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o| = |r_o \omega_o|$. Nous notons que dans la suite nous utilisons cette vitesse pour l'adimensionnement, des vitesses mesurées sauf pour quelques cas que nous préciserons.

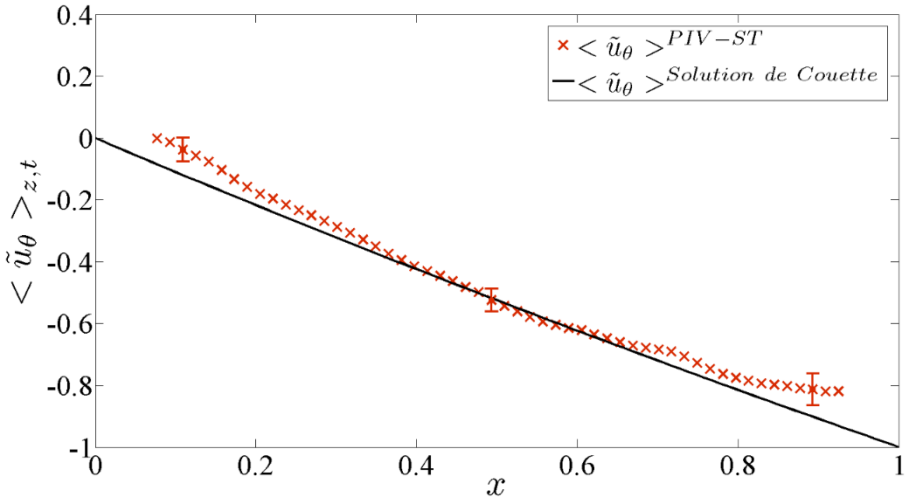

Figure 3.5: Comparaison des profils théorique et expérimental de la vitesse azimutale dans l'écoulement de base pour $Re_i = 0$ et $Re_o = -4368$.

Sur la figure 3.5 nous pouvons voir que les deux profils, théorique et expérimental, sont confondus au milieu du gap ($0{,}36 \lesssim x \lesssim 0{,}66$). En revanche au voisinage des parois, une erreur de mesure est observable. Au voisinage du cylindre intérieur la différence est en dessous de 7%. Par contre, au voisinage du cylindre extérieur, elle est plus grande, mais elle est en dessous de 11%. Le même comportement a été observé par Ravelet *et al*. [22], et Tokgoz *et al*. [44] quand seul le cylindre extérieur est en rotation à l'aide de mesures de vitesse par PIV stéréoscopique et PIV tomographique respectivement, pour un entrefer plus petit $\eta = 0{,}917$. La différence devient plus importante au voisinage du cylindre extérieur lorsque sa vitesse de rotation augmente. Cette différence pourrait aussi être liée à la faible résolution spatiale au voisinage des deux parois. Comme nous l'avons vu, une déviation est aussi présente près du cylindre intérieur alors que sa vitesse est nulle. Pour Tokgoz *et al*. [44], la différence ne dépasse pas 3,2% au voisinage du cylindre extérieur alors que pour nous elle est aux alentours de 11%. Dans notre cas, le cylindre extérieur tourne à une vitesse angulaire, $|\omega_o| = 8{,}79\ \mathrm{rad/s}$, alors que dans l'expérience de Tokgoz *et al*. [44] le cylindre extérieur tourne à une vitesse angulaire $\omega_o = 0{,}48\ \mathrm{rad/s}$, ($Re_o = 643$), beaucoup plus petite par rapport à celle de notre expérience. Nous notons alors que l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre extérieur induit l'augmentation de l'erreur à son voisinage.

Comme nous l'avons introduit en début de cette partie, nous avons aussi comparé d'autres profils théoriques et expérimentaux de la vitesse azimutale dans un écoulement de base en faisant tourner les deux cylindres en même temps. Comme notre étude est inscrite dans le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation, nous avons choisi une petite vitesse de rotation du cylindre intérieur dans le sens opposé en restant toujours dans l'écoulement de Couette stable. Cette vitesse a été fixée à $\omega_i = 2{,}07\ \mathrm{rad/s}$ correspondant à un nombre de Reynolds intérieur $Re_i = 823$. La comparaison des deux profils est illustrée sur la figure 3.6. La courbe en noir (ligne) représente le profil déterminé analytiquement et les croix en vert représentent les points obtenus expérimentalement en effectuant une moyenne en temps et en espace le long de la direction axiale. De même, les profils sont adimensionnés par la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o|$. Nous remarquons que les deux profils ne sont pas superposés au milieu de l'entrefer ($0{,}22 \lesssim x \lesssim 0{,}74$), alors que c'est le cas lorsque seul le cylindre extérieur est en rotation. Ceci peut être lié à la rotation des deux cylindres qui engendre plus de bruit expérimental. En revanche au voisinage de la paroi intérieure, les deux profils, analytique et expérimental, sont superposés alors que ce n'est pas le cas sur la figure 3.5 quand seul le cylindre extérieur est en rotation.

Dans le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation, une surface appelée surface nodale (ou surface neutre) sur laquelle la vitesse azimutale s'annule ($u_\theta = 0$) apparaît et sépare l'écoulement dans le la direction radiale en deux zones : une zone stable près du cylindre extérieur et une zone instable près du cylindre intérieur [74]. L'entrefer est donc séparé en deux zones, une zone située au voisinage du cylindre intérieur dont les vitesses sont proches à la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Nous notons que dans le deuxième cas (contra-rotation) l'erreur de mesure ne dépasse pas 2% au voisinage du cylindre intérieur, 12% au milieu de l'entrefer, et 11% au voisinage du cylindre extérieur.

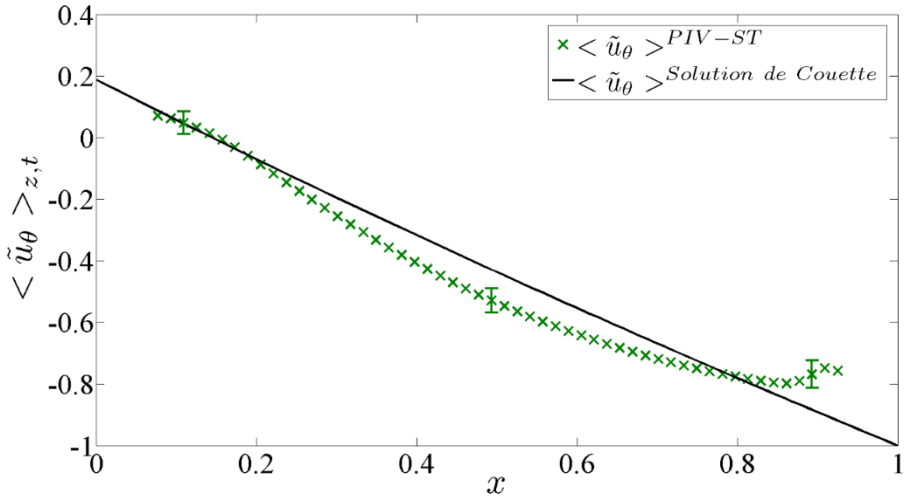

Figure 3.6 : Comparaison des deux profils théorique et expérimental de la vitesse azimutale dans un écoulement laminaire pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$.

Généralement, les résultats que nous avons obtenus expérimentalement par les mesures de vitesse par PIV stéréoscopique sont satisfaisants. Certes les points mesurés expérimentalement ne sont pas tout à fait superposés avec les profils analytiques, mais ces écarts peuvent être imputés au bruit expérimental surtout quand les deux cylindres sont en rotation comme nous l'avons vu sur le figure 3.6, et c'est le cas qui nous intéresse dans le cadre de ce travail.

3.2.1.2 Champs et profils moyens des vitesses axiale et radiale dans l'écoulement de base

Afin de mieux comprendre la forme de l'écoulement de base dans notre système, nous présentons le champ de vecteurs des deux composantes axiale et radiale de la vitesse. La figure 3.7 montre ce champ moyen en fonction de l'entrefer et le long de la direction axiale. Sur l'image nous observons un fort écoulement ascendant pour $x > 0{,}55$ (près voisinage du cylindre extérieur) et descendant plus faible pour $x < 0.3$ (près du cylindre intérieur). Le champ de ces deux composantes est compatible avec un champ produit par l'extrémité supérieure d'une cellule de recirculation tournant dans le sens positif. Dans notre cas l'écoulement a la même forme sur toute la hauteur de la zone de mesure, c'est-à-dire sur plus de 12 cm. Ceci signifie, que nous ne voyons aucune trace de l'autre extrémité de cette cellule ou d'une deuxième cellule tournant dans le sens opposé. Si cet écoulement correspond bien à une cellule de recirculation d'Ekman, celle-ci aurait donc une très grande extension axiale de sorte que si, une deuxième cellule devait être présente, elle serait beaucoup plus petite.

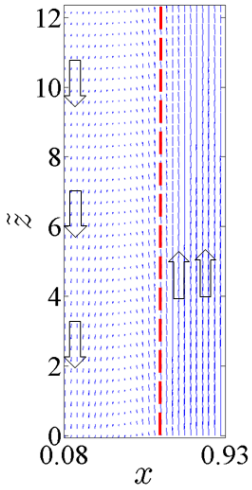

Figure 3.7 : Champ de vecteurs moyen des deux composantes axiale et radiale indiquant la présence d'un écoulement secondaire dans l'écoulement de Couette corculaire pour $Re_i = 823$ and $Re_o = -4368$.

A partir des champs moyennés en temps, nous avons ainsi vérifié les profils expérimentaux des vitesses axiale et radiale dans cet écoulement laminaire où seule la vitesse azimutale est supposée être différente de zéro (écoulement purement azimutal). Nous notons que nous parlons ici d'un régime laminaire sans aucune structure apparente. Les composantes axiale et radiale de la vitesse sont théoriquement nulles. Sur la figure 3.8 nous avons ajouté ces composantes sur la même figure que la vitesse azimutale afin de faciliter la comparaison des allures. De même comme nous l'avons fait pour la vitesse azimutale, les deux composantes axiale et radiale sont adimensionnées par la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o|$. Les profils représentés ici correspondent aussi à une moyenne temporelle et spatiale le long de la direction axiale. Les points en noir représentent le profil de la vitesse axiale, et les carrés en rouge représentent la vitesse radiale. Conformément aux champs de vitesse moyens, nous voyons que les deux vitesses, axiale et radiale, sont très faibles par rapport à la vitesse azimutale. Théoriquement ces deux composantes doivent être nulles dans l'écoulement circulaire de Couette mais elles ne le sont pas rigoureusement dans notre cas.

La présence de vitesses axiale et radiale faibles mais non nulles peut résulter du bruit expérimental ou correspondre à la trace d'une cellule due aux effets de bords. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, des cages ferment le système en haut et en bas. Ainsi les bords en haut et en bas sont attachés et tournent avec le cylindre extérieur. Au-dessus et en dessous du cylindre intérieur il existe donc un espace élargi par rapport à l'entrefer propice à la génération de cellules d'Ekman [43]. Il peut d'autant plus affecter l'écoulement quand le rapport d'aspect est petit et le rapport des rayons proche de 1 [75, 76]. L'effet de ces cellules a donc principalement été observé pour des systèmes de petits rapports d'aspect [44, 77, 78, 79, 80, 81]. L'ordre de grandeur de leur taille est donné par $\delta_E = (\nu/\Omega)^{1/2}$ [77] où ν est la viscosité et Ω une échelle de vitesse angulaire. Dans notre cas l'échelle de vitesse angulaire peut être remplacée par $(\omega_i - \omega_o)$ [77] et on obtient alors $\frac{\delta_E}{d} = \left[Re_i\left(\frac{1}{\eta} - 1\right) -\right.$

$Re_o(1-\eta)\Big]^{-1/2}$. Pour $Re_o = -4368$ et $Re_i = 823$, on obtient une épaisseur de cellules d'Ekman $\delta_E \sim 0.03 \times d$. D'après ce résultat les cellules devraient être très limitées dans notre système. Cependant, nos vitesses radiales et axiales sont différentes de zéro jusqu'au milieu du système indiquant des cellules s'étendant sur la totalité de la hauteur. Dans le cas de l'écoulement de Couette circulaire, Benjamin [82,83] indique que les effets de bords peuvent s'étendre sur toute la hauteur. D'ailleurs Cussatlegras et Le Gal [84] ont également observé des cellules d'Ekman s'étendant jusqu'à mi-hauteur dans un système de Couette-Taylor de grand rapport d'aspect $\Gamma_z = 60$ et de rapport des rayons $\eta = 0.9$. Il est donc possible que nous ayons des cellules d'Ekman dans notre dispositif expérimental qui, nous le rappelons est caractérisé par $\Gamma_z = 41$. Elles seraient dissymétriques et s'étendraient sur toute la longueur du système.

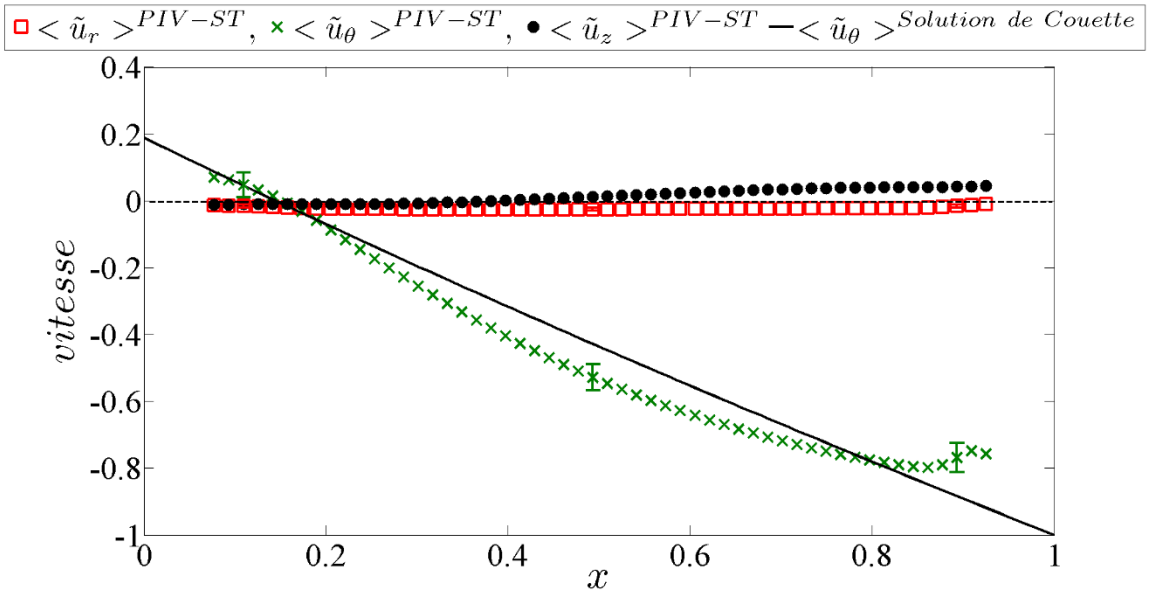

Figure 3.8 : Profils moyens des trois composantes de vitesse dans un écoulement laminaire pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$.

3.2.2 Profil moyen de la vitesse azimutale pour l'écoulement turbulent

D'après les visualisations, pour $Re_i = 2496$, l'écoulement est turbulent. Nous avons aussi tracé le profil moyen de la vitesse azimutale pour ce nombre de Reynolds en fonction de la position radiale. Ce profil correspond à une moyenne temporelle suivant le temps total d'acquisition et spatiale le long de la direction axiale. Il est aussi adimensionné par la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o|$. Ce profil est illustré sur la figure 3.9. Les points ronds en vert représentent les points expérimentaux, et la ligne noire continue représente le profil analytique de l'écoulement circulaire de Couette. Le comportement de ce profil expérimental est similaire aux résultats reportés dans la littérature pour les régimes turbulents [22, 23, 33, 44, 73, 85]. Il comporte un aplatissement au milieu du gap. Dans notre cas, comme la vitesse de rotation du cylindre extérieur $\omega_o = -8{,}79$ tr/s est plus grande en valeur absolue que celle du cylindre intérieur $\omega_i = 6{,}28$ tr/s, le plateau du profil est décalé au milieu vers les

valeurs négatives entre la surface nodale et le cylindre extérieur. Nous notons que la position de cette surface nodale pourra aussi être estimée à partir de ce profil. Dans ce cas elle se positionne à $x = 0{,}33$, ce qui implique que la zone d'écoulement tournant avec le cylindre intérieur est plus petite que celle qui tourne avec le cylindre extérieur.

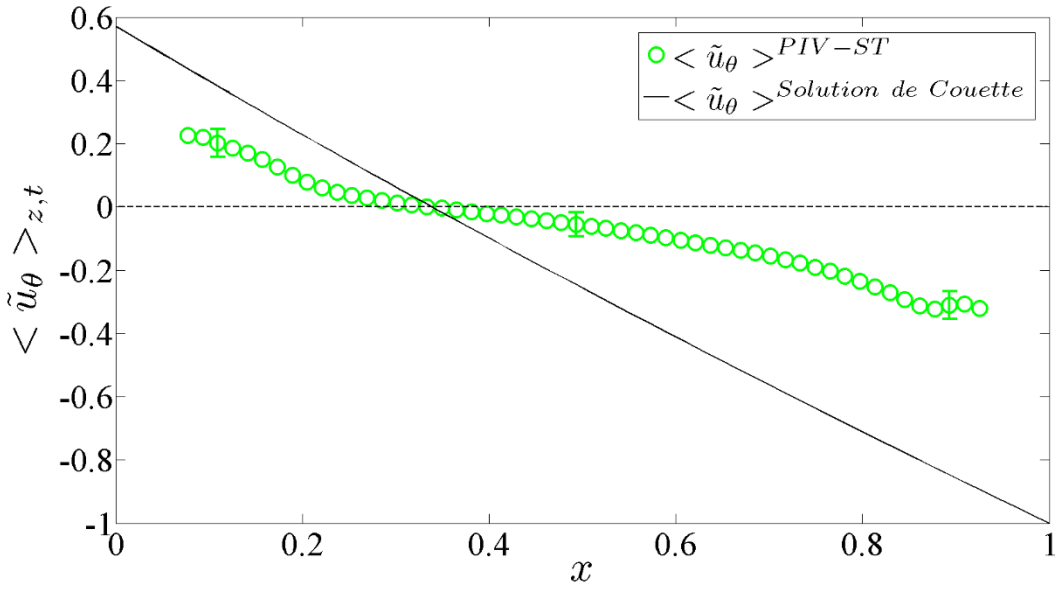

Figure 3.9 : Profil moyen de la vitesse azimutale dans l'écoulement turbulent pour $Re_i = 2496$ et $Re_o = -4368$. Les ronds en vert représentent les données expérimentales et la courbe en trait continu noir représente le profil de l'écoulement laminaire.

3.2.3 Profils moyens des vitesses axiale et radiale pour l'écoulement turbulent

Nous avons vu, dans la partie 3.2.1 de ce chapitre, que les deux composantes axiale et radiale ne sont pas nulles dans l'écoulement de base alors que l'écoulement de Couette circulaire est supposé être unidimensionnel. Comme nous l'avons discuté précédemment, ceci peut être lié à la présence de cellules d'Ekman qui induisent un écoulement secondaire s'étendant depuis les extrémités de l'entrefer. Dans le cas des écoulements turbulents les composantes radiale et axiale de la vitesse ne sont pas strictement égales à zéro.

Sur la figure 3.10, nous comparons les profils moyens des composantes axiale et radiale de la vitesse dans l'écoulement de base pour $Re_i = 823$ et dans l'écoulement turbulent pour $Re_i = 2496$. Sur la figure (a), les ronds en rouge et en vert correspondent aux profils moyens de la vitesse radiale pour $Re_i = 823$, et $Re_i = 2496$ respectivement. Et sur la figure (b), les points en noir et en vert correspondent aux profils moyens de la vitesse axiale pour $Re_i = 823$ et $Re_i = 2496$ respectivement. En comparant les allures de chaque composante, nous voyons que les profils de vitesses axiale et radiale de l'écoulement turbulent ont des allures similaires à ceux de l'écoulement laminaire. Les valeurs sont plus proches de zéro pour $Re_i = 2496$ que pour $Re_i = 823$. Si ces profils sont liés à la présence de cellules d'Ekman, celles-ci sont donc plus faibles dans le cas de l'écoulement turbulent.

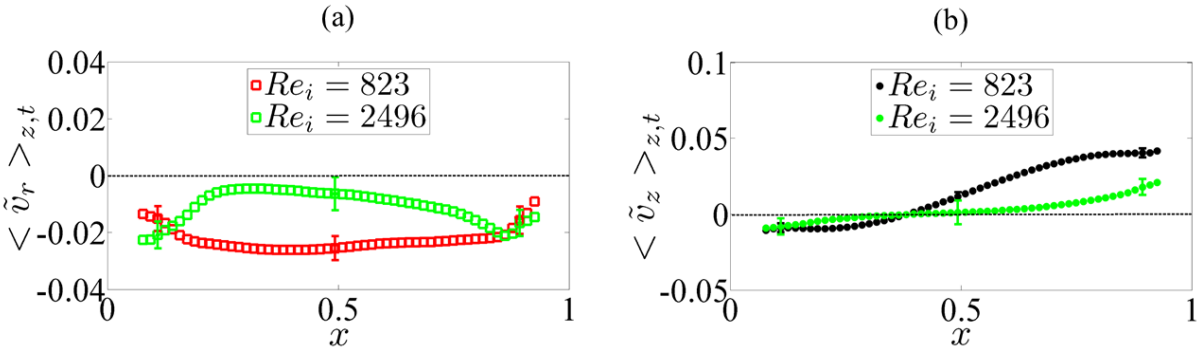

Figure 3.10 : Profils moyens de la vitesse (a) radiale et (b) axiale en fonction du gap pour $Re_i = 823$ dans l'écoulement de base et pour $Re_i = 2496$ dans l'écoulement turbulent, avec $Re_o = -4368$.

3.2.3 Fluctuations de vitesse

3.2.3.1 RMS de la vitesse dans l'écoulement de base.

Nous avons calculé l'écart type (*rms*) des fluctuations de vitesse pour l'écoulement de base en contra-rotation pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$. Les fluctuations sont déterminées à partir de la décomposition de Reynolds (Eq. 1.16) et les écarts types sont calculés en prenant la racine carrée des fluctuations au deuxième ordre (Eq. 1.17). Le résultat obtenu pour les trois composantes de la vitesse est présenté sur la figure 3.11 en fonction de la position radiale. Il s'agit des profils moyennés en temps et en espace le long de la direction axiale. Ils sont adimensionnés par la valeur absolue de la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o|$. Les croix en vert, les carrés en rouge et les points en noir représentent les rms des vitesses azimutale, radiale et axiale respectivement. Pour la vitesse azimutale, l'écart type atteint sa valeur maximale au voisinage du cylindre extérieur avec une valeur de 8,9% par rapport à la vitesse de rotation du cylindre extérieur. Au milieu du gap la valeur de l'écart type est aux alentours de 4% par rapport à la vitesse de rotation du cylindre extérieur. En revanche, au voisinage du cylindre intérieur, les valeurs sont comparées par rapport à la vitesse de rotation du cylindre intérieur u_i comme cette zone se trouve entre la surface nodale et le cylindre intérieur. L'écart type ne dépasse pas 2,9% dans cette zone. Pour les deux vitesses, axiale et radiale, l'écart type ne dépasse pas 1,3% et 2% respectivement au voisinage du cylindre extérieur, et 0,7% et 1% au milieu de l'entrefer respectivement. En revanche, l'écart type au voisinage du cylindre intérieur pour les vitesses axiale et radiale est de 6% et 6,2% respectivement.

Les valeurs sont plus grandes près du cylindre extérieur car sa vitesse de rotation est plus grande. Tokgoz *et al.* [44] ont aussi trouvé des écarts types plus grands au voisinage du cylindre extérieur pour les trois composantes de la vitesse quand seul le cylindre extérieur est en rotation.

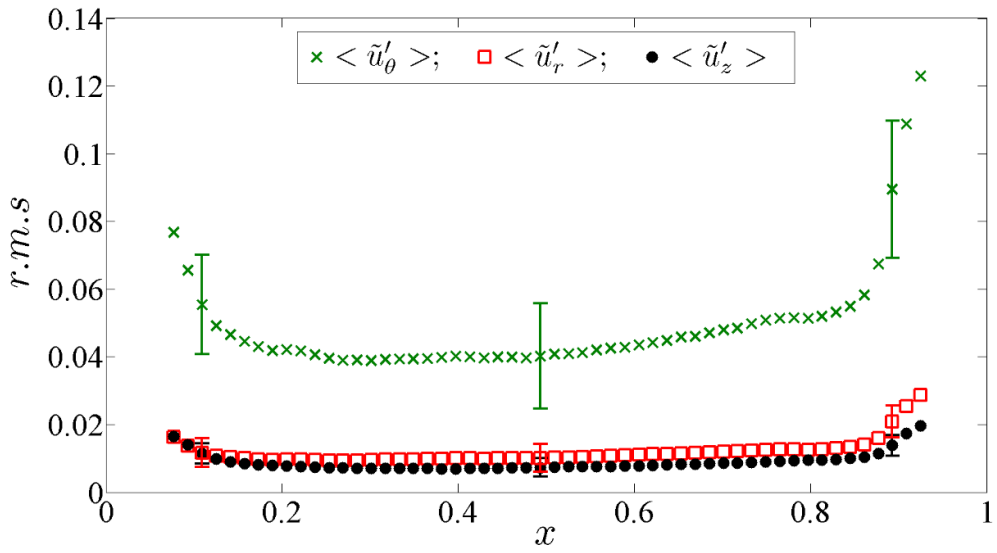

Figure 3.11 : RMS des fluctuations des trois composantes de la vitesse en fonction de x pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$.

3.2.4.2 RMS de la vitesse dans l'écoulement turbulent

Nous avons calculé les fluctuations des trois composantes de la vitesse pour le régime turbulent à $Re_i = 2496$. Nous avons comparé les profils ainsi obtenus avec ceux obtenus pour l'écoulement de base à $Re_i = 823$. La figure 3.12 présente les profils des fluctuations des trois composantes de vitesse pour les écoulements laminaire et turbulent. Nous avons gardé les mêmes symboles ainsi que les mêmes couleurs que ceux utilisés dans la partie précédente pour chaque composante et chaque nombre de Reynolds. Généralement, pour $Re_i = 2496$, les fluctuations deviennent plus importantes dans l'entrefer comme l'écoulement devient turbulent. Pour les deux composantes axiale et radiale, figure (3.12. a) et (3.12. b) les fluctuations sont plus importantes au centre par rapport aux zones situées au voisinage des deux cylindres. En revanche, les fluctuations de la vitesse azimutale illustrées sur la figure (3.12. c) sont plus élevées au voisinage des deux cylindres et plus particulièrement près du cylindre intérieur. Cette distribution de fluctuations peut être expliquée de la manière suivante. L'écoulement turbulent est caractérisé par l'absence de structures à grande échelle et la présence de structures désordonnées aux petites échelles. La présence de ces petites structures induit des fluctuations plus importantes identifiées sur l'allure de ces deux composantes. Concernant les fluctuations de la vitesse azimutale, nous avons trouvé que les zones au voisinage des parois sont plus fluctuantes qu'au milieu de l'entrefer. Nous notons que les structures se forment près du cylindre intérieur et disparaissent près du cylindre extérieur. Cependant ces deux mécanismes peuvent être responsables de cette distribution de fluctuations de la vitesse azimutale. Dong [23] a retrouvé numériquement la même distribution pour $Re_i = -Re_o = 4000$ dans un régime similaire. Les fluctuations de la vitesse azimutale sont plus importantes près du cylindre intérieur car sa vitesse de rotation est plus grande que celle du cylindre extérieur. La vitesse dans la zone au voisinage de la paroi intérieure est plus grande que celle près de la paroi

extérieure. Nous pouvons aussi remarquer la superposition des profils de fluctuations pour les deux composantes azimutale et radiale à $Re_i = 823$ et $Re_i = 2498$ pour $x \geq 0{,}89$. Nous rappelons que la vitesse de rotation du cylindre extérieur est toujours la même ($Re_o = -4368$), ce qui explique les mêmes fluctuations dans les deux régimes près de cette paroi extérieure. En revanche, pour la composante axiale nous avons constaté que les fluctuations près du cylindre extérieur ont augmenté par rapport à $Re_i = 823$ alors que dans l'écoulement moyen (figure 3.14. b) la vitesse est devenue plus grande. Ceci pourrait traduire la présence d'un écoulement axial dans cette zone. Dans le chapitre 4 nous suivrons l'évolution de ces composantes pour des nombres de Reynolds intérieur Re_i plus grands afin de caractériser cet écoulement turbulent dans le système de Couette-Taylor.

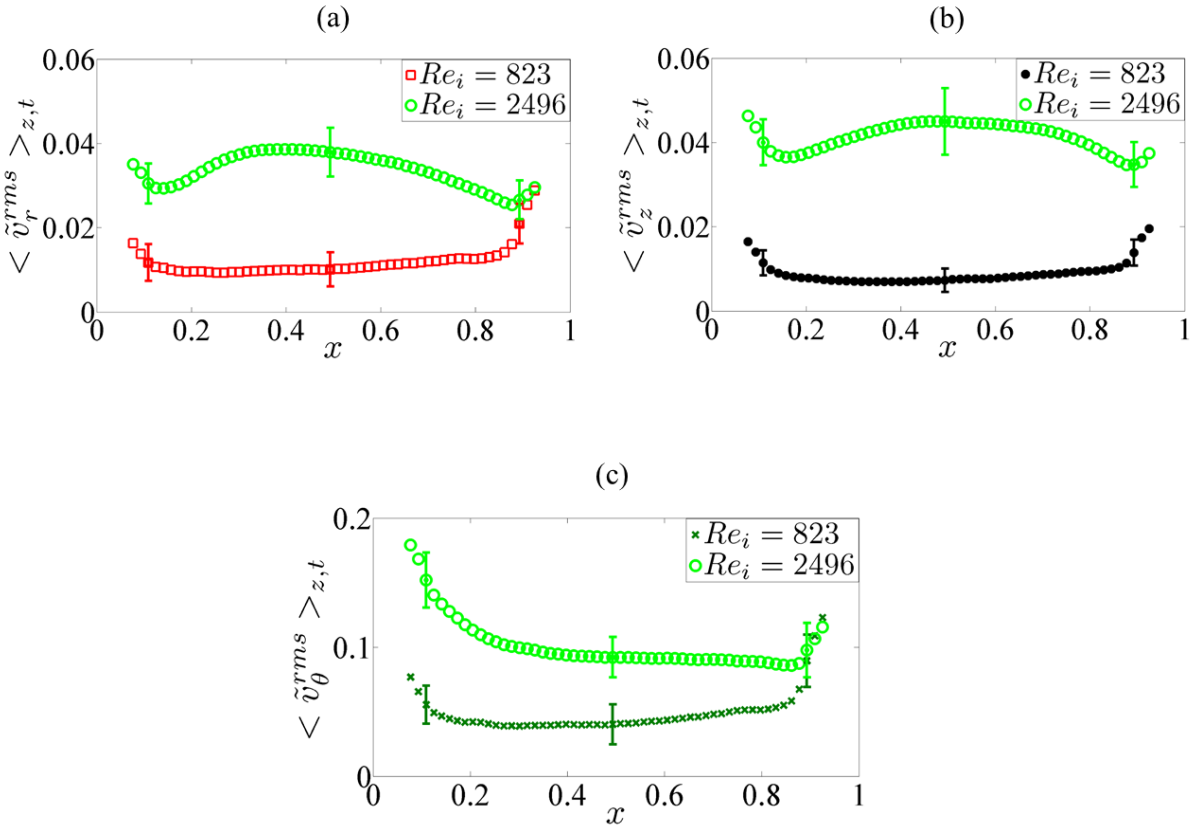

Figure 3.12 : Comparaison des rms (root mean square) des fluctuations des trois composantes de la vitesse entre $Re_i = 823$ et $Re_i = 2496$: (a) fluctuations de la vitesse radiale, (b) fluctuations de la vitesse axiale, et (c) fluctuations de la vitesse azimutale.

3. 2. 4 Régimes transitoires vers la turbulence et turbulence

Afin de tester la fiabilité de nos mesures de vitesse par PIV stéréoscopique, nous avons réalisé des mesures de vitesse pour les régimes d'écoulement observés par visualisation lors de la transition vers la turbulence. Comme nous l'avons rappelé dans le deuxième chapitre, dans le système de Couette-Taylor, quand les deux cylindres sont en contra-rotation l'écoulement de

Couette laminaire devient turbulent en passant par des régimes de coexistence laminaire-turbulente [7, 13, 14, 15, 16, 17]. Nous avons réalisé des séries d'acquisitions pour ces régimes. Pour ceci nous avons augmenté le nombre de Reynolds intérieur au-delà de $Re_i = 823$ en gardant toujours le nombre de Reynolds extérieur fixé à $Re_o = -4368$.

3.2.3.1 Diagrammes spatio-temporels de vitesse

Pour identifier la nature du régime de l'écoulement, nous avons construit des diagrammes spatio-temporels le long de la direction axiale. Ces diagrammes correspondent aux vitesses axiale et radiale au voisinage du cylindre intérieur à $x = 0{,}1$ et au milieu du gap à $x = 0{,}5$. Ces diagrammes sont présentés sur la figure 3.13 pour la vitesse radiale, et sur la figure 3.14 pour la vitesse axiale. L'axe des abscisses représente le temps et celui des ordonnées représente la position axiale. La position axiale est adimensionnée par la largeur du gap d et le temps est adimensionné par (d^2/ν) avec ν la viscosité cinématique du fluide. Sur les deux figures, l'image (a) à gauche représente les diagrammes spatio-temporels pour $Re_i = 1098$. Le régime d'écoulement représenté sur les figures (3.13. a) et (3.14. a) correspond au régime de la pirale turbulente : le régime de coexistence laminaire-turbulent sous la forme d'une hélice de turbulence s'enroulant autour du cylindre intérieur dans un écoulement par ailleurs laminaire. Comme on peut le voir, cette spirale turbulente a une dynamique spatio-temporelle bien organisée en temps et en espace. Prigent *et al*. [16] ont étudié en détail ce régime en fonction des paramètres de contrôle $(Re_o,\ Re_i)$. Ils ont indiqué que l'espacement entre les bandes turbulentes diminue en augmentant Re_i ce qui implique que le nombre de ces bandes augmente dans l'entrefer. Cette spirale turbulente n'est présente dans l'écoulement que pour des rapports d'aspect axial $\Gamma_z \geq 40d$ [16]. Nous pouvons aussi voir en comparant les deux figures que la vitesse axiale est plus importante que la vitesse radiale. Ceci pourra être expliqué par le fort écoulement axial généré par le passage de la spirale du haut vers le bas ou l'inverse.

Nous avons continué à augmenter le nombre de Reynolds intérieur afin d'atteindre le régime identifié comme « featurless turbulence » sur le diagramme d'Andereck *et al*. [13]. Ce régime est caractérisé par l'absence de structures cohérentes à grande échelle dans l'écoulement. De même, sur les deux figures (3.13. b) et (3.14. b) nous présentons des diagrammes spatio-temporels des composantes, radiale au milieu du gap à $x = 0{,}5$ et, axiale au voisinage du cylindre intérieur à $x = 0{,}1$ respectivement. Aucune trace de structures cohérentes n'est visible sur les images, ce qui signifie que nous avons atteint le régime pleinement turbulent, où seulement les structures aux petites échelles sont présentes. Nous reviendrons dans la suite sur cet écoulement turbulent afin de répondre à plusieurs questions sur sa nature.

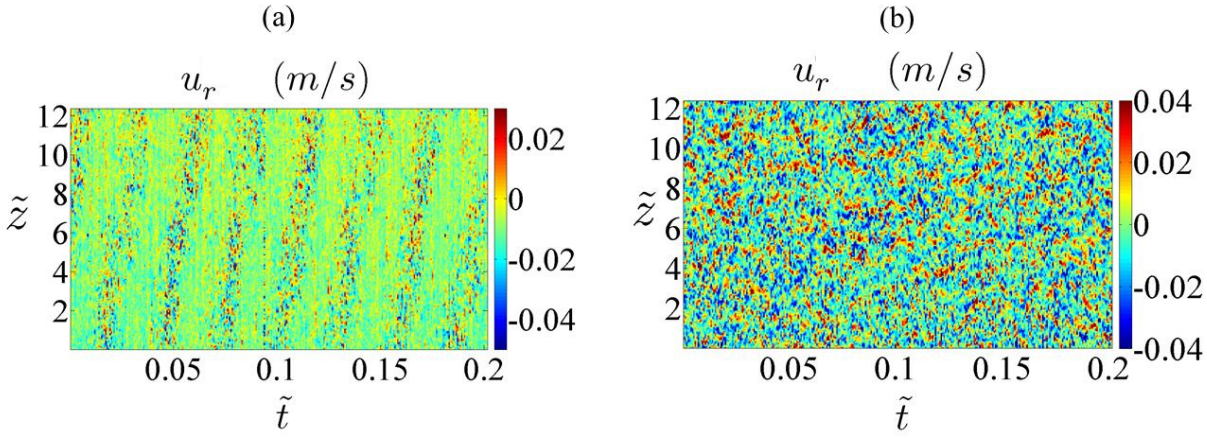

Figure 3.13 : Diagrammes spatio-temporels de la vitesse radiale au milieu du gap à $0{,}5d$ pour (a) $Re_i = 1098$, et (b) $Re_i = 2496$, correspondant à $Re_o = -4368$.

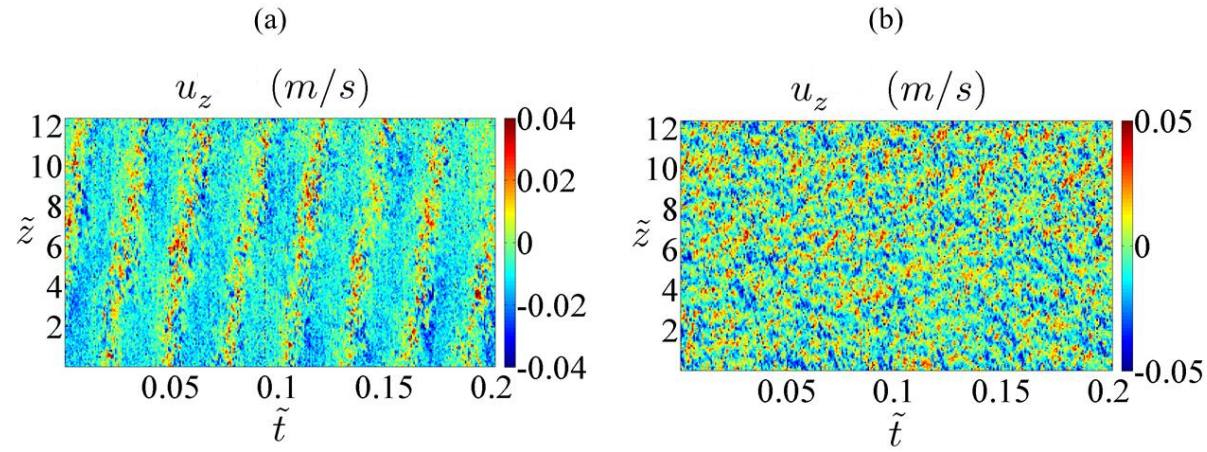

Figure 3.14 : Diagrammes spatio-temporels de la vitesse axiale au voisinage du cylindre intérieur à $0{,}1d$ pour (a) $Re_i = 1098$, et (b) $Re_i = 2496$, correspondants à $Re_o = -4368$.

Pour $Re_i = 1098$, à l'aide de l'analyse spectrale de ces diagrammes spatio-temporels, nous avons déterminé la fréquence principale dans l'écoulement correspondante au motif de la spirale turbulente. Nous avons donc trouvé une fréquence $\tilde{f} \simeq 0{,}15$. Nous rappelons qu'à l'aide des séries de visualisation par Kalliroscope dans la section 3.1 pour le même régime de la spirale turbulente, nous avons trouvé une fréquence $\tilde{f} \simeq 0{,}05$ et $\tilde{f} \simeq 0{,}25$ pour un nombre de Reynolds plus petit, $Re_i = 971$ et plus grand, $Re_i = 1248$ respectivement.

Pour conclure, nous avons tracé le profil moyen de la vitesse azimutale en fonction de la direction radiale. Nous avons ensuite calculé les champs de la vitesse pour $Re_i = 2496$ et

reconstruit des diagrammes spatio-temporels permettant d'identifier la nature des régimes d'écoulement. Les résultats obtenus qui sont illustrés sur les figures (3.13. b), (3.14. b) et (3.9) montrent l'écoulement turbulent. Les diagrammes spatio-temporels indiquent la présence de structures désordonnées aux petites échelles. Andereck *et al.* [13] ont identifié l'écoulement turbulent comme un régime désordonné sans aucune structure cohérente. Ils indiquent que les échelles dominantes dans l'écoulement pour des grands Re_i sont plus petites que la taille de l'entrefer ($< d$). Cet écoulement a été identifié comme « featurless turbulence ». Dong [23] a étudié ce régime numériquement pour un entrefer plus large ($\eta = 0{,}5$) et pour le cas où les vitesses de rotation des deux cylindres sont égales en valeur absolue ($Re_i = -Re_o$), c'est-à-dire en contra-rotation exacte. Dans son étude basée sur des champs moyens de la vitesse, il n'indique pas la présence de structures à grande échelle dans l'écoulement. Plus récemment, Tokgoz *et al.* [44] ont aussi étudié ce régime pour $Re_o = -2900$ et $Re_i = 1850$ avec un entrefer plus petit $\eta = 0{,}917$ à l'aide de mesures de vitesse par PIV tomographique. De même, ils n'ont observé aucune trace de structures cohérentes dans leur écoulement turbulent. Nos résultats sont donc similaires à ces différents travaux antérieurs.

3. 3 Les mesures par LDV

Comme nous l'avons effectué pour les mesures de vitesse par PIV nous avons aussi vérifié la fiabilité des mesures de vitesse par LDV. Pour ceci, nous avons réalisé des séries de mesures dans l'écoulement de base afin de comparer les deux profils, de Couette circulaire et expérimental. Les mesures ont été faites pour une position axiale située à quelques centimètres au-dessus de la mi-hauteur du dispositif.

Lors de la validation des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique, nous avons trouvé que le profil expérimental et le profil de Couette circulaire ne sont pas parfaitement superposés au milieu pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$ (figure 3.6). La différence entre ces deux profils peut être liée au bruit généré par la rotation des cylindres qui est d'autant plus important quand les deux tournent en même temps. Ce bruit expérimental augmente pour les grandes vitesses de rotation. Pour ceci nous avons étudié les effets de la rotation des deux cylindres sur l'écoulement de base laminaire à l'aide des mesures de vitesse par LDV. Ceci nous a permis de tester les effets de la rotation indépendamment de la méthode de mesure. La figure 3.15 présente la comparaison entre de la solution de Couette et les profils expérimentaux dans l'écoulement de base pour des différentes vitesses de rotation. Les profils en rouge et les croix en noir représentent les courbes analytiques et expérimentales respectivement. La figure (a) correspond à un cas où seul le cylindre intérieur est en rotation avec une petite vitesse ($Re_i = 79$ et $Re_o = 0$). Nous pouvons voir que les points de mesures obtenus expérimentalement sont confondus avec le profil analytique de Couette circulaire. La technique de mesure par LDV et la procédure suivie dans nos expériences sont donc fiables. Pour cette configuration nous notons que les profils sont adimensionnés par u_i. Dans la suite nous avons changé la configuration en ne faisant tourner que le cylindre extérieur avec une petite vitesse de rotation ($Re_i = 0$ et $Re_o = 433$). Le résultat est présenté sur la deuxième figure (b). De même, les points de mesures sont

en très bon accord avec le profil analytique. Nous notons donc que pour des petites vitesses de rotation des deux cylindres intérieur et extérieur les profils de la vitesse azimutale sont confondus avec la solution analytique de Couette. Ce résultat confirme aussi la fiabilité de mesures de vitesses par LDV dans notre système de Couette-Taylor.

Dans notre étude nous nous intéressons à des régimes turbulents pour des vitesses de rotation plus élevées. Nous avons aussi comparé le profil expérimental avec la théorie pour des vitesses de rotation du cylindre extérieur dans l'écoulement de base. Dans un premier temps, nous avons étudié le cas où seul le cylindre extérieur est en mouvement ($Re_i = 0$ et $Re_o = -4368$). Après, nous avons comparé le profil de l'écoulement de Couette circulaire et le profil expérimental dans le cas où les deux cylindres sont en contra-rotation pour $Re_i = 823$. Ces deux comparaisons sont présentées sur les figures (c) et (d) respectivement. Pour les deux cas, nous pouvons clairement remarquer sur la figure que les points de mesure ne sont pas superposés avec les profils analytiques. Ils sont écartés de plus en plus au milieu du gap. Ce résultat est similaire à celui obtenu à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique présenté sur la figure 3.6. Nous avons ainsi trouvé une différence entre la solution analytique de Couette et le profil expérimental au milieu de l'entrefer. Des résultats similaires ont été obtenus expérimentalement par Burin *et al.* [73] dans l'écoulement de base à l'aide des mesures de vitesse par LDV, et par Ravelet *et al.* [22] à l'aide de mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Coles et Van Atta [86] ont expliqué que la différence entre les deux profils analytique et expérimental est liée à la forte rotation du cylindre extérieur qui génère plus de bruit au milieu du gap. Nous rappelons que dans notre cas la vitesse de rotation du cylindre extérieur est aussi grande.

Nous avons vu à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique où seul le cylindre extérieur est en rotation (même nombre de Reynolds $Re_o = -4368$) que les deux profils théorique et expérimental sont superposés au milieu du gap alors que ce n'est pas le cas pour les mesures de vitesse par LDV. Ces deux différents résultats entre les deux techniques peuvent être liés à la moyenne spatiale supplémentaire calculée pour les mesures par PIV stéréoscopique, alors que par LDV les mesures sont ponctuelles et seule la moyenne temporelle est prise en compte. En revanche quand les deux cylindres sont en contra-rotation pour $Re_i = 823$ et $Re_o = -4368$, nous avons trouvé une différence entre les deux profils théorique et expérimental au milieu du gap à l'aide des deux techniques de mesures utilisé dans ce travail de thèse.

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

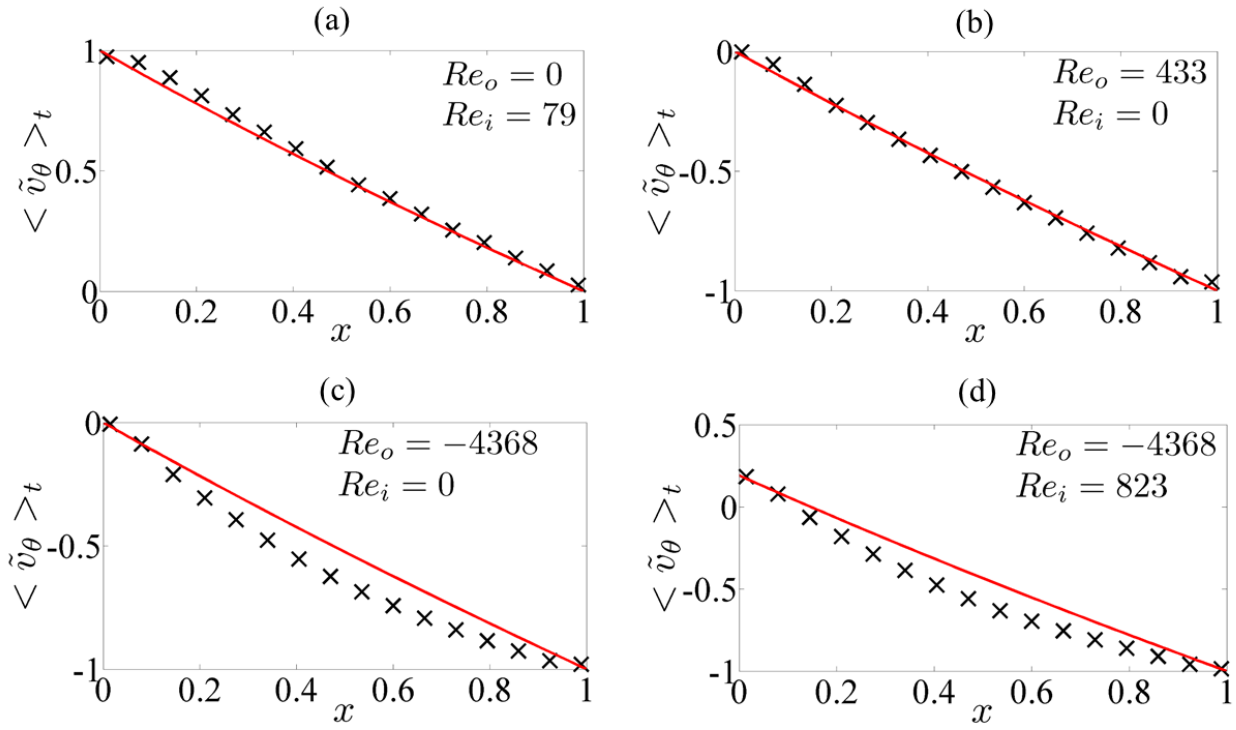

Figure 3.15 : Comparaison entre les deux profils théorique et expérimental de la vitesse azimutale à l'aide des mesures par LDV pour des différents nombres de Reynolds dans l'écoulement de base.

Conclusion

Pour conclure, dans ce chapitre nous avons vérifié la fiabilité des trois techniques expérimentales utilisées dans ce travail de thèse. La validation des données expérimentales obtenues a été faite en comparant les résultats avec la théorie pour les deux techniques de mesures de vitesse. Nous avons comparé les profils de la vitesse azimutale obtenus expérimentalement avec la solution de Couette. Pour la technique de visualisation nous avons comparé nos résultats avec différents travaux trouvés dans la littérature [6, 7, 13, 16], en se basant essentiellement sur les diagrammes spatio-temporels qui permettent d'identifier la nature de l'écoulement en fonction des nombres de Reynolds. Nous avons aussi reconstruit des diagrammes spatio-temporels à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique. Ils nous permis de retrouver les régimes d'écoulement à partir des mesures de vitesse.

Généralement les trois techniques que nous avons utilisées ont abouti à des résultats très satisfaisants qui sont en cohérence avec la littérature. Nous sommes donc confiants quant à la qualité de nos mesures et avons de ce fait pu utiliser sans crainte ces techniques pour la suite.

Chapitre 4 : Emergence de structures cohérentes dans le régime turbulent

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de l'étude expérimentale des régimes turbulents pour $2496 \leq Re_i \leq 13868$ en gardant toujours $Re_o = -4368$. L'écoulement se trouvant dans cette zone est encore non exploré sur le diagramme établi par Andereck *el al*. [13].

4. 1 Vitesses

4. 1. 1 Champs moyens de la vitesse

Dans le chapitre précédent nous avons identifié un régime pleinement turbulent à $Re_i = 2496$ similaire au régime turbulent identifié comme « featurless turbulence » par Andereck *et al*. [13]. Sur les deux figures 3.13 et 3.14 nous avons représenté les diagrammes spatio-temporels de la vitesse radiale et axiale à $x = 0{,}5$ et $x = 0{,}1$ respectivement. Sur ces figures nous n'avons identifié la trace d'aucune structure cohérente dans cet écoulement. Les images indiquent un écoulement turbulent désordonné. La figure 4.1 présente les champs moyennés en temps des trois composantes de la vitesse pour ce régime. Les images a, b et c représentent les champs moyens de la vitesse azimutale, axiale et radiale respectivement. Sur l'image (a) nous voyons que la distribution de la vitesse azimutale est asymétrique avec des valeurs se trouvant entre $u_o < u_\theta < u_i$, avec $u_o \approx -0.43$ m/s, et $u_i \approx 0{,}25$ m/s sont les vitesses de rotation des cylindres extérieur et intérieur respectivement. Cette asymétrie est liée à la formation des couches limites près des deux parois intérieure et extérieure comme nous l'avons vu sur le profil moyen de la vitesse azimutale présenté sur la figure 3.9. Sur les images (b) et (c), nous voyons que les vitesses axiale et radiale sont présentes dans l'écoulement mais sont très faibles par rapport à la vitesse azimutale. La vitesse axiale est plus grande au voisinage des deux parois, en revanche la vitesse radiale est plus grande au milieu du gap. Nous constatons donc que l'écoulement est devenu tridimensionnel ce qui pourra être expliqué par la présence de structures dans le gap. En tenant comptes des champs moyens des vitesses ainsi que des diagrammes spatio-temporels illustrés sur les figures 3.13. b, 3.14. b, 3.1. f et 3.3. d nous constatons que l'écoulement est turbulent et contient des petites structures avec différentes échelles. Dans la suite nous décrivons l'état de l'écoulement pour des nombres de Reynolds intérieurs Re_i au-delà de ce régime pleinement turbulent, jusqu'à $Re_i = 13868$.

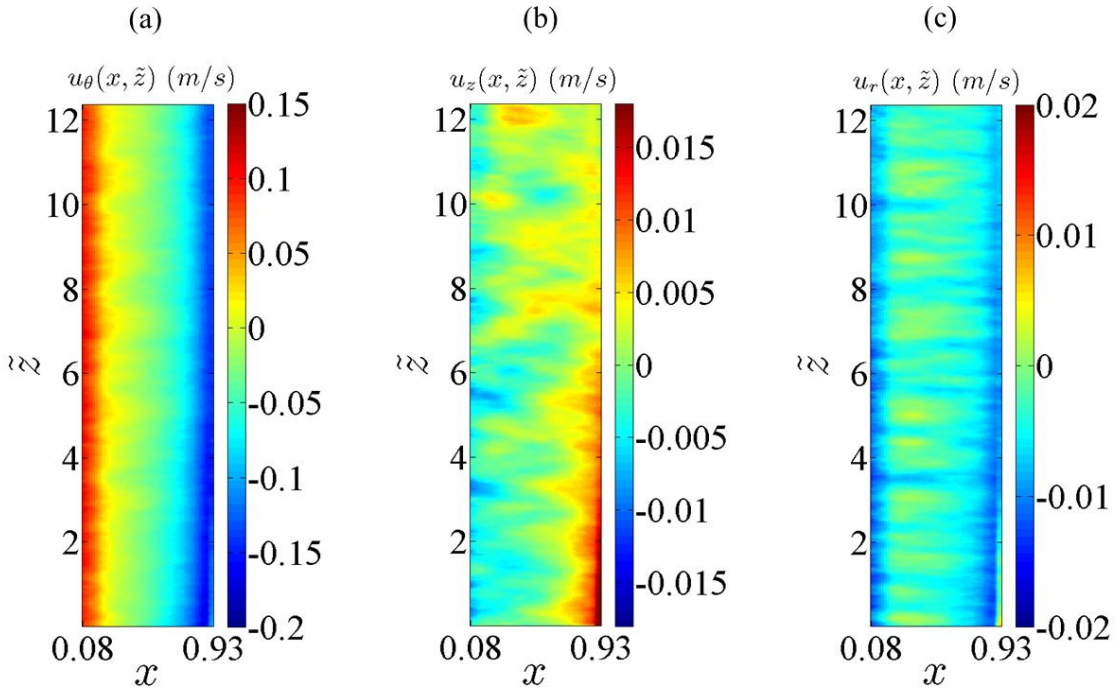

Figure 4.1 : Champs de vitesse moyennés en temps pour $Re_i = 2496$, et $Re_o = -4368$: (a) de la vitesse azimutale, (b) vitesse axiale et (c) radiale.

La figure 4.2 illustre les champs moyens des trois composantes de la vitesse pour $Re_i = 3494$. Ces images montrent que le régime pleinement turbulent disparaît et qu'un motif commence à s'organiser dans l'écoulement turbulent. L'image (a) présente le champ moyen de la vitesse azimutale avec des valeurs qui se trouvent entre $u_o < u_\theta < u_i$, avec $u_i = 0{,}35$ m/s. A partir de cette distribution de la vitesse azimutale, nous pouvons observer la trace de structures cohérentes le long de la direction axiale localisées au milieu de l'entrefer. Les deux images (b) et (c) de la figure présentent les champs moyens de la vitesse axiale et radiale respectivement. La vitesse axiale est nulle au milieu de l'entrefer, par contre elle présente une variation entre des valeurs positives et négatives le long de la direction axiale au voisinage des deux cylindres. En revanche, la vitesse radiale est plus importante au milieu de l'entrefer et varie aussi entre des valeurs positives et négatives. Les champs de ces deux composantes axiale et radiale indiquent l'émergence de structures organisées dans l'écoulement sous forme de paires de rouleaux contra-rotatifs. Si nous prenons comme exemple la distance située entre $5 < \tilde{z} < 7$, sur le champ moyen de la vitesse radiale nous pouvons observer un écoulement sortant vers le cylindre extérieur (en rouge) aux alentours de $\tilde{z} = 5$ et $\tilde{z} = 7$, et un deuxième écoulement entrant vers le cylindre intérieur (en bleu) aux alentours de $\tilde{z} = 6$. De même, sur le champ moyen de la vitesse axiale, nous voyons aussi entre $6 < \tilde{z} < 7$ que la vitesse est positive près du cylindre intérieur (écoulement ascendant), par contre elle est négative près du cylindre extérieur (écoulement descendant). En revanche pour $5 < \tilde{z} < 6$, la vitesse est négative près du cylindre intérieur (écoulement descendant) et elle est positive près du cylindre extérieur (écoulement ascendant). Nous constatons donc que pour ce $\Delta\tilde{z} = 2$, une paire de rouleaux contra-rotatifs est présente. A partir de ces champs de vitesse nous pouvons donc caractériser

l'écoulement par la présence de structures identifiées comme des rouleaux turbulents du fait de la présence de fluctuations périodiques en espace.

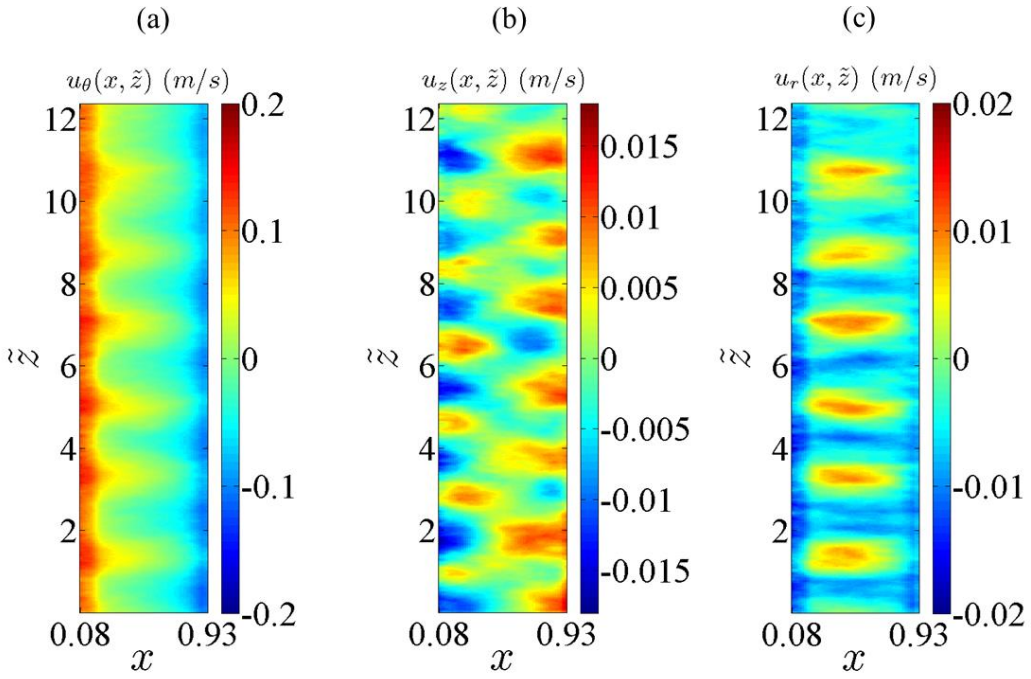

Figure 4.2 : Champs de vitesse moyennés en temps pour $Re_i = 3494$ et $Re_o = -4368$: (a) vitesse azimutale, (b) vitesse axiale et (c) vitesse radiale.

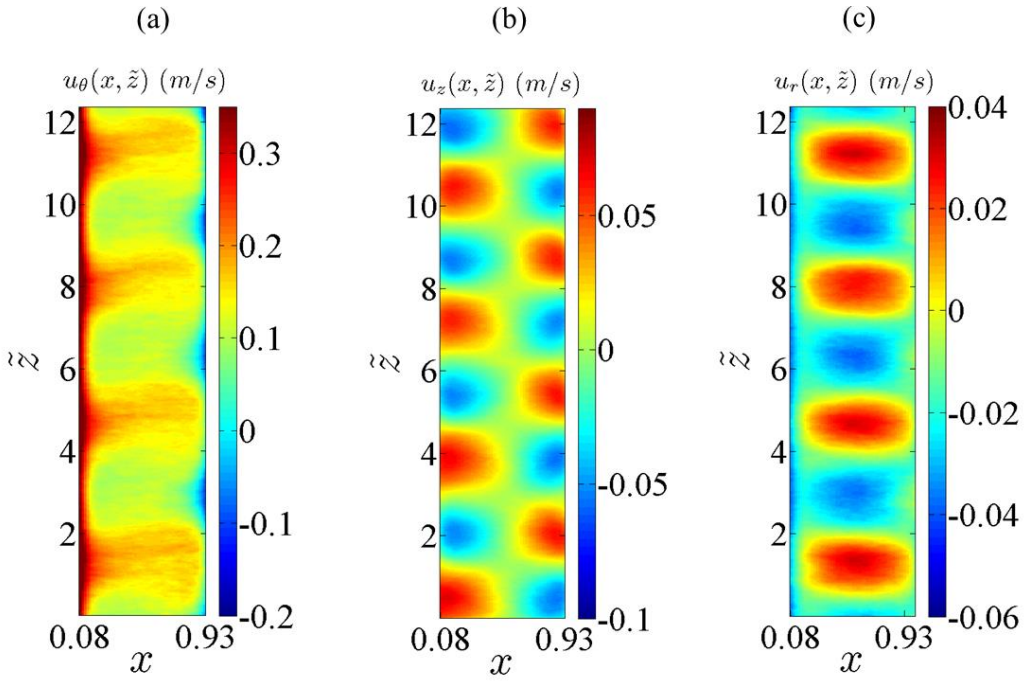

Figure 4.3 : Champs de la vitesse moyennés en temps pour $Re_i = 7489$ et $Re_o = -4368$. (a) vitesse azimutale, (b) vitesse axiale et (c) vitesse radiale.

En augmentant Re_i, les rouleaux turbulents sont toujours présents dans l'écoulement. La figure 4.3 illustre les champs moyens des trois composantes de la vitesse pour $Re_i = 7489$. Sur l'image (a) représentant le champ moyen de la vitesse azimutale nous voyons que les valeurs de la vitesse azimutale se trouvent entre $u_o < u_\theta < u_i$, avec $u_i \approx 0{,}75\ \mathrm{m/s}$. Sur les images (b) et (c) correspondant aux champs moyens de la vitesse axiale et radiale, nous remarquons que des rouleaux turbulents sont présents. Concernant la vitesse radiale nous retrouvons aussi les deux écoulements entrants et sortants vers le cylindre intérieur et extérieur respectivement. En comparant les deux figures 4.2 et 4.3, nous remarquons que le nombre de zones où les composantes axiale et radiale de la vitesse sont non nulles diminue, ce qui indique que le nombre de rouleaux a diminué le long de la direction axiale pour $Re_i = 7489$.

En continuant encore à augmenter Re_i, la distribution da la vitesse change de comportement dans l'entrefer. La figure 4.4 illustre les champs moyennés en temps de la vitesse pour $Re_i = 13868$. Sur l'image (a) représentant le champ moyen de la vitesse azimutale se trouvant entre $u_o < u_\theta < u_i$, avec $u_i \approx 1{,}39\ \mathrm{m/s}$, nous pouvons clairement voir la forme de trois paires de rouleaux le long de la direction axiale, alors qu'ils étaient moins visibles pour $Re_i = 3494$ et $Re_i = 7489$ sur les champs moyens de cette composante. En estimant la taille de ces rouleaux turbulents, nous avons trouvé que leurs tailles dans l'entrefer et le long de la direction axiale sont aux alentours de $\Delta x \approx 0{,}87$ et $\Delta \tilde{z} \approx 1{,}77$ respectivement. Sur les deux images (b) et (c) illustrant les champs moyens de la vitesse axiale et radiale respectivement,

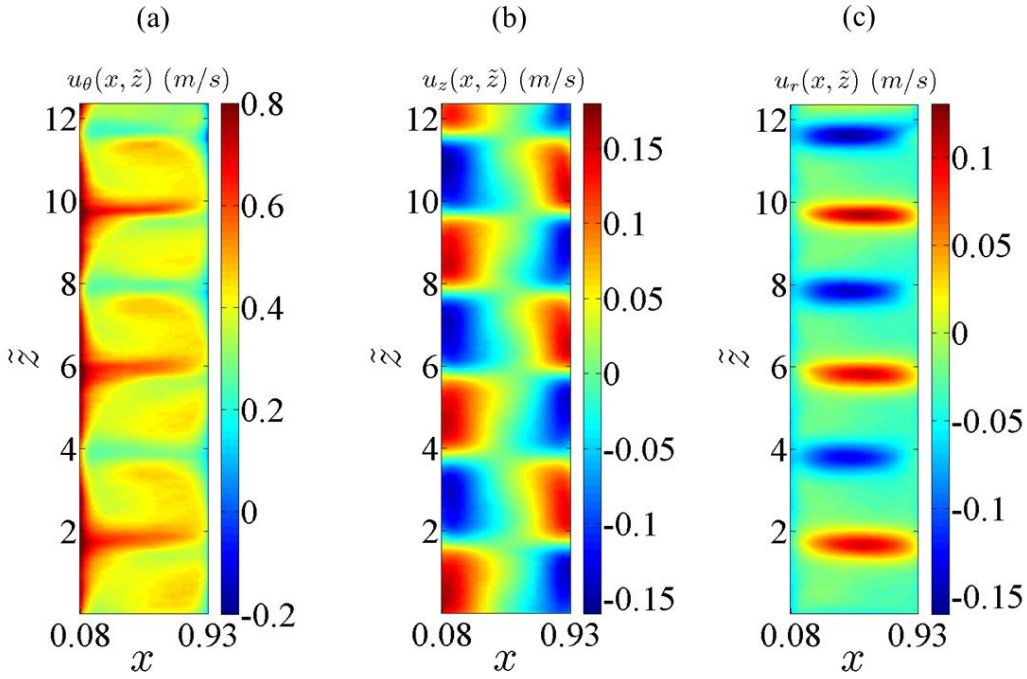

Figure 4.4 : Champs de la vitesse moyennés en temps pour $Re_i = 13868$ et $Re_o = -4368$. (a) vitesse azimutale, (b) vitesse axiale et (c) vitesse radiale.

nous retrouvons les paires de zones positives et négatives. Pour la vitesse axiale la largeur des zones des écoulements ascendants et descendants est la même dans la direction axiale ($\Delta\tilde{z} \approx 1{,}765$). Cette largeur est similaire à celle estimée pour la taille des rouleaux dans la même direction.

A partir de ces observations, nous pouvons constater encore que le nombre de rouleaux dans la direction axiale a diminué. Nous passons de quatre paires de rouleaux de $Re_i = 7489$ à trois paires à $Re_i = 13868$.

4. 1. 2 Profils moyens de la vitesse azimutale

A partir des champs moyennés en temps de la vitesse azimutale présentés dans la section précédente, nous avons calculé et tracé les profils moyennés en temps et en espace le long de la direction axiale, en fonction de la position radiale. La figure 4.5 compare ces profils pour les

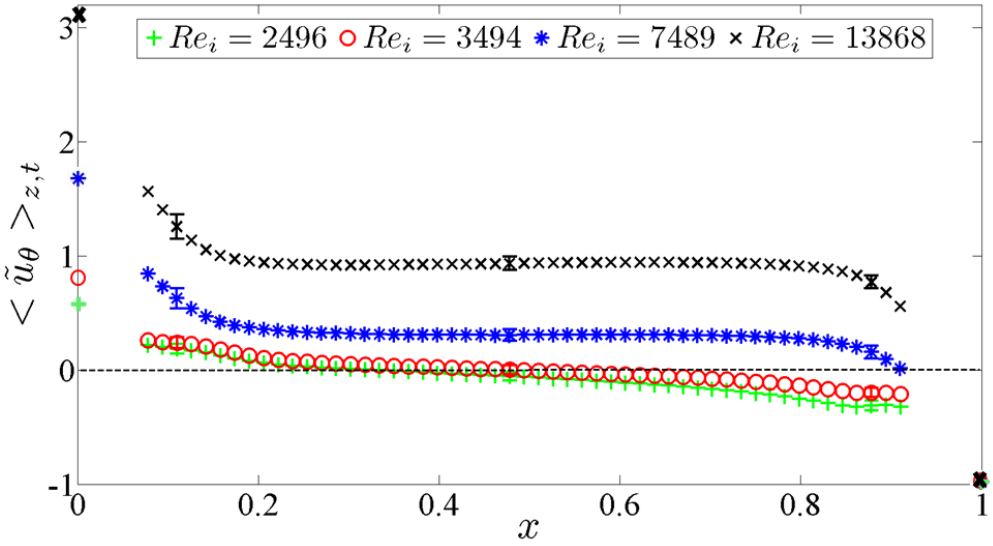

Figure 4.5 : Comparaison des profils moyennés en temps et en espace de la vitesse azimutale en fonction du gap pour $Re_o = -4368$ à l'aide des mesures de vitesse par PIV-stéréoscopique.

Re_i correspondants aux différents régimes observés à partir du régime pleinement turbulent jusqu'au régime des rouleaux turbulents à $Re_i = 13868$. Quand l'écoulement est turbulent, on peut distinguer trois zones dans les profils de vitesse azimutale selon la direction radiale. Les deux zones au voisinage des parois intérieure et extérieure correspondent aux couches limites, où l'écoulement est diffusif. La troisième zone est celle située au milieu de l'entrefer où l'écoulement est convectif. Les profils s'aplatissent au milieu avec la formation d'un plateau où la vitesse est constante pour les grands nombres de Reynolds, c'est le cas à $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$. Nous notons que la vitesse du plateau est égale à la vitesse moyenne entre les deux cylindres $u_m = \frac{u_o + u_i}{2}$ et qu'elle augmente avec Re_i.

Nous avons ensuite ajouté les profils moyens de la vitesse azimutale pour les mêmes nombres de Reynolds obtenus à l'aide des mesures de vitesse par LDV. Notre objectif est de comparer les deux résultats obtenus à l'aide des deux techniques comme la résolution temporelle est plus importante par LDV. Dans ces régimes turbulents la fréquence d'acquisition par LDV varie entre 12 et 13 kHz selon le passage de particules dans le volume de mesure comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2. Le nombre de points d'échantillonnage choisi pour chaque point de mesure est N = 10^5. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 2, le majeur inconvénient de cette technique est que les mesures sont ponctuelles. La figure 4.6 représente ces profils moyennés en temps en gardant toujours les mêmes symboles pour chaque Re_i. Pour les mesures de vitesse par LDV nous avons pris un pas de $\Delta x = 0{,}05$ entre deux points de mesure dans la direction radiale obtenant ainsi une meilleure résolution spatiale que celle des mesures par PIV stéréoscopique notamment au voisinage des deux cylindres. En comparant les profils, nous retrouvons des résultats similaires. Nous retrouvons aussi un plateau au milieu de l'entrefer pour $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$, dont la vitesse est égale à u_m. Nous constatons donc qu'avec une résolution temporelle plus importante par LDV nous retrouvons le même résultat obtenu par PIV stéréoscopique dont la résolution temporelle est plus faible. Nous pouvons donc faire confiance à nos données de mesures de vitesse par PIV stéréoscopique.

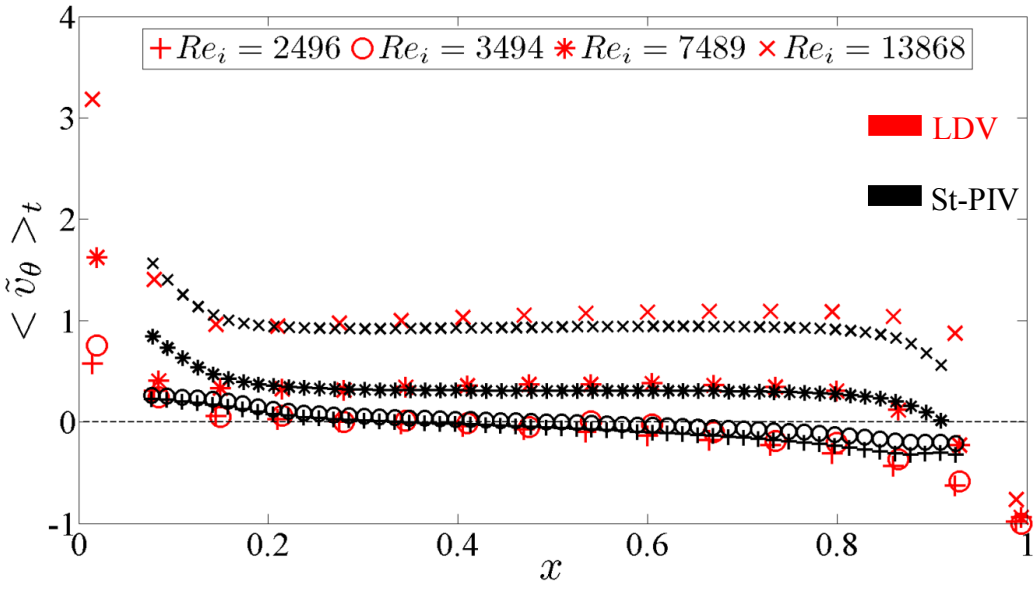

Figure 4.6 : Comparaison des profils de la vitesse azimutale en fonction du gap pour $Re_o = -4368$ à l'aide des mesures de vitesse par LDV et PIV stéréoscopique.

4.1.3 Couches limites

Bien que les couches limites ne soient pas totalement résolues en espace près des cylindres, nous avons estimé leur épaisseur à partir des profils moyens de la vitesse azimutale à l'aide des trois zones identifiées dans la direction radiale. Nous avons préféré estimer ces épaisseurs à partir des données de mesures de PIV stéréoscopique car les profils représentent

aussi une moyenne le long de la direction axiale. Pour ceci nous avons ajusté chaque zone par une droite. Les points d'intersection de la droite horizontale se trouvant au milieu de l'entrefer avec les deux droites au voisinage des deux cylindres donnent l'épaisseur des couches limites (voir figure 4.7.a). Cette méthode a aussi été utilisée par Eckhardt *et al*. [30] pour estimer ces épaisseurs. Cette estimation est plus précise quand le profil de la vitesse azimutale forme un plateau au milieu de l'entrefer où la vitesse est constante [33]. Sur la figure 4.7. b nous présentons la variation de ces épaisseurs estimées en fonction de Re_i. Les carrés en noir représentent l'épaisseur de la couche limite intérieure $\tilde{\delta}_i$ et les croix en rouge représentent celle de la couche limite extérieure $\tilde{\delta}_o$. Les deux épaisseurs décroissent en augmentant Re_i comme le régime devient de plus en plus turbulent. Nous trouvons aussi que l'épaisseur de la couche limite extérieure est toujours plus grande que celle de la couche limite intérieure. Les deux épaisseurs sont à $\tilde{\delta}_i \approx 0{,}14$ et $\tilde{\delta}_o \approx 0{,}15$ pour $Re_i = 2496$ et elles décroissent jusqu'à $\tilde{\delta}_i \approx 0{,}09$ et $\tilde{\delta}_o \approx 0{,}12$ pour $Re_i = 13868$ respectivement. Un résultat similaire a été trouvé numériquement par Dong [23] et Ostilla et *al*. [33]. Nous notons que la zone au voisinage du cylindre intérieur et celle au voisinage du cylindre extérieur correspondent aux zones de la formation et de la disparition des rouleaux respectivement. La résolution spatiale dans nos mesures ne nous permet pas de réaliser des mesures dans les couches limites et de vérifier si celles-ci sont turbulentes ou laminaires (Prandlt-Blasius).

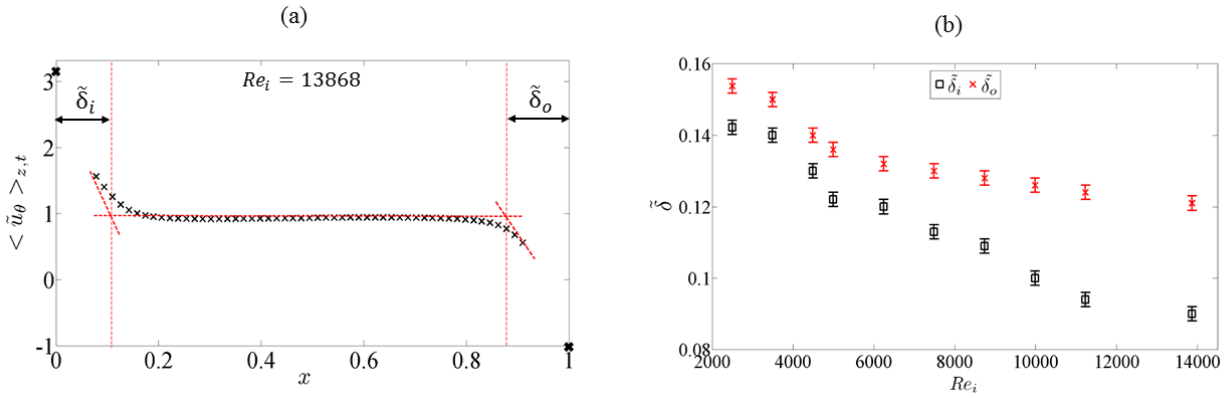

Figure 4.7 : (a) Méthode utilisée pour estimer l'épaisseur des couches limites, (b) Variation des épaisseurs des couches limites intérieur (carrés) et extérieur (croix) en fonction de Re_i.

4.1.4 Surface nodale

La surface nodale (ou surface neutre) est une surface cylindrique où la vitesse angulaire est nulle ($\omega = 0$). Cette surface existe dans le gap quand les deux cylindres sont en contra-rotation. Elle est confondue avec le cylindre intérieur quand seul le cylindre extérieur est en rotation ; elle est confondue avec le cylindre extérieur quand seul le cylindre intérieur est en rotation. Cette surface sépare le gap en deux zones, stable ou instable, selon le critère de Rayleigh [3]. La région située près du cylindre intérieur est instable ($\frac{d}{dr}|ru_\theta| < 0$) et celle près de l'extérieur est stable ($\frac{d}{dr}|ru_\theta| > 0$). Dans le cas de l'écoulement de base, la position de cette

surface ne dépend pas de z et θ et s'obtient à partir de l'écoulement théorique par la formule : $r^* = r_i(\frac{1-\mu}{\eta^2-\mu})^{1/2}$. Dans le cas des écoulements turbulents en contra-rotation comme ceux considérés ici, le profil de l'écoulement étant modifié, sa position varie avec Re_i. Elle peut aussi fluctuer le long des direction axiale et azimutale sous l'effet des fluctuations aux différentes échelles inhérentes à la turbulence. Nous n'avons pas accès aux fluctuations de sa position dans la direction azimutale mais nous pouvons étudier celles-ci dans la direction axiale. Nous notons $r_n(z)$ la position de la surface nodale en fonction de z. La figure 4.8 indique la position de cette surface nodale (en noir) sur le champ moyen de la vitesse azimutale pour $Re_i = 2496$. La présence de cette surface nodale montre qu'il existe une zone d'écoulement où le critère de Rayleigh est vérifié. L'écoulement turbulent est donc susceptible de se déstabiliser sous l'effet de la force centrifuge.

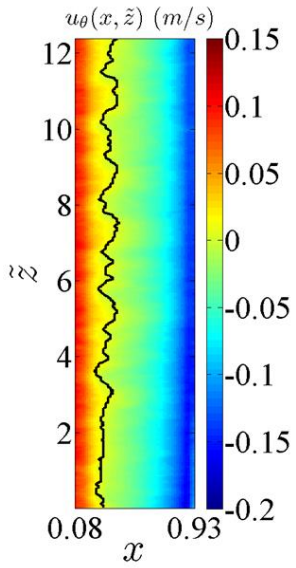

Figure 4.8 : Position de la surface nodale (en voir) sur le champ moyen de la vitesse azimutale pour $Re_o = -4368$ et $Re_i = 2496$.

4.2 Champs de vitesse et vorticité

Nous avons vu dans la partie précédente à l'aide des champs moyennés dans le temps des trois composantes de la vitesse que l'écoulement passe d'un régime pleinement turbulent, où des structures aux petites échelles sont présentes, à un régime aussi turbulent mais avec l'émergence de structures aux grandes échelles pour des nombres de Reynolds Re_i plus grands. Ces structures ont les caractéristiques de rouleaux dont la composante principale de la vorticité en cordonnées cylindriques est la composante azimutale qui se calcule comme suit :

$$\vec{\omega}_\theta(r,z,t) = \left(\frac{\partial \mathrm{u_r}(r,z,t)}{\partial \mathrm{z}} - \frac{\partial \mathrm{u_z}(r,z,t)}{\partial \mathrm{r}}\right)\vec{e}_\theta \qquad (4.1)$$

Comme nous l'avons précisé, l'écoulement est mesuré dans le plan r-z, ce qui fait que les termes $\frac{\partial u_z}{\partial \theta}$ et $\frac{\partial u_r}{\partial \theta}$ de la vorticité radiale et axiale respectivement ne peuvent pas être calculés. Nous ne considérons donc que la composante azimutale de la vorticité dans notre étude qui est, cependant, la composante pertinente de la vorticité associée aux rouleaux.

4.2.1 Champs moyens dans le temps

En utilisant donc l'équation (4.1) nous avons calculé la composante azimutale de la vorticité dans l'entrefer pour le temps total de chaque acquisition. La figure 4.9 illustre les champs moyennés en temps de la vorticité azimutale pour $2496 \leq Re_i \leq 13868$. Comme nous l'avons vu sur les champs moyens de la vitesse, à $Re_i = 2496$ l'écoulement est désordonné. L'image (a) représentant ce régime indique aussi que l'écoulement est dominé par des structures aux petites échelles. A $Re_i = 3494$ (image (b)), le champ moyen de la vorticité indique l'émergence de structures dans l'écoulement mais qui ne sont pas encore bien organisées. En revanche, pour des nombres de Reynolds Re_i plus grands, les rouleaux turbulents dominent l'écoulement avec une dynamique spatiale bien organisée. Sur les images (c), (d) et (e) les structures tourbillonnaires se distinguent plus nettement et montrent qu'il s'agit de paires de rouleaux contra-rotatifs. Comme nous l'avons observé pour les champs moyens de la vitesse, le nombre de paires de rouleaux diminue quand le nombre de Reynolds Re_i augmente. Nous pouvons aussi remarquer sur ces champs moyens de la vorticité que des paires de rouleaux contra-rotatifs sont présents aux voisinages des deux cylindres, alors que leurs traces n'étaient pas visibles sur les champs moyens de la vitesse.

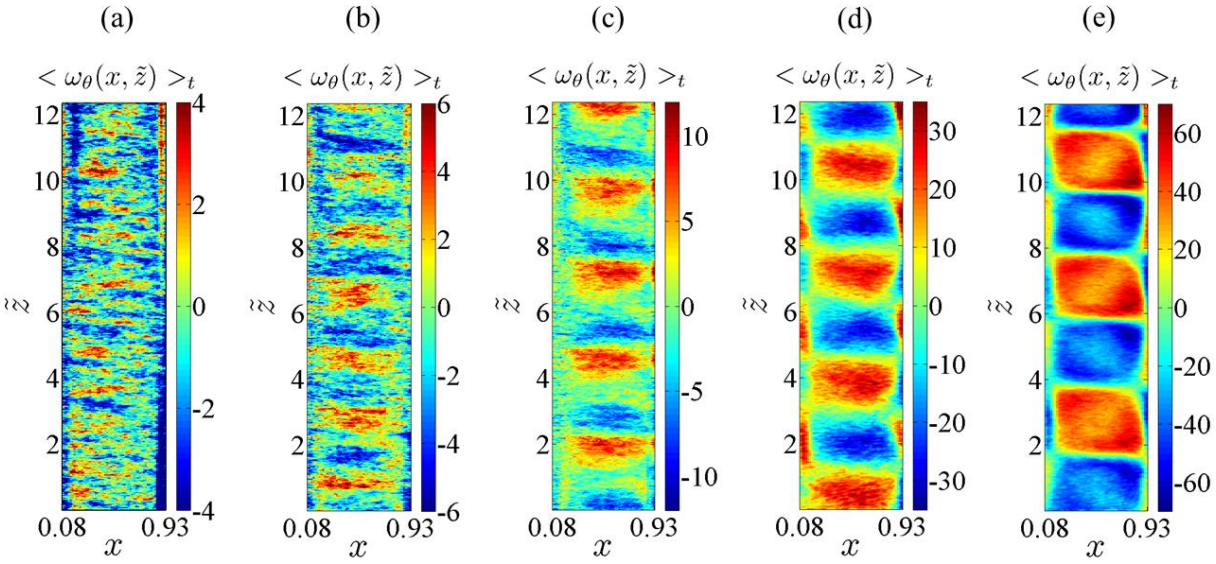

Figure 4.9 : Champs moyens de la vorticité azimutale pour $Re_o = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$.

4.2.2 Diagrammes spatio-temporels

Afin d'étudier la dynamique en temps et en espace de ces écoulements, nous avons tracé des diagrammes spatio-temporels de la vorticité à $x = 0{,}3$ le long de la direction axiale pour le temps total de chaque acquisition (20 s). Ces diagrammes sont illustrés sur la figure 4.10. L'image (a) représente le régime pleinement turbulent à $Re_i = 2496$ où aucune structure n'est visible au cours du temps dans l'écoulement. Pour $Re_i = 3494$ le diagramme spatio-temporel correspondant est présenté sur l'image (b). Il n'indique pas la présence de structures dans l'écoulement alors que leur trace apparaît sur les champs moyens des composantes de la vitesse ainsi que celui de la vorticité. L'image indique un régime similaire à celui observé à $Re_i = 2496$. Dong [23] explique que l'apparition de structures aux grandes échelles dans un champ moyenné dans le temps est un effet cumulatif de l'organisation instantanée des rouleaux aux petites échelles, et c'est une signature de structures moyennes similaires aux rouleaux de Taylor. Nous constatons donc que l'écoulement pour $Re_i = 3494$ correspond à un régime turbulent dans lequel une structure à grande échelle émerge. Elle n'est pas visible instantanément mais l'est en moyenne. En revanche, en augmentant encore Re_i, les structures deviennent aussi visibles dans l'écoulement sur les diagrammes spatio-temporels. A $Re_i = 4493$ (image (c)), les rouleaux turbulents commencent à être visibles dans l'écoulement mais présentent une dynamique spatio-temporelle désordonnée. En augmentant encore Re_i, les diagrammes spatio-temporels montrent que les rouleaux turbulents gardent la même organisation spatiale mais ondulent au cours du temps. Nous les appelons donc rouleaux turbulents ondulés. Ce régime a été observé pour $4993 \leq Re_i \leq 9985$, et il est présenté sur les images (d), (e) et (f). Pour des nombres de Reynolds intérieurs encore plus grands, les rouleaux turbulents sont toujours présents sur les diagrammes spatio-temporels correspondant. Par contre, ils sont devenus stationnaires. Ce régime est présenté sur les images (g) et (h) pour $Re_i = 11233$ et $Re_i = 13868$ respectivement.

A partir de l'analyse de ces diagrammes spatio-temporels nous constatons qu'une structure peut être présente en moyenne sans être nécessairement présente instantanément. D'une manière générale, pour vérifier la présence des rouleaux dans un écoulement, l'étude de la dynamique spatio-temporelle de la vorticité est le moyen le plus fiable. Ici, les rouleaux forment un motif qui apparaît au début dans l'écoulement moyen puis dans l'écoulement instantané. On pourra alors parler de structures cohérentes et celles-ci sont présentes en permanence dans l'écoulement turbulent pour $Re_i \geq 4493$.

Compte tenu de la lourdeur du traitement des données issues des mesures de PIV stéréoscopique, nous n'avons pas multiplié le nombre de points de mesure en Re_i. Afin d'identifier les seuils de ces différentes transitions, nous nous sommes donc plutôt servis des visualisations par Kalliroscope avec lesquelles nous avons réalisé des diagrammes spatio-temporels que nous avons ensuite analysé.

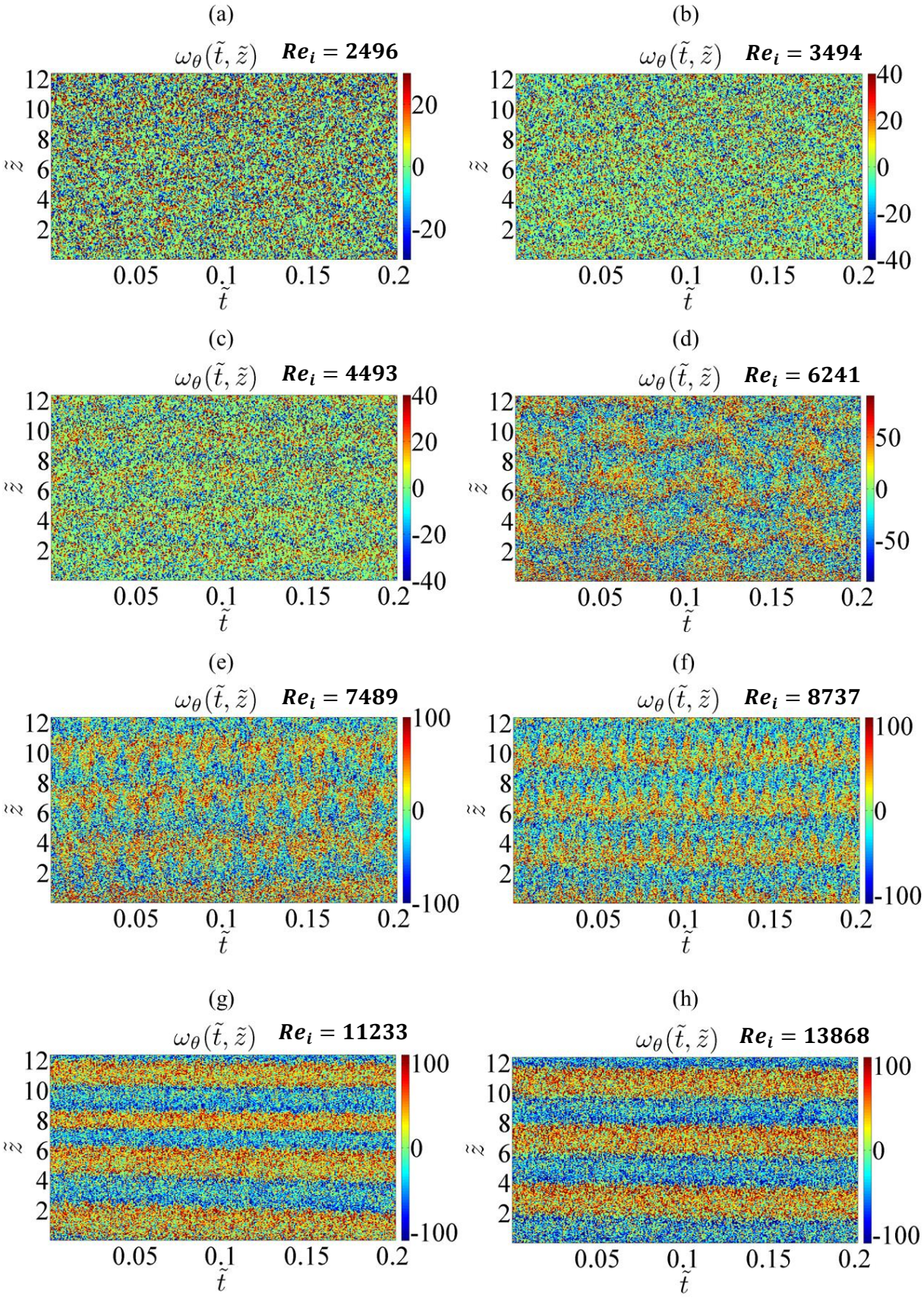

Figure 4.10 : Diagrammes spatio-temporels de la vorticité azimutale le long de la direction à $0{,}3d$.fonction de Re_i.

4.2.3 Champs instantanés

En tenant compte des champs moyens dans le temps avec les diagrammes spatio-temporels de la vorticité, nous pouvons identifier la nature du régime de l'écoulement. Un autre moyen pour vérifier l'état de l'écoulement est de tracer des champs instantanés. La figure 4.11 illustre des champs instantanés de la vorticité sur le plan $r - z$ à un instant arbitraire fixé à $\tilde{t} = 0{,}1$. L'image (a), correspondante à $Re_i = 2496$, montre aussi que l'écoulement est pleinement turbulent. Pour $Re_i = 3494$ et $Re_i = 4493$, les champs instantanés illustrés sur les images (b) et (c) montrent que le régime est turbulent indiquant aussi une organisation spatiale à grande échelle qui commence à être légèrement visible. Nous avons vu sur les diagrammes spatio-temporels correspondants que les rouleaux commencent à être visibles à $Re_i = 4493$ mais avec une dynamique spatio-temporelle désordonnée. En revanche pour les Re_i les plus grands, les structures sont clairement visibles sur les champs instantanés. Les deux images (d) et (e) correspondant à $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$ respectivement, traduisent la présence permanente des rouleaux turbulents dans l'écoulement. En tenant compte des diagrammes spatio-temporels correspondants, nous avons trouvé que pour $Re_i = 7489$, les rouleaux turbulents ondulent en fonction du temps, alors que pour $Re_i = 13868$, ces rouleaux deviennent stationnaires.

La présence des structures sur les champs instantanés de la vorticité est une forte indication de leur présence permanente dans l'écoulement. Elles ne sont pas dues à un effet cumulatif des fluctuations instantanées sur l'écoulement moyen [23], et peuvent donc bien être assimilées à des structures cohérentes.

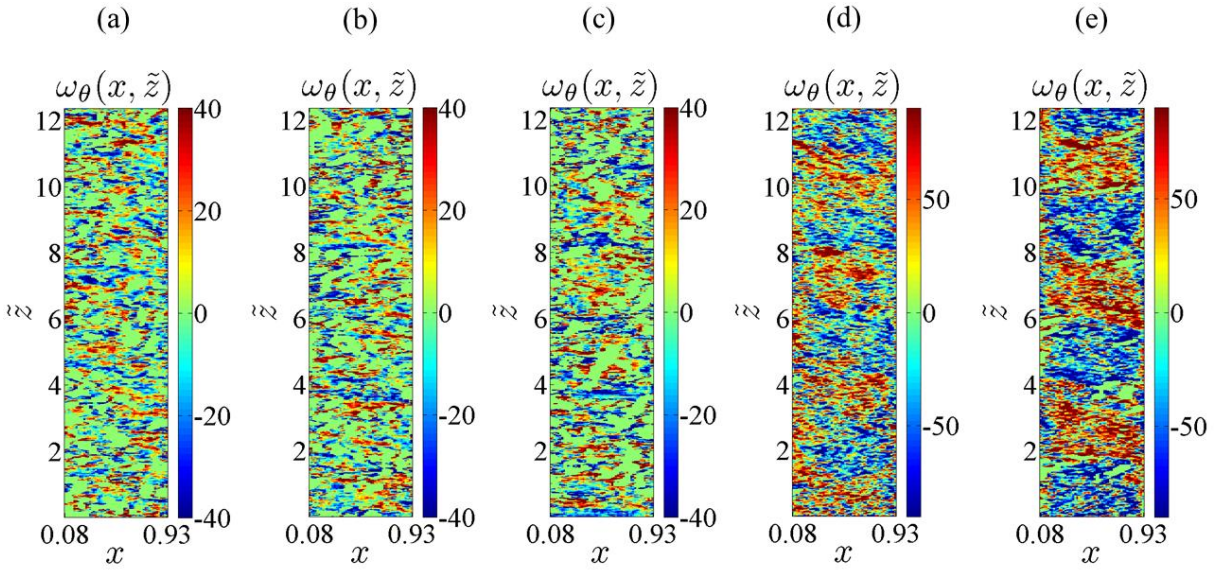

Figure 4.11 : Champs instantanés de la vorticité azimutale pour $Re_i = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et (e) $Re_i = 13868$.

4.2.4 Signaux spatiaux de la vorticité azimutale

Dans cette section, à partir des diagrammes spatio-temporels, nous avons tracé un profil axial moyenné en temps de la vorticité azimutale à $x = 0{,}3$. Notre objectif est de voir s'il est possible de détecter la présence de structures cohérentes dans l'écoulement en analysant ces signaux spatiaux. La figure 4.12 présente ces signaux pour les différents Re_i. Les images montrent que la vorticité varie entre des valeurs positives et négatives. Le signal de l'image (a), correspondant à $Re_i = 2496$, est caractéristique d'un signal bruité de moyenne nulle comme on pouvait s'y attendre pour le régime pleinement turbulent. Il indique aussi la présence de structures aux petites échelles dans l'écoulement. A partir de $Re_i = 3494$, figurant sur l'image (b), nous voyons une variation axiale. Cette variation est une la signature de la présence des structures aux grandes échelles. En augmentant Re_i l'amplitude des signaux devient de plus en plus grande. Ceci peut être expliqué par l'élargissement des rouleaux dans l'entrefer en fonction de Re_i.

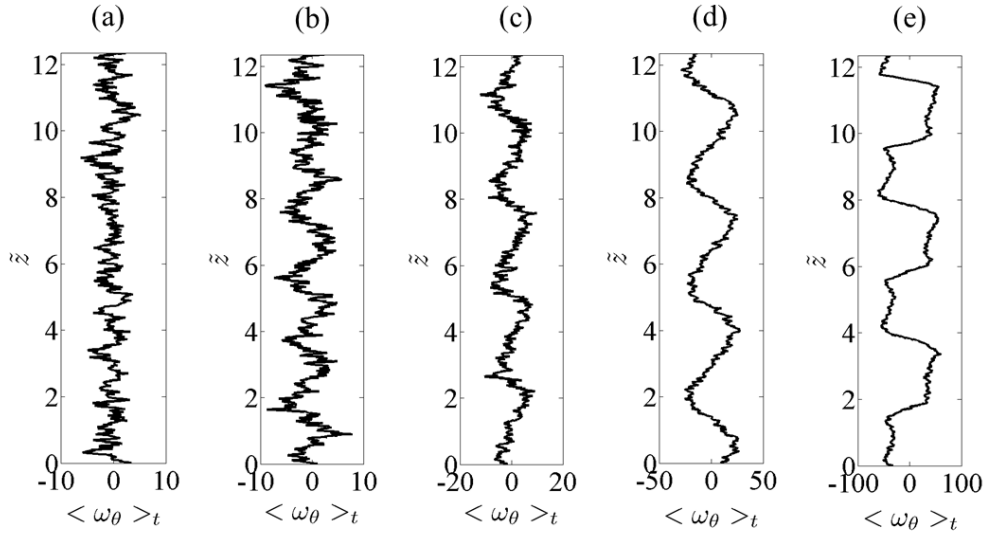

Figure 4.12 : Profil axial moyen de la vorticité azimutale à 0,3d pour $Re_o = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et (e) $Re_i = 13868$.

4. 3 Visualisation par kalliroscope

Dans cette section nous allons traiter les données obtenues à l'aide des visualisations par Kalliroscope. Nous commençons par présenter les diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse afin de les comparer avec les diagrammes spatio-temporels de la vorticité azimutale présentés sur la figure 4.10. Ensuite nous réaliserons une analyse des deux fréquences spatiale et temporelle à partir de ces diagrammes de visualisation. Nous notons que les données des visualisations représentent toute la hauteur du cylindre avec un temps d'acquisition plus long.

4.3.1 Diagrammes spatio-temporels

A partir des images enregistrées de visualisations nous avons reconstruit des diagrammes spatio-temporels de l'intensité lumineuse à $x = 0{,}3$ le long de la direction axiale pour le temps total de chaque acquisition. Notre objectif est de trouver les seuils des différentes transitions et d'être en mesure de donner une description de la dynamique spatio-temporelle des écoulements dans leur ensemble. La figure 4.13 présente ces diagrammes spatio-temporels pour plusieurs Re_i. Sur cette figure nous présentons les mêmes régimes que ceux identifiés à l'aide de la vorticité azimutale. L'image (a) représente le diagramme spatio-temporel d'un régime pleinement turbulent pour $Re_i = 2080$. Pour $Re_i = 3494$, correspondant à l'image (b), le diagramme spatio-temporel fait apparaître quelques marques horizontales indiquant l'émergence des rouleaux turbulents. A ce stade, ceux-ci sont encore à peine visibles et la dynamique spatio-temporelle est désordonnée. En augmentant encore Re_i, sur l'image (c) correspondant à $Re_i = 4493$, nous retrouvons les rouleaux turbulents avec une périodicité spatiale bien établie mais un comportement en temps encore désordonné. Les rouleaux semblent principalement stationnaires mais la présence de défauts induit des ondulations localisées en temps et en espace. Ceci est encore vrai pour $Re_i = 4993$ bien que les zones d'ondulation apparaissent plus nettement sur le diagramme spatio-temporel comme le montre l'image (d). En continuant toujours à augmenter Re_i, ces rouleaux turbulents présentent une variation temporelle bien organisée. Ce régime figure sur les images (e) et (f) correspondant à $Re_i = 7489$ et $Re_i = 8737$ respectivement. Nous pouvons aussi constater sur ces images que l'ondulation des rouleaux turbulents devient plus rapide en augmentant Re_i. En continuant d'augmenter Re_i, pour $Re_i = 11233$ et $Re_i = 13868$, présentés sur les images (g) et (h) respectivement, l'ondulation de ces rouleaux turbulents disparaît dans l'écoulement. Ces rouleaux deviennent stationnaires.

Les résultats obtenus dans cette section sont similaires à ceux obtenus à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique présentés dans la section précédente. La comparaison des diagrammes spatio-temporels des deux figures 4.10 et 4.13 indique les mêmes transitions de l'écoulement pleinement turbulent vers l'écoulement des rouleaux turbulents stationnaires.

4.3.2 Fréquences spatiale et temporelle

Nous avons identifié dans les sections précédentes les différents régimes d'écoulement qui apparaissent en fonction de Re_i. Afin de bien caractériser la dynamique spatio-temporelle de ces régimes, nous avons étudié les fréquences spatiale et temporelle à l'aide de l'analyse spectrale en utilisant la transformée de Fourrier rapide. Les courbes regroupent tous les Re_i étudiés par visualisation. Sur la figure 4.14 nous illustrons des spectres 2D pour les nombres de Reynolds Re_i présentés sur la figure 4.13. Sur ces spectres 2D nous avons identifié et indiqué en rouge toutes les fréquences. Et, $\tilde{f}_m$ et $\tilde{q}_m$ sont la fréquence et le nombre d'onde du motif présent dans l'écoulement.

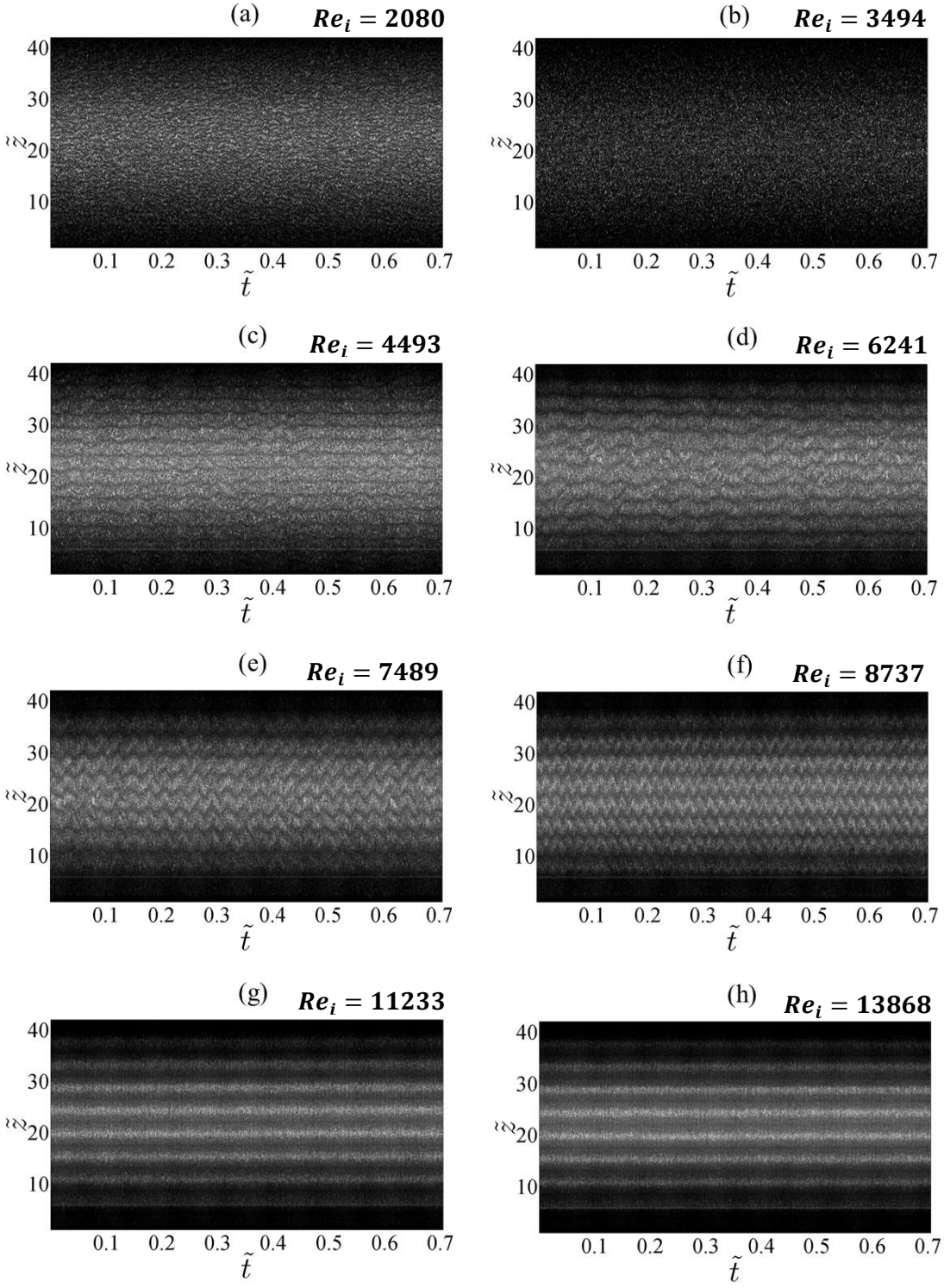

Figure 4.13 : Diagramme spatio-temporel l'intensité lumineuse le long de la direction axiale à $0{,}3d$.

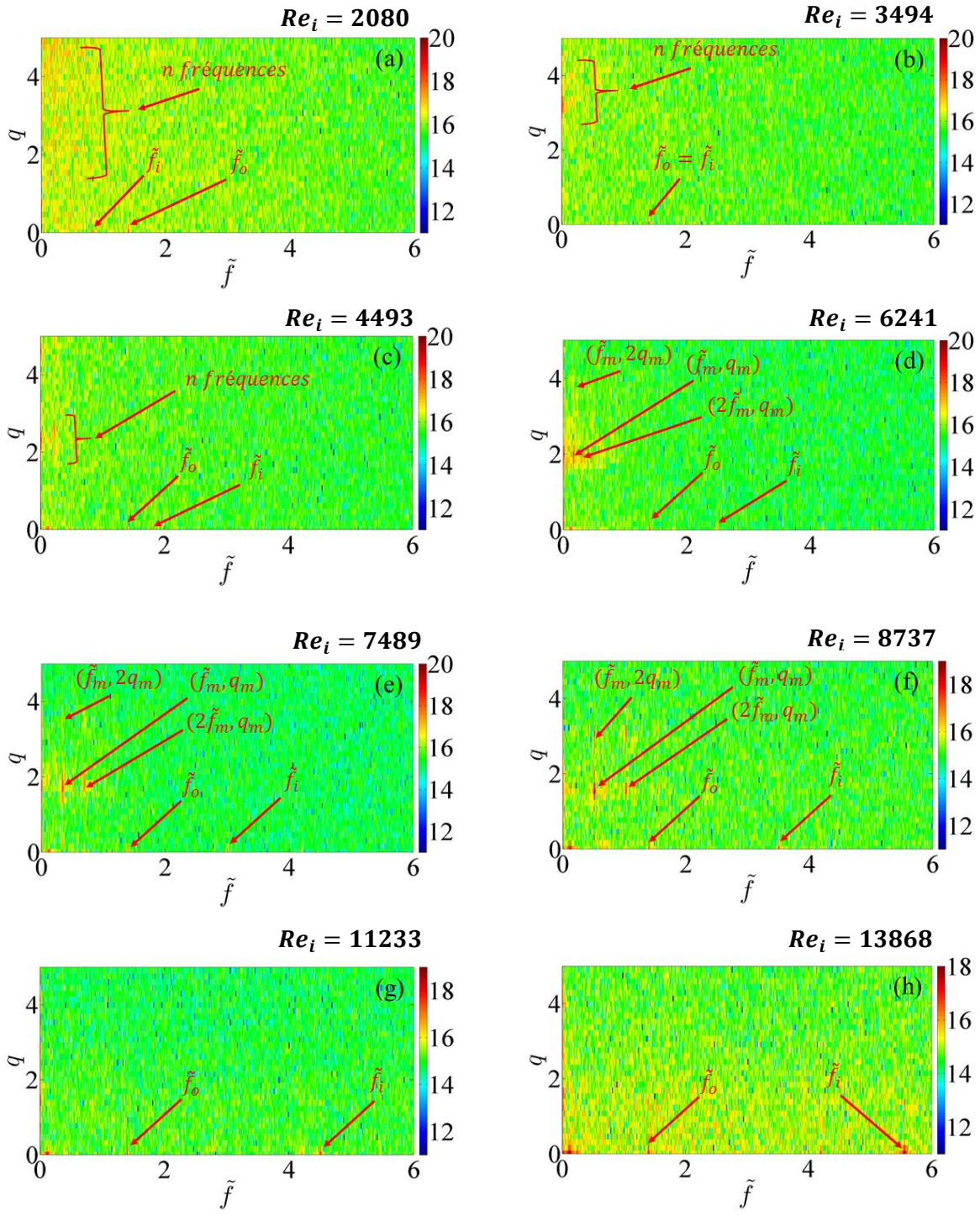

Figure 4.14 : Spectres 2D à 0,3d pour $Re_o = -4368$

La figure 4.15 illustre la variation du nombre d'onde et de la fréquence en fonction de Re_i. L'image (a) à gauche présente la variation du nombre d'onde adimensionné $q_z = 2\pi d/\lambda_z$ identifié par un pic sur le spectre de la fréquence spatiale moyennée en temps pour chaque Re_i. Un nombre d'onde a été identifié à $Re_i = 3187$ qui est égale à $q_z \approx 3{,}73$. Ce Re_i correspond au régime où les rouleaux commencent à apparaître dans l'écoulement mais qui sont visibles que dans l'écoulement moyen. En augmentant Re_i nous avons trouvé que ce nombre d'onde diminue jusqu'à $q_z \approx 1{,}39$ à partir de $Re_i = 9361$, et qui sature jusqu'au régime des rouleaux turbulents stationnaires à $Re_i = 13868$. Ce résultat est cohérent avec les champs moyens ainsi qu'avec les diagrammes spatio-temporels figurants dans les sections précédentes où nous avons remarqué que le nombre d'ondes diminue en augmentant Re_i. De même, nous présentons sur la figure (b) la variation de la fréquence temporelle moyennée en espace le long de la direction axiale. Cette fréquence temporelle est adimensionnée par la fréquence du moteur du cylindre extérieur qui est toujours fixe. En tenant compte des diagrammes spatio-temporels ainsi que du nombre d'onde, nous constatons que les structures sont présentes dans l'écoulement à partir de $Re_i = 3187$. Entre $Re_i = 3640$ et $Re_i = 4993$, des pics sont présents sur les spectres temporels attestant la présence d'une certaine périodicité en temps. Comme nous voyons sur le diagramme spatio-temporel de la figure 4.13. c les rouleaux peuvent présenter des ondulations qui finissent par relaxer au cours du temps. Ces ondulations impliquent l'apparition de plusieurs pics sur les spectres de la fréquence mais qui ne sont pas régulièrement présents en temps et en espace, l'écoulement conservant une dynamique spatio-temporelle désordonnée. Nous représentons sur la figure 4.16 un zoom du diagramme spatio-temporel pour $Re_i = 4493$ dans ce régime. Comme nous voyons sur cette figure l'écoulement

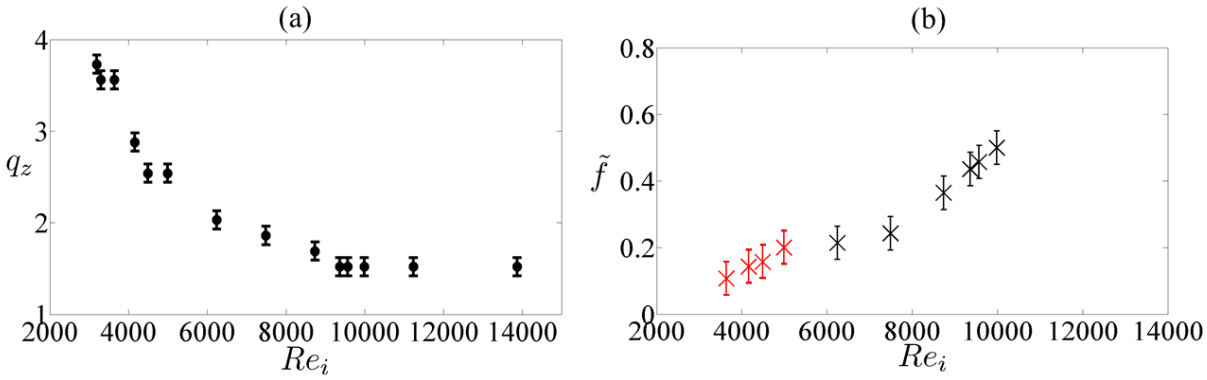

Figure 4.15 : Variation des fréquences spatiale et temporelle en fonction de Re_i pour $Re_o = -4368$: (a) nombre d'ondes et (b) fréquence principale d'ondulation.

est caractérisé par une coexistence entre des rouleaux ondulés et des rouleaux stationnaires. Pour un temps donné, le bord d'un rouleau ondule alors que l'autre bord reste stationnaire. Nous avons donc relevé la fréquence temporelle associée à cette périodicité. Elle est représentée par une croix rouge entre $Re_i = 3640$ et $Re_i = 4993$ sur la figure 4.15.b.

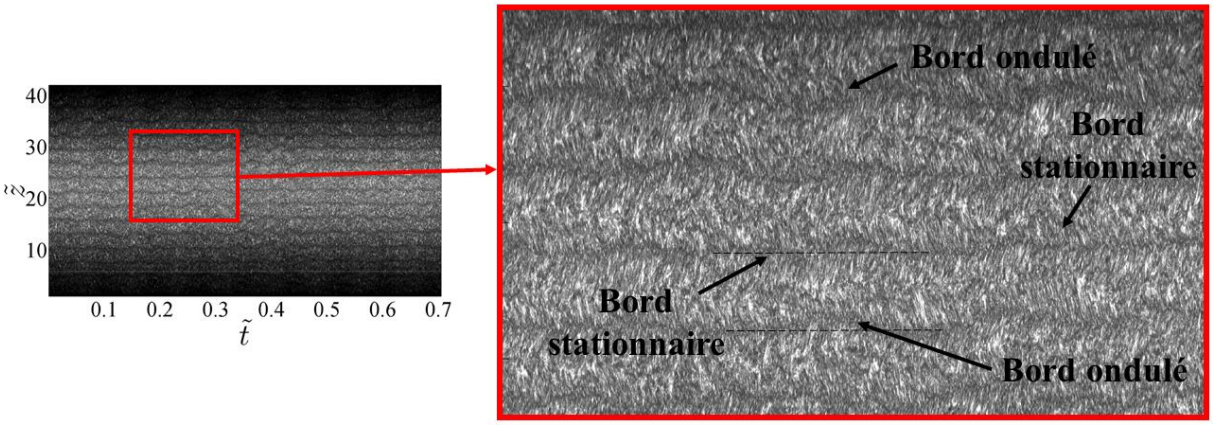

Figure 4.16 : Zoom du dst représentant un régime de rouleaux turbulents désordonnés pour $Re_i = 4493$.

En continuant d'augmenter Re_i, les signaux temporels indiquent la présence d'une seule fréquence d'ondulation à partir de $Re_i = 6241$. Cette dernière passe de $\tilde{f} \approx 0{,}24$ à $\tilde{f} \approx 0{,}5$ pour $Re_i = 6241$ et $Re_i = 9985$ respectivement. La variation de cette fréquence d'ondulation est représentée sur la figure 4.16 en croix noir. Au-delà de $Re_i = 9985$, nous n'avons détecté aucun pic principal sur les spectres. Ceci pourra être traduit par une transition vers un régime stationnaire. Ces résultats sont aussi cohérents avec les observations déduites des diagrammes spatio-temporels à $Re_i = 11233$ et $Re_i = 13868$. Les images indiquent que les structures présentes dans l'écoulement sont stationnaires. Notons que sur les spectres du signal temporel nous identifions aussi les fréquences des deux moteurs liées aux deux cylindres ainsi que les harmoniques associées. Sur la figure 4.14 nous illustrons des spectres 2D pour les nombres de Reynolds Re_i présentés sur la figure 4.13. La variation du nombre d'onde et de la fréquence principale présentés sur la figure 4.15 est obtenue à l'aide de l'analyse de ces spectres 2D.

4.4 Fluctuations de vitesse

Pour présenter les fluctuations de vitesse, nous avons calculé les écarts types des fluctuations moyennés en temps et en espace suivant la direction axiale. Nous notons que la moyenne temporelle n'est appropriée que pour un écoulement turbulent stationnaire, i.e., où les structures dans l'écoulement ne représentent pas une variation au cours du temps. Dans notre cas, nous avons observé une variation au cours du temps sur les diagrammes spatio-temporels ainsi qu'à l'aide de l'analyse spectrale pour $3640 \leq Re_i \leq 9985$. Pour calculer les fluctuations dans ces régimes instationnaires, nous avons appliqué une démodulation des signaux bruts afin de retirer le mode principal présent dans l'écoulement à l'aide d'un filtrage. Celui-ci est réalisé en temps et en espace sous la forme d'un filtre passe bande centré sur f_0 et k, la fréquence temporelle et le nombre d'onde du motif respectivement. Ce filtre est multiplié par la FFT du signal brut, ensuite nous calculons une FFT inverse de ce produit. Nous récupérons donc un

signal complexe dont la partie réelle représente le mode principal filtré. Nous soustrayons ce mode du signal brut afin de déterminer les fluctuations recherchées.

Pour les trois composantes de la vitesse nous représentons dans la suite les champs moyens en temps des fluctuations associées ainsi que leurs profils moyens en temps et en espace en fonction de la position radiale.

4.4.1 Fluctuations de la vitesse radiale

Nous représentons sur la figure 4.17 les champs moyens de l'écart type des fluctuations de la vitesse radiale pour les différents Re_i correspondants aux différents régimes observés. Les valeurs sont positives car nous représentons l'écart type. Généralement les fluctuations deviennent de plus en plus importantes dans l'écoulement en augmentant Re_i. Comme nous le voyons sur la figure, les fluctuations de la vitesse radiale sont plus élevées au milieu de l'entrefer et très faibles au voisinage des deux cylindres. A partir de $Re_i = 3494$ nous pouvons remarquer que la distribution des fluctuations révèle la présence de structures organisées dans l'écoulement, par contre, ce n'était pas le cas pour $Re_i = 2496$. Les fortes fluctuations se situent dans les zones de cisaillement, ici entre deux rouleaux contra-rotatifs. Prenant comme exemple $Re_i = 13868$ où les rouleaux turbulents sont stationnaires. Pour $9{,}5 \leq \tilde{z} \leq 10$, les fluctuations se trouvent entre deux rouleaux contra-rotatifs.

Nous avons ensuite calculé et tracé les profils moyens des fluctuations de la vitesse radiale en fonction de la position radiale. Ces allures sont illustrées sur la figure 4.18 pour les quatre différents régimes observés. Nous voyons que les fluctuations de la vitesse radiale sont plus importantes au milieu de l'entrefer qu'au voisinage des deux cylindres. Les fortes fluctuations au milieu de l'entrefer peuvent être expliquées par la présence des écoulements entrant et sortant dans la direction radiale. Ce résultat a été retrouvé numériquement par Dong [23].

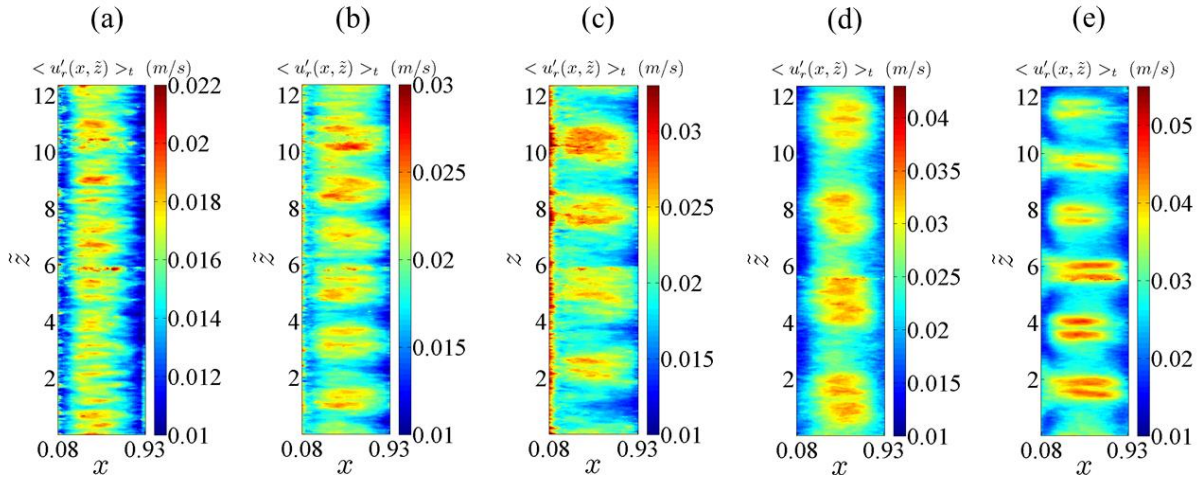

Figure 4.17 : Champs moyens de l'écart type (rms) des fluctuations de la vitesse radiale pour $Re_o = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et (e) $Re_i = 13868$.

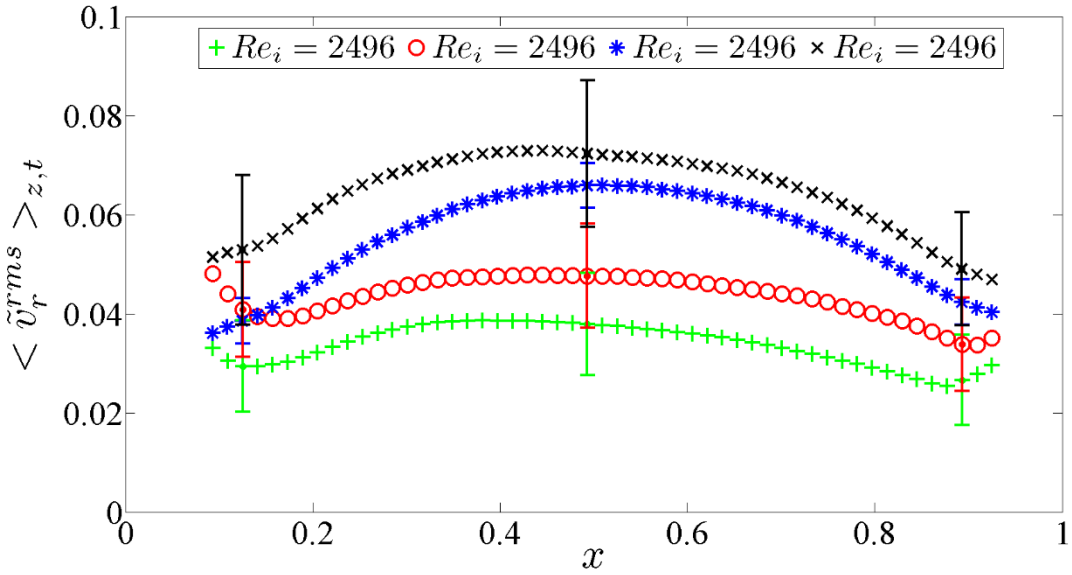

Figure 4.18 : Comparaison des profils moyens des fluctuations de la vitesse radiale des différents Re_i en fonction de x pour $Re_o = -4368$.

4.4.2 Fluctuations de la vitesse axiale

De même nous avons calculé et tracé les champs moyens de l'écart type de la vitesse axiale. La figure 4.19 représente ces champs moyens pour les différents Re_i. Pour $Re_i = 2496$, les fluctuations de la vitesse axiale sont aussi plus élevées au milieu de l'entrefer par rapport au voisinage des deux cylindres comme les rouleaux turbulents ne sont pas encore présents dans l'écoulement. En augmentant Re_i, ces fluctuations s'organisent comme nous l'avons aussi observé sur les champs moyens des fluctuations de la vitesse radiale. Pour $Re_i = 3494$, nous remarquons que les fluctuations sont moins organisées que ce qu'elles le sont aux grands Re_i. A ce stade l'amplitude des fluctuations n'est pas négligeable vis-à-vis de l'amplitude des rouleaux qui émergent dans l'écoulement turbulent. Ce résultat est conforme aux observations que nous avions faites à partir des diagrammes spatio-temporels et des champs moyens de vitesse et de vorticité correspondants. Pour $Re_i = 4493$, 7489, et 13868 les fluctuations de la vitesse axiale deviennent plus élevées au voisinage des deux cylindres. La présence des rouleaux contra-rotatifs dans l'écoulement induit une périodicité spatiale dans la distribution des fluctuations de cette vitesse au voisinage des deux cylindres.

Nous avons ensuite calculé et tracé les profils moyennés en temps et en espace de l'écart type des fluctuations de la vitesse axiale dans la direction radiale. Ils sont présentés sur la figure 4.20. Nous voyons que les fluctuations deviennent de plus en plus grandes quand Re_i augmente. A partir de ces profils nous constatons qu'en présence des rouleaux dans l'écoulement, deux pics se trouvent au voisinage des deux cylindres indiquant des fortes fluctuations dans ces zones.

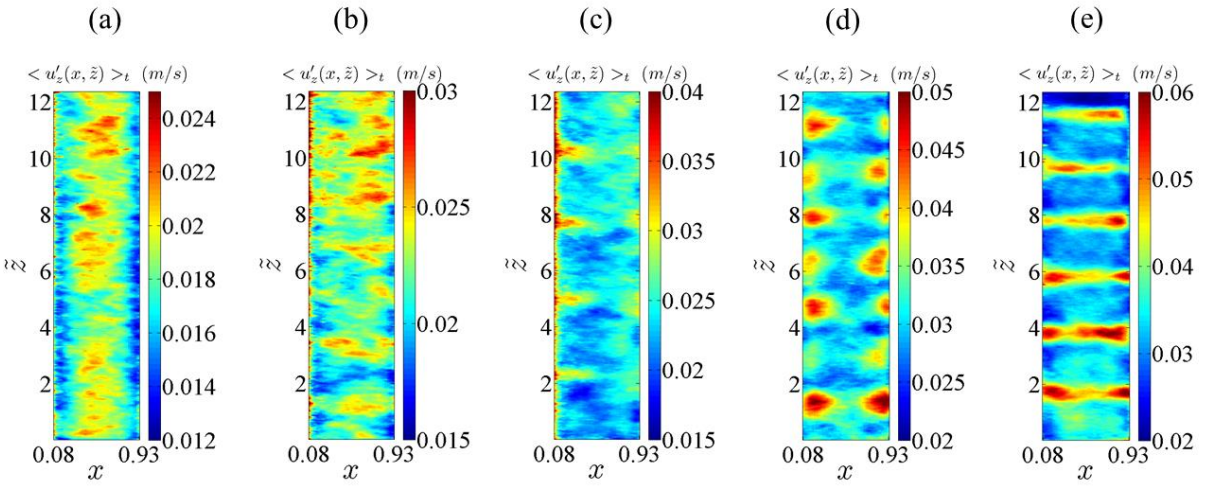

Figure 4.19 : Champs moyens de l'écart type (rms) des fluctuations de la vitesse axiale pour $Re_o = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et (e) $Re_i = 13868$.

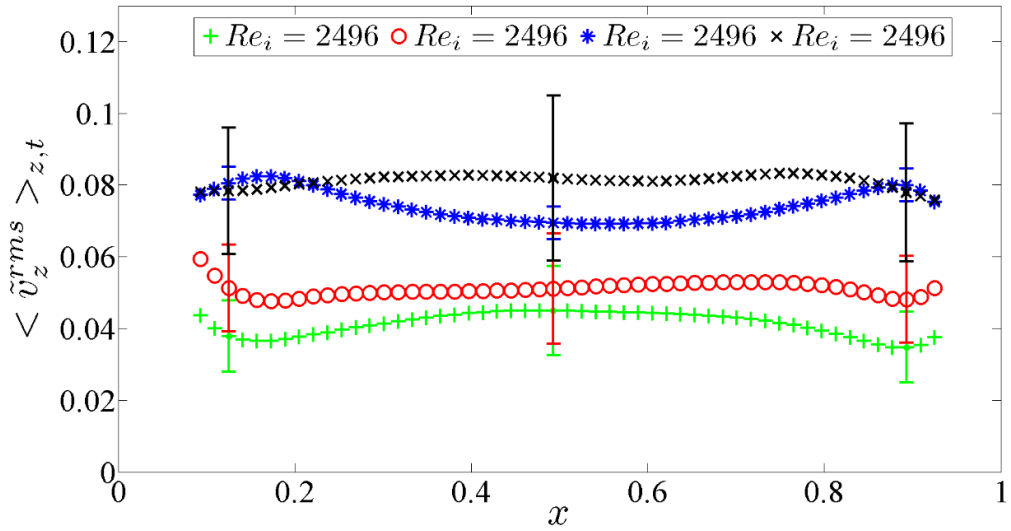

Figure 4.20 : Comparaison des profils moyens des fluctuations de la vitesse axiale des différents Re_i en fonction du gap pour $Re_o = -4368$.

4.4.3 Fluctuations de la vitesse azimutale

A l'aide des champs de la vitesse azimutale, nous avons aussi déterminé l'écart-type des fluctuations. La figure 4.21 représente les champs moyens de cet écart-type pour les différents Re_i. Comme nous pouvons clairement le voir sur l'image (a), pour $Re_i = 2496$, les fluctuations sont plus élevées au voisinage du cylindre intérieur. Nous rappelons que pour ce Re_i la surface nodale est plus proche au cylindre intérieur. Des rouleaux aux petites échelles qui se forment entre la surface nodale et le cylindre intérieur peuvent s'y développer et participer à l'augmentation des fluctuations dans cette région. En augmentant Re_i, les fluctuations augmentent partout dans le gap mais restent toujours plus fortes au voisinage du

cylindre intérieur et dans une moindre mesure près du cylindre extérieur. Pour conclure, les fluctuations de la vitesse azimutale sont plus importantes dans les zones de cisaillement entre chaque paires de rouleaux contra-rotatifs près du cylindre intérieur d'une part, et près du cylindre extérieur d'autre part.

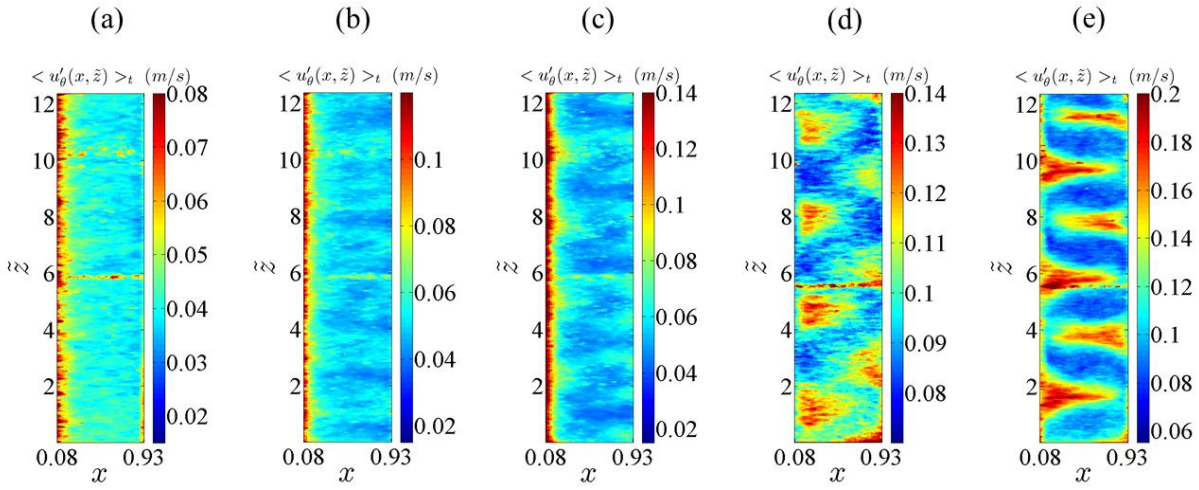

Figure 4.21 : Champs moyens de l'écart type (rms) des fluctuations de la vitesse azimutale pour $Re_o = -4368$: (a) $Re_i = 2496$, (b) $Re_i = 3494$, (c) $Re_i = 4493$, (d) $Re_i = 7489$ et (e) $Re_i = 13868$.

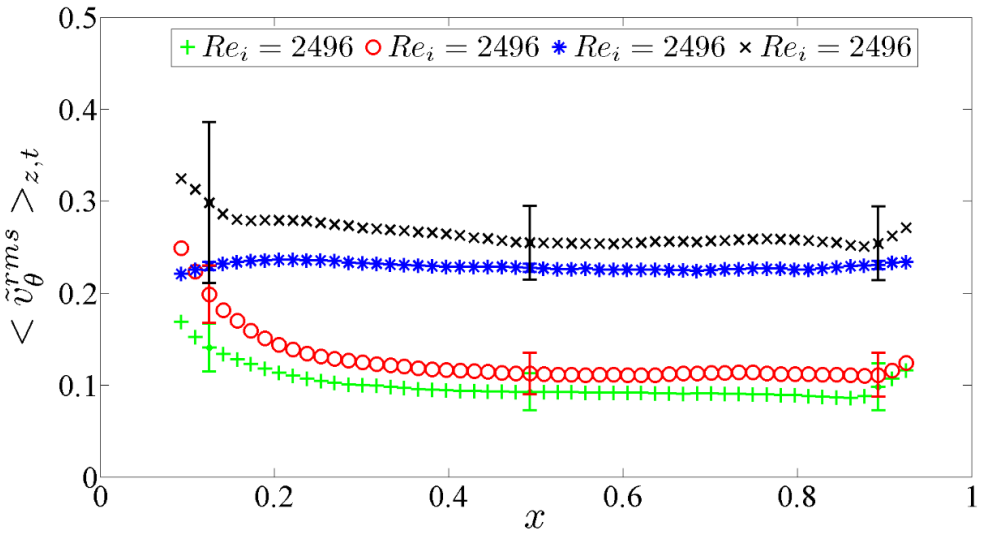

Figure 4.22 : Comparaison des profils moyens des fluctuations de la vitesse azimutale des différents Re_i en fonction du gap pour $Re_o = -4368$.

De même, à partir des champs moyennés en temps des fluctuations de la vitesse azimutale, nous avons calculé et tracé les profils moyens le long de la direction axiale en fonction de la direction radiale. Ces profils sont représentés sur la figure 4.22 pour les différents Re_i. Comme nous l'avions observé sur les champs moyens correspondants, les fluctuations sont plus élevées au voisinage des deux cylindres. Pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$ où les rouleaux turbulents ne sont pas présents en permanence dans l'écoulement, les

fluctuations sont plus importantes dans la zone se trouvant près du cylindre intérieur. En revanche, en augmentant Re_i, les fluctuations sont plus élevées au voisinage des deux cylindres. Nous rappelons que pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$ le zone instable est plus proche au cylindre intérieur ce qui explique les fortes fluctuations dans cette zone. En revanche, pour $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$ quand la surface nodale est loin du cylindre intérieur les fluctuations sont élevées aux voisinages des deux cylindres.

4.4.4 Estimation du bruit expérimental

Nous avons aussi calculé l'intensité du bruit dû aux fluctuations de vitesses. Ce bruit est associé au nombre de Reynolds $Re_b = u_b d/\nu$ où $u_b = < \sqrt{u_r^{2rms} + u_\theta^{2rms} + u_z^{2rms}} >_{t,z}$. Nous avons ensuite normalisé ce nombre de Reynolds Re_b par Re_s, le nombre de Reynolds lié au cisaillement qui représente le forçage dans le système. Sur la figure 4.23 nous représentons ce rapport en fonction du nombre de Reynolds Re_i. Les croix représentent ce rapport au voisinage du cylindre intérieur dans la zone où l'énergie est injectée dans l'écoulement, et les carrés représentent sa moyenne dans l'entrefer. Au voisinage du cylindre intérieur nous pouvons clairement voir sur la figure que le bruit augmente entre $Re_i = 2496$ et $Re_i = 4493$. En revanche il décroît pour les nombres de Reynolds Re_i les plus grands. Entre $Re_i = 2496$ et $Re_i = 4493$ l'écoulement est désordonné ce qui induit un bruit plus élevé. Pour les Re_i les plus grands nous avons vu que l'écoulement présente une dynamique spatio-temporelle bien organisée ce qui pourra expliquer la diminution du bruit. En revanche, en considérant une moyenne dans tout l'entrefer nous avons trouvé un bruit plus faible par rapport au voisinage du cylindre intérieur entre $Re_i = 2496$ et $Re_i = 4493$. Cette diminution est liée à la moyenne spatiale. Nous rappelons que la zone au voisinage du cylindre intérieur est la plus bruitée, alors qu'en dehors de cette dernière le bruit est plus faible.

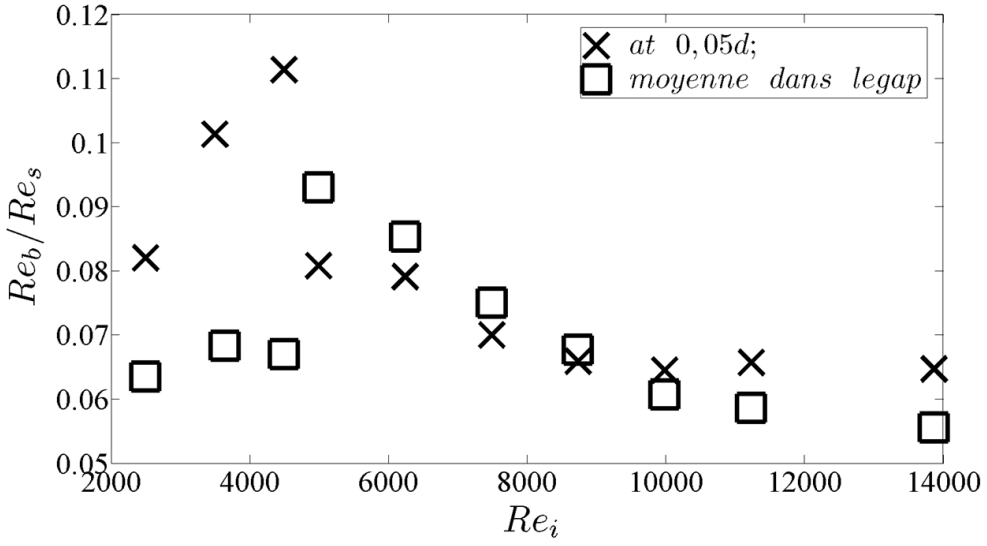

Figure 4.23 : Variation du bruit expérimental en fonction de Re_i

4.5 Diagramme d'états-transitions pour $Re_o = -4368$ et conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'écoulement de Couette-Taylor pour $Re_o = -4368$ à partir du régime pleinement turbulent que nous avons identifié à $Re_i = 2496$. Ce régime est caractérisé par une dynamique spatio-temporelle désordonnée. En augmentant Re_i nous avons observé des structures cohérentes qui émergent dans l'écoulement et s'organisent en espace et en temps. A l'aide des champs moyens de la vitesse et des diagrammes spatio-temporels de la vorticité azimutale, nous avons identifié la nature de ces structures. Ils sont similaires aux rouleaux de Taylor turbulents. Quand ces rouleaux émergent dans l'écoulement après le régime pleinement turbulent leur dynamique en espace et en temps reste dans un premier temps désordonnée. Ce régime a été observé pour $3189 \leq Re_i \leq 4993$. En augmentant encore Re_i, ces rouleaux commencent à s'organiser dans l'espace. Pour $6241 \leq Re_i \leq 9985$ les spectres temporels indiquent la présence d'une seule fréquence d'ondulation du mode principal présent dans l'écoulement. C'est le régime des rouleaux turbulents ondulés. Pour des Re_i plus grands, ces rouleaux turbulents deviennent stationnaires sans aucune fréquence d'ondulation détectée. Nous les avons appelés des rouleaux turbulents stationnaires. Nous avons aussi trouvé que la longueur d'onde de ces rouleaux augmente avec Re_i jusqu'à ce qu'elle sature pour $Re_i \geq 9361$.

Sur la figure 4.24 nous illustrons un nouveau diagramme d'état résumant les différentes transitions observées dans nos expériences pour $Re_o = -4368$; de l'écoulement de base jusqu'à l'écoulement de rouleaux turbulents stationnaires. Sur le tableau 4.1 nous représentons ces différents régimes observés en fonction des différents paramètres de contrôle.

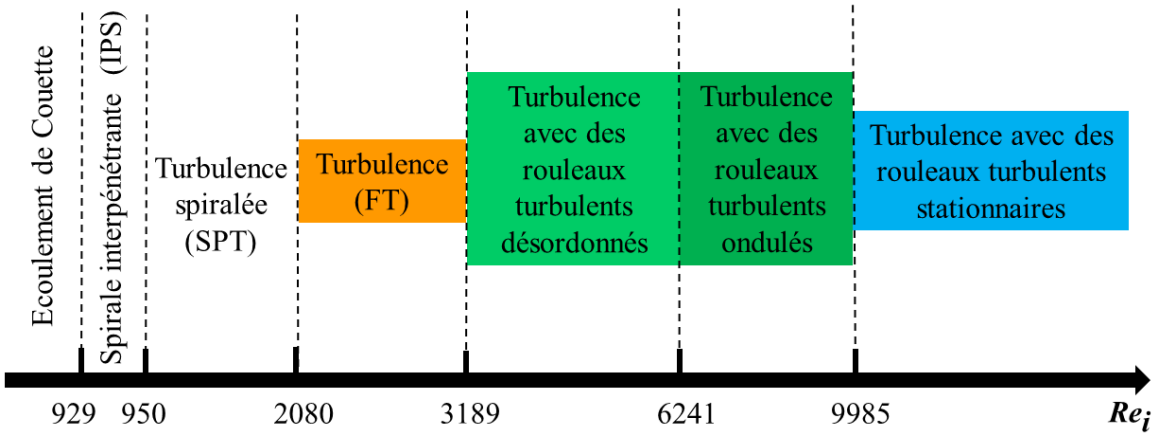

Figure 4.24 : Diagramme d'états de la transition vers les rouleaux turbulents pour $Re_o = -4368$.

R_{e_i}	T_a	$1/R_o$	μ	$R_{e_{shear}}$	$R_{e_{rotation}}$	Regime
929	$2.54\ 10^7$	-0.3949	-3.761	4916	0.1554	IPS
936	$2.55\ 10^7$	-0.3943	-3.733	4923	0.1549	
950	$2.56\ 10^7$	-0.3931	-3.678	4939	0.1538	SPT
971	$2.59\ 10^7$	-0.3913	-3.600	4962	0.1521	
1248	$2.92\ 10^7$	-0.3684	-2.800	5270	0.1315	
2080	$4.03\ 10^7$	-0.3134	-1.680	6194	0.0820	Turbulence (FT)
2774	$5.10\ 10^7$	-0.2787	-1.260	6965	0.0508	
3120	$5.68\ 10^7$	-0.2641	-1.120	7350	0.0377	
3145	$5.72\ 10^7$	-0.2631	-1.111	7378	0.0368	
3189	$5.80\ 10^7$	-0.2614	-1.095	7427	0.0352	Turbulence avec des rouleaux turbulents désordonnés
3224	$5.86\ 10^7$	-0.2600	-1.083	7466	0.0340	
3259	$5.92\ 10^7$	-0.2587	-1.072	7504	0.0328	
3294	$5.98\ 10^7$	-0.2574	-1.061	7543	0.0316	
3328	$6.04\ 10^7$	-0.2560	-1.050	7581	0.0304	
3363	$6.10\ 10^7$	-0.2548	-1.039	7620	0.0293	
3397	$6.16\ 10^7$	-0.2535	-1.028	7658	0.0281	
3432	$6.23\ 10^7$	-0.2522	-1.018	7697	0.0270	
3467	$6.29\ 10^7$	-0.2509	-1.008	7735	0.0258	
3494	$6.34\ 10^7$	-0.2500	-1.000	7766	0.0250	
3536	$6.41\ 10^7$	-0.2485	-0.988	7812	0.0236	
3571	$6.48\ 10^7$	-0.2473	-0.978	7851	0.0225	
3606	$6.54\ 10^7$	-0.2460	-0.969	7889	0.0214	
3640	$6.61\ 10^7$	-0.2448	-0.960	7928	0.0204	
4160	$7.60\ 10^7$	-0.2282	-0.840	8506	0.0054	
4493	$8.28\ 10^7$	-0.2187	-0.777	8876	-0.0031	
4993	$9.35\ 10^7$	-0.2058	-0.700	9430	-0.0147	
6241	$1.23\ 10^8$	-0.1794	-0.560	10817	-0.0384	Turbulence avec des rouleaux turbulents ondulés
7489	$1.57\ 10^8$	-0.1590	-0.466	12204	-0.0568	
8737	$1.94\ 10^8$	-0.1428	-0.400	13591	-0.0714	
9361	$2.14\ 10^8$	-0.1359	-0.373	14284	-0.0776	
9569	$2.21\ 10^8$	-0.1337	-0.365	14515	-0.0796	
9708	$2.26\ 10^8$	-0.1323	-0.360	14670	-0.0808	
9985	$2.36\ 10^8$	-0.1296	-0.350	14978	-0.0833	
11233	$2.81\ 10^8$	-0.1186	-0.311	16365	-0.0932	Stationary Turbulent Vortices (STV)
13868	$3.91\ 10^8$	-0.1006	-0.252	19292	-0.1094	
24269	$1.00\ 10^9$	-0.0629	-0.144	30849	-0.1433	

Tableaux 4.1 : Tableau récapitulant les différents observés en fonction des différents paramètres de contrôle.

Chapitre 5 : Analyse statistique de la transition vers les rouleaux turbulents

Notre objectif, dans ce chapitre, est d'étudier la transition du régime pleinement turbulent vers le régime des rouleaux turbulents stationnaires. Nous avons réalisé une analyse statistique des différentes grandeurs physiques pouvant être calculées à l'aide des champs de vitesse et des fluctuations associées. Notamment, nous avons calculé les moments du premier au quatrième ordre. Différents nombres adimensionnels sont exploités dans cette étude. Les différentes grandeurs présentées dans ce chapitre sont calculées à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique.

Dans cette première partie de ce chapitre nous présentons des différentes statistiques caractéristiques de la turbulence. Nous commençons par la fonction de densité de probabilité (PDF) ainsi que l'analyse de l'asymétrie et l'aplatissement associés. Dans la suite nous présentons aussi les fonctions d'autocorrélations spatiale et temporelle des composantes de la vitesse mesurées (composantes axiale et radiale) et le tenseur de Reynolds.

5. 1 Fonction de densité de probabilité de la vitesse

Nous avons vu dans le chapitre 4 que les rouleaux turbulents issus du régime pleinement turbulent présentent de fortes fluctuations qui deviennent de plus en plus importantes quand Re_i augmente. Nous décrivons donc ces fluctuations par la fonction de densité de probabilité (PDF). Pour ceci, nous avons choisi d'utiliser les fluctuations de la vitesse radiale. Nous avons reconstruit un histogramme des fluctuations de la vitesse radiale obtenues pendant toute la durée de chaque acquisition. La figure 5.1 présente les PDF normalisées des fluctuations de la vitesse radiale pour les différents nombres de Reynolds Re_i sur trois positions, $x = 0{,}1$, $x = 0{,}5$ et $x = 0{,}9$. A des fins de comparaison, nous avons également tracé en tirets magentas, la PDF d'une variable aléatoire suivant la loi normale [87]. Il s'agit d'une distribution gaussienne qui peut être obtenue en turbulence homogène et isotrope. En haut et à gauche de chaque figure, nous montrons un zoom de la PDF correspondante entre $0{,}8$ et 1. Cela nous permet de bien visualiser le comportement des distributions près de leur sommet et par rapport à l'axe vertical. A $x = 0{,}1$ nous voyons que la distribution correspondante s'éloigne d'une distribution normale. En effet, la zone près du cylindre intérieur est la zone responsable de la formation des structures ce qui explique pourquoi la distribution ne suit pas une loi normale dans cette zone. En augmentant le nombre de Reynolds Re_i, et pour les régimes où les structures cohérentes sont bien organisées dans l'écoulement, nous remarquons que la distribution se rapproche de plus en plus d'une gaussienne. En $x = 0{,}5$ les allures de la PDF sont beaucoup plus proches d'une gaussienne, et ce quel que soit la valeur du nombre de Reynolds intérieur considéré. En effet, au milieu de l'entrefer, la frontière qui sépare deux rouleaux est moins nette que près des parois.

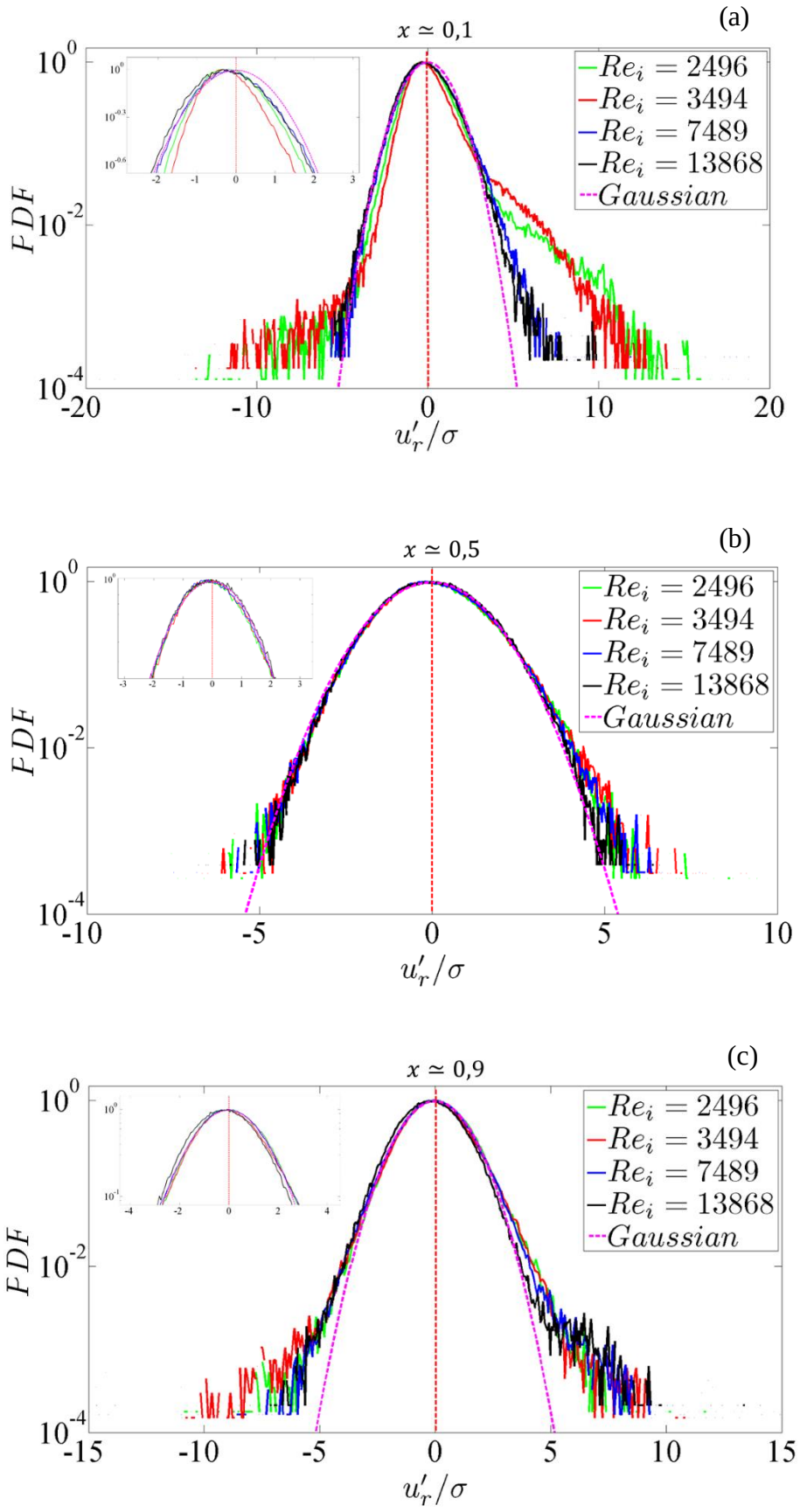

Figure 5.1 : Comparaison des profils de la PDF des fluctuations de la vitesse radiale : (a) $x = 0{,}1$, (b) $x = 0{,}5$ et (c) $x = 0{,}9$.

Pour les plus grands nombres de Reynolds tels que $Re_i = 13868$, où l'écoulement est dans le régime des rouleaux turbulents stationnaires, la PDF se rapproche le plus d'une gaussienne. Un comportement identique mais pour la distribution de la vitesse azimutale a été observé par Huisman $et\ al.$ [48] au milieu du gap en présence de rouleaux turbulents pour $\mu = -0{,}2$ et $Ta = 1{,}49.10^{12}$.

A partir des PDF des fluctuations de la composante radiale de la vitesse à $x = 0{,}5$, nous avons extrait la variance $\tilde{\sigma}_{u'_r}$ adimensionnée par $|u_o|$ pour les différents Re_i, du régime pleinement turbulent à $Re_i = 2496$ jusqu'au régime des rouleaux turbulents stationnaires à $Re_i = 13868$. Cette variance correspond à la largeur entre les deux points se trouvant aux extrémités des distributions à mi-hauteur. La figure 5.2 présente la variation de $\tilde{\sigma}_{u'_r}$ en fonction de Re_i. La variance augmente avec Re_i jusqu'à l'apparition du régime des rouleaux turbulents stationnaires. Là, elle diminue légèrement autour de $Re_i = 10^4$ et ré-augmente plus faiblement ensuite, ce qui peut correspondre à sa saturation. Ce résultat est tout à fait cohérent avec les profils radiaux des fluctuations de la vitesse radiale représentés sur la figure 4.18. Ils indiquent aussi que les fluctuations de la vitesse radiale augmentent avec Re_i comme le régime devient de plus en plus turbulent.

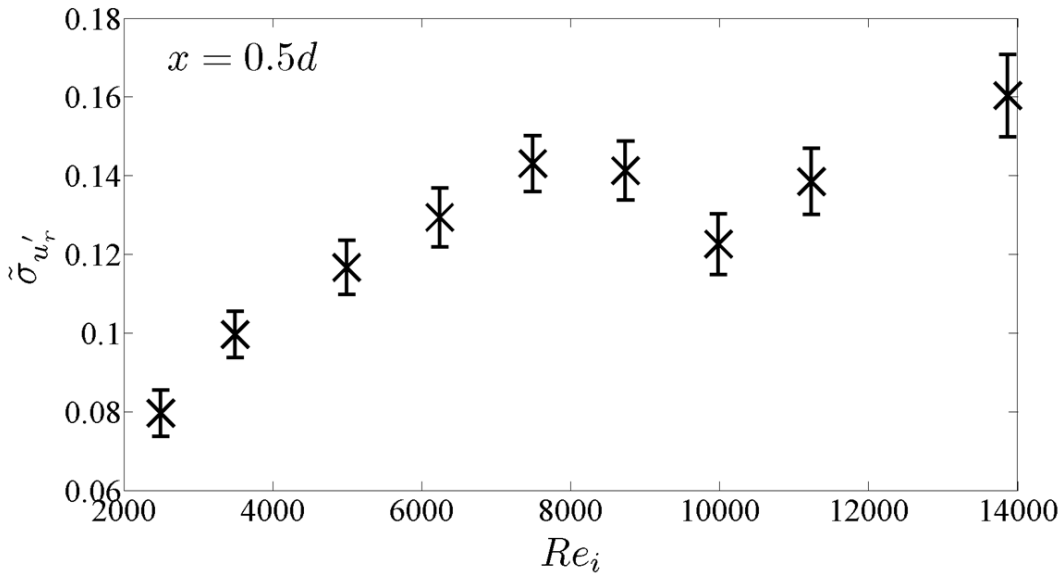

Figure 5.2 : Variance calculée à partir des allures de la PDF en fonction de Re_i.

5.2 Asymétrie et aplatissement

Dans la partie précédente nous avons calculé et tracé les PDF des fluctuations de la composante radiale de la vitesse qui sont légèrement décalées par rapport à une gaussienne. Pour mesurer ce décalage, nous avons calculé l'asymétrie (skewness) et l'aplatissement (kurtosis) des fluctuations de la composante radiale de la vitesse à $x = 0{,}5$ pour les différents régimes observés dans notre étude. L'asymétrie et l'aplatissement représentent les moments des

fluctuations de troisième et quatrième ordre respectivement. Ces deux coefficients sont calculés à l'aide des expressions (1.18) et (1.19).

L'asymétrie donne des informations sur la symétrie de la distribution. Lorsque sa valeur est positive, cela indique que le poids de la distribution est concentré à gauche de la figure et donc la queue de la distribution est étalée vers la droite. Par conséquent, lorsque sa valeur est négative cela signifie que le poids de la distribution est concentré à droite de la figure et donc la queue de la distribution est étalée vers la gauche. D'autre part, lorsque l'asymétrie est égale à zéro, cela signifie que la PDF est symétrique comme l'est une distribution gaussienne. La figure 5.3 présente la variation des coefficients d'asymétrie en fonction de la position radiale pour les différents nombres de Reynolds Re_i correspondant aux différents régimes observés. Ces coefficients sont généralement positifs dans tout l'ensemble de l'intervalle de l'entrefer, ce qui signifie que les fluctuations de la vitesse radiale ont plus tendance de prendre des valeurs positives que négatives. Pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$, nous pouvons remarquer sur la figure qu'au voisinage du cylindre intérieur, les valeurs sont plus élevées qu'ailleurs dans la position radiale. Il existe donc une asymétrie importante de la distribution dans cette zone. La valeur positive de l'asymétrie indique un biais vers les valeurs positives des fluctuations de vitesse radiale. Ce résultat peut s'interpréter dans le contexte de ce qui a été vu auparavant. Pour ces deux nombres de Reynolds, les profils de vitesse n'ont pas encore un plateau comme c'est le cas pour les plus grands nombres de Reynolds sont caractérisés par une surface nodale plus proche du cylindre intérieur. Il existe donc toujours une zone d'écoulement instable près du cylindre intérieur où des petits rouleaux, que nous n'avons pu observer, peuvent donc se développer sous l'effet de l'instabilité centrifuge. Ceux-ci peuvent être responsables de l'asymétrie observée. Au milieu de l'entrefer, la distribution des fluctuations est plus symétrique.

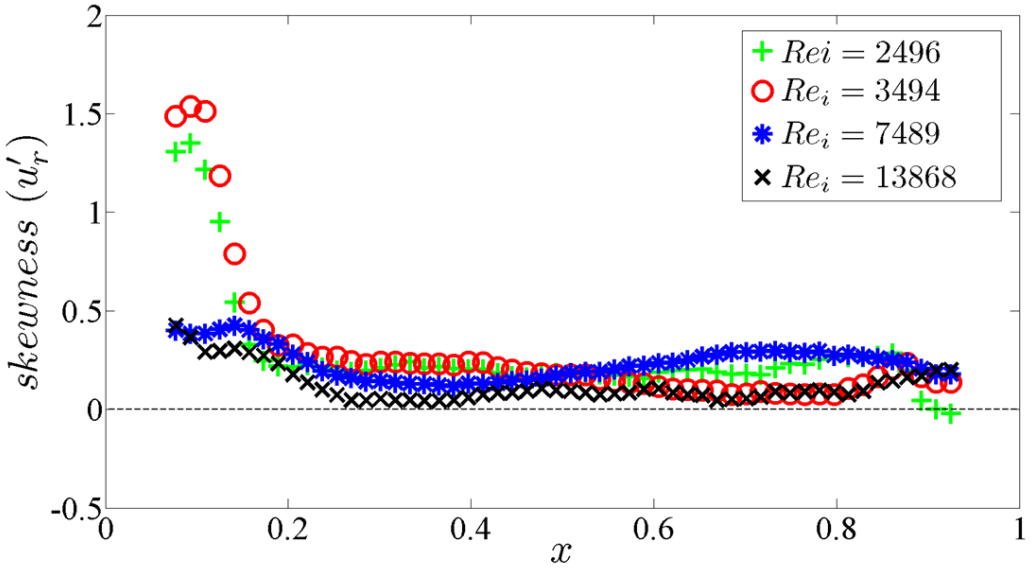

Figure 5.3 : Profils radiaux de l'asymétrie de la composante radiale de la vitesse calculée le long de la direction axiale pour le temps total des acquisitions.

Nous pouvons aussi remarquer sur la figure 5.3 que l'asymétrie est plus proche de zéro au milieu de l'entrefer pour $Re_i = 13868$, quand les rouleaux turbulents sont stationnaires. Ceci traduit une distribution qui se rapproche de la loi normale. Nous rappelons que la PDF correspondante sur la figure 5.1 pour ce Re_i est proche d'une gaussienne. Nous confirmons donc à nouveau que, pour le régime de rouleaux turbulents stationnaires, la turbulence a un comportement plus proche d'un régime de turbulence homogène isotrope, au moins au milieu de l'entrefer. Toutefois, toujours pour ce Re_i, même si c'est moins net que pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$, nous voyons que l'asymétrie remonte près du cylindre intérieur, là où l'énergie est injectée.

Par ailleurs, nous avons mesuré l'aplatissement. Ce coefficient mesure le degré d'aplatissement de la distribution d'une variable aléatoire réelle. Dans le cas de la distribution de la loi normale, le coefficient d'aplatissement est égal à zéro dans notre cas (éq 1.19) Quand ce coefficient est positif cela signifie que les queues de la distribution sont plus épaisses, c'est-à-dire que les évènements extrêmes sont plus fréquents. Quand ce coefficient est négatif, la PDF est plus étroite et les évènements extrêmes sont moins fréquents. La figure 5.4 donne l'allure du coefficient d'aplatissement en fonction de la position radiale pour les nombres de Reynolds Re_i des différents régimes observés dans notre étude. Nous voyons sur la figure que les coefficients d'aplatissement sont positifs mais tendent vers zéro au milieu de l'entrefer. Leurs valeurs augmentent au voisinage des parois des cylindres, la valeur maximale étant atteinte près du cylindre intérieur. Au milieu, il n'y a donc pas beaucoup plus de valeurs anormales que dans une distribution gaussienne. Par contre, on trouve plus d'évènements extrêmes près des cylindres et plus particulièrement près du cylindre intérieur pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$. Les zones de fort cisaillement et la zone entre la surface nodale et le cylindre intérieur, pour ces deux nombres de Reynolds, sont logiquement plus intermittentes. Ce résultat est similaire à celui observé sur la figure 5.1 de la PDF dont la forme avec des queues épaisses est clairement visible à $x = 0{,}5$ pour tous les régimes représentés dans notre étude.

Nous pouvons donc conclure en tenant compte des allures de la PDF ainsi que les coefficients de l'asymétrie et de l'aplatissement associés, que la distribution de la PDF ne suit pas une loi normale dans l'écoulement pleinement turbulent jusqu'au régime des rouleaux turbulents ondulés. En revanche nous avons trouvé que la distribution de la PDF pour le régime des rouleaux turbulents stationnaires est proche d'une Gaussienne. Nous avons aussi remarqué que pour les zones se trouvant entre $0{,}08 \leq x \leq 0{,}15$ les valeurs des coefficients de l'asymétrie et de l'aplatissement diminuent en augmentant le nombre de Reynolds Re_i, et plus particulièrement dans les régimes où les rouleaux turbulents s'organisent dans l'écoulement.

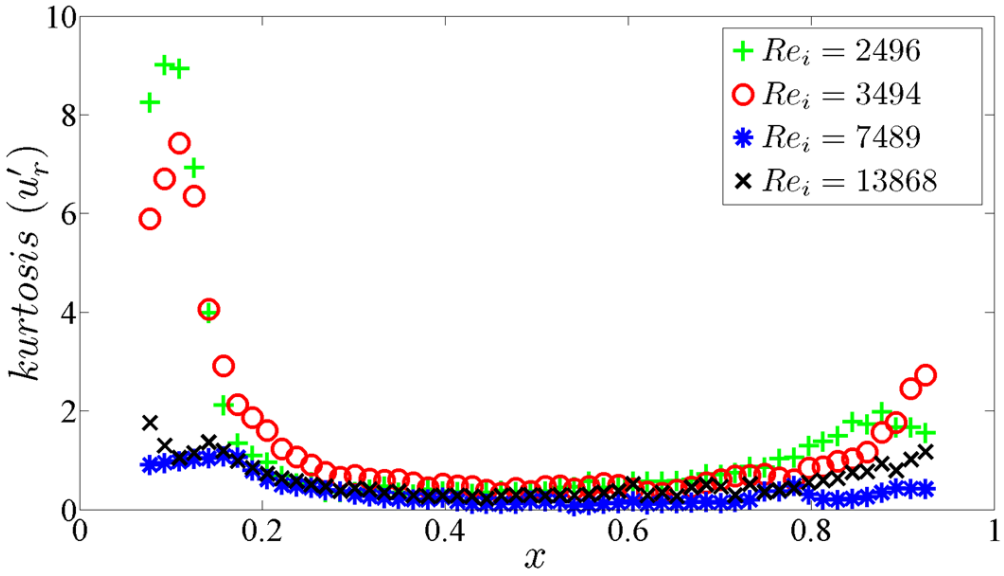

Figure 5.4 : Profils radiaux de l'aplatissement de la composante radiale de la vitesse calculée le long de la direction axiale pour le temps total des acquisitions.

5.3 Fonction densité de probabilité conjointe (JPDF)

Les caractéristiques de l'écoulement peuvent aussi être étudiées par la fonction densité de probabilité conjointe (JPDF). La JPDF caractérise la densité de probabilité de deux variables aléatoires alors que la PDF ne concerne qu'une seule variable. Afin de ne pas alourdir ce chapitre, nous présentons deux régimes d'écoulements turbulents sans et en présence de rouleaux. Sur les figures 5.5 et 5.6 nous présentons donc la JPDF pour les trois composantes de la vitesse pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 13868$ respectivement. Nous avons choisi une position au voisinage du cylindre intérieur à $x = 0{,}1$ car il s'agit de la zone la plus fluctuante pour les composantes axiale et azimutale, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4 sur les figures 4.18 et 4.20. Les fluctuations de la vitesse sont adimensionnées par la valeur absolue de la vitesse de rotation du cylindre extérieur $|u_o|$. Pour les écoulements turbulents, les trois composantes de la vitesse peuvent dépendre les unes des autres. La JPDF est comprise entre 0 et 1. Une JPDF de deux variables aléatoires indépendantes prend la forme d'un disque ou d'une ellipse dont les axes sont parallèles aux axes x et y. Si les variables dépendent l'une de l'autre, la JPDF prend la forme d'une ellipse dont les axes ne sont pas parallèles aux axes x et y. Sur les images (a) et (c) des deux figures 5.5 et 5.6 nous voyons que les JPDF forment des cercles ou des ellipses alignées avec l'axe horizontal. Cela signifie que les fluctuations des composantes concernées sont indépendantes.

Nous trouvons donc que u'_z est indépendante de u'_r et u'_θ quel que soit le nombre de Reynolds considéré. A $Re_i = 13868$, l'image (b) de la figure 5.6 montre que u'_θ et u'_r sont corrélées au voisinage de la paroi intérieure. De même, à $Re_i = 2496$, l'image (b) de la figure

5.5 montre aussi que les fluctuations de ces composantes sont bien corrélées au voisinage de la paroi intérieure.

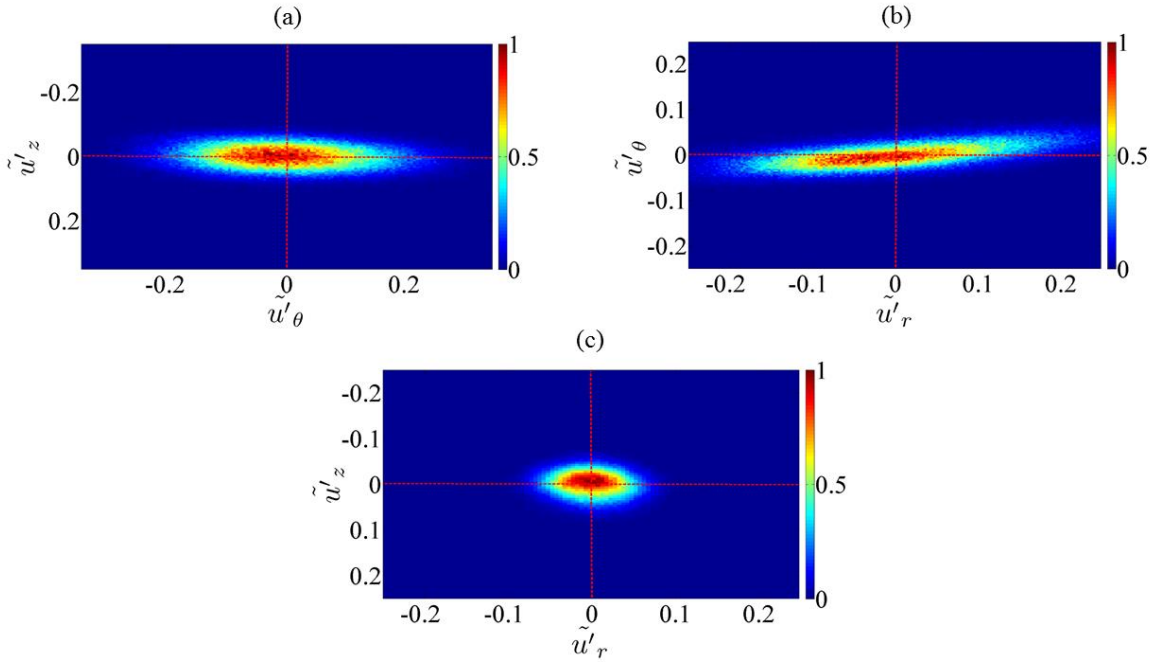

Figure 5.5 : JPDF des trois composantes de la vitesse à 0,1d pour $Re_i = 2496$.

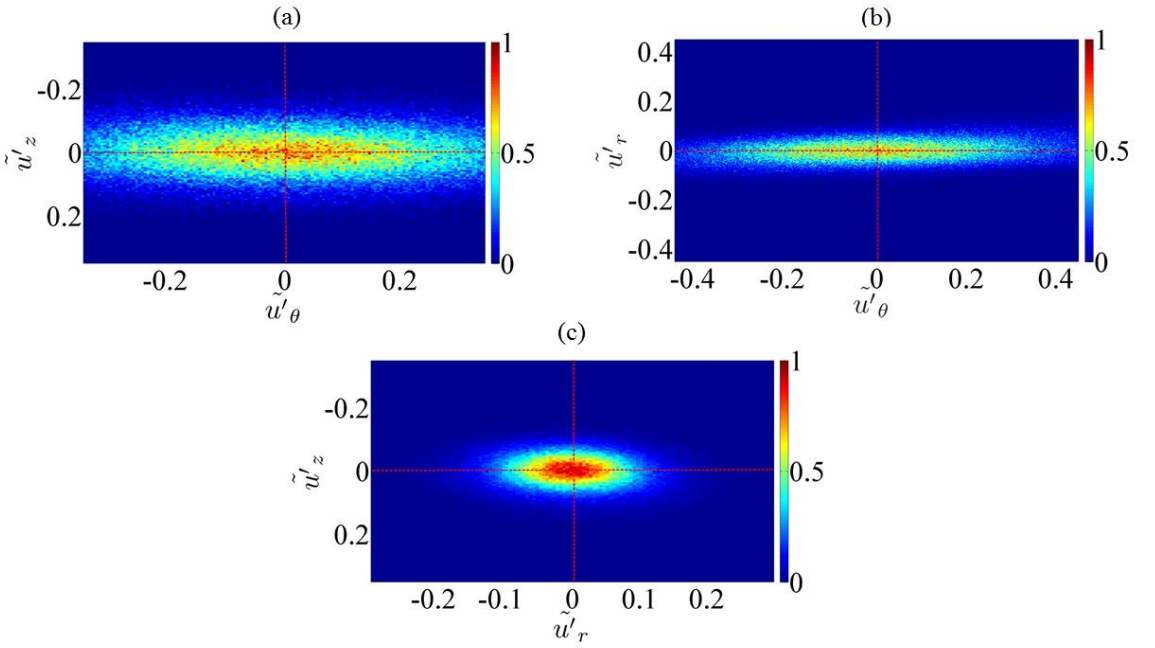

Figure 5.6 : JPDF des trois composantes de la vitesse à 0,1d pour $Re_i = 13868$.

5.4 Tenseur de Reynolds et énergie cinétique

Jusqu'à présent nous avons étudié des éléments diagonaux du tenseur de Reynolds qui correspondent aux écarts types présentés dans le chapitre 4. A partir des fluctuations des trois composantes de la vitesse, nous avons aussi calculé les autres éléments du tenseur de Reynolds qui permet aussi d'étudier la corrélation entre les trois composantes de la vitesse en fonction de la position radiale. Ces profils sont présentés sur la figure 5.7 pour les nombres de Reynolds Re_i correspondant aux différents régimes observés dans notre étude. Ces profils sont adimensionnés par la vitesse de rotation du cylindre extérieur u_o^2 prise au deuxième ordre. Nous pouvons donc clairement voir sur la première figure (a) que les composantes, axiale et radiale, sont dé-corrélées dans tout l'entrefer quel que soit le nombre de Reynolds considéré. Ceci rejoint les observations faites par les JPDF. Sur la deuxième figure (b), pour les nombres de Reynolds $Re_i = 2496$ et $Re_i = 3494$ correspondant au régime pleinement turbulent et à celui des rouleaux turbulents désordonnés, les vitesses axiale et azimutale sont également dé-corrélées. En revanche, pour les nombres de Reynolds les plus grands, à $Re_i = 7489$ et $Re_i = 13868$, représentant des régimes turbulents organisés en espace et en temps, les profils de $\langle\widetilde{u'_\theta u'_r}\rangle_{z,t}$ composantes axiale et azimutale se corrèlent pour $0{,}3 \leq x \leq 0{,}9$. Sur la dernière figure (c), nous pouvons voir que la composante du tenseur $\langle\widetilde{u'_\theta u'_r}\rangle_{z,t}$ est différente de zéro dans l'enrefer. Une asymétrie est clairement visible par rapport au milieu indiquant une corrélation plus importante des composantes radiale et azimutale au voisinage du cylindre intérieur correspondant à la zone de la formation des structures et d'injection de l'énergie. $\langle\widetilde{u'_r u'_\theta}\rangle_{z,t}$ est globalement positive et présente un pic qui se déplace vers le cylindre intérieur lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds Re_i. Pour cette composante du tenseur, le même comportement a été retrouvé numériquement par Dong [23]. Le signe positif correspond à un transport par u'_r des fluctuations négatives de la vitesse azimutale vers l'intérieur ou à un transport des fluctuations positives de la vitesse azimutale vers l'extérieur.

La PIV stéréoscopique permet de déterminer les trois composantes de la vitesse. Cela nous a permis de calculer tous les éléments du tenseur de Reynolds. Les trois éléments diagonaux de ce tenseur correspondent au moment d'ordre deux des fluctuations des trois composantes. A partir des éléments de cette diagonale nous pouvons donc calculer l'énergie cinétique des fluctuations dans l'écoulement selon la formule 5.1. Afin de représenter la variation de cette énergie dans l'entrefer, nous avons calculé sa moyenne temporelle ainsi que

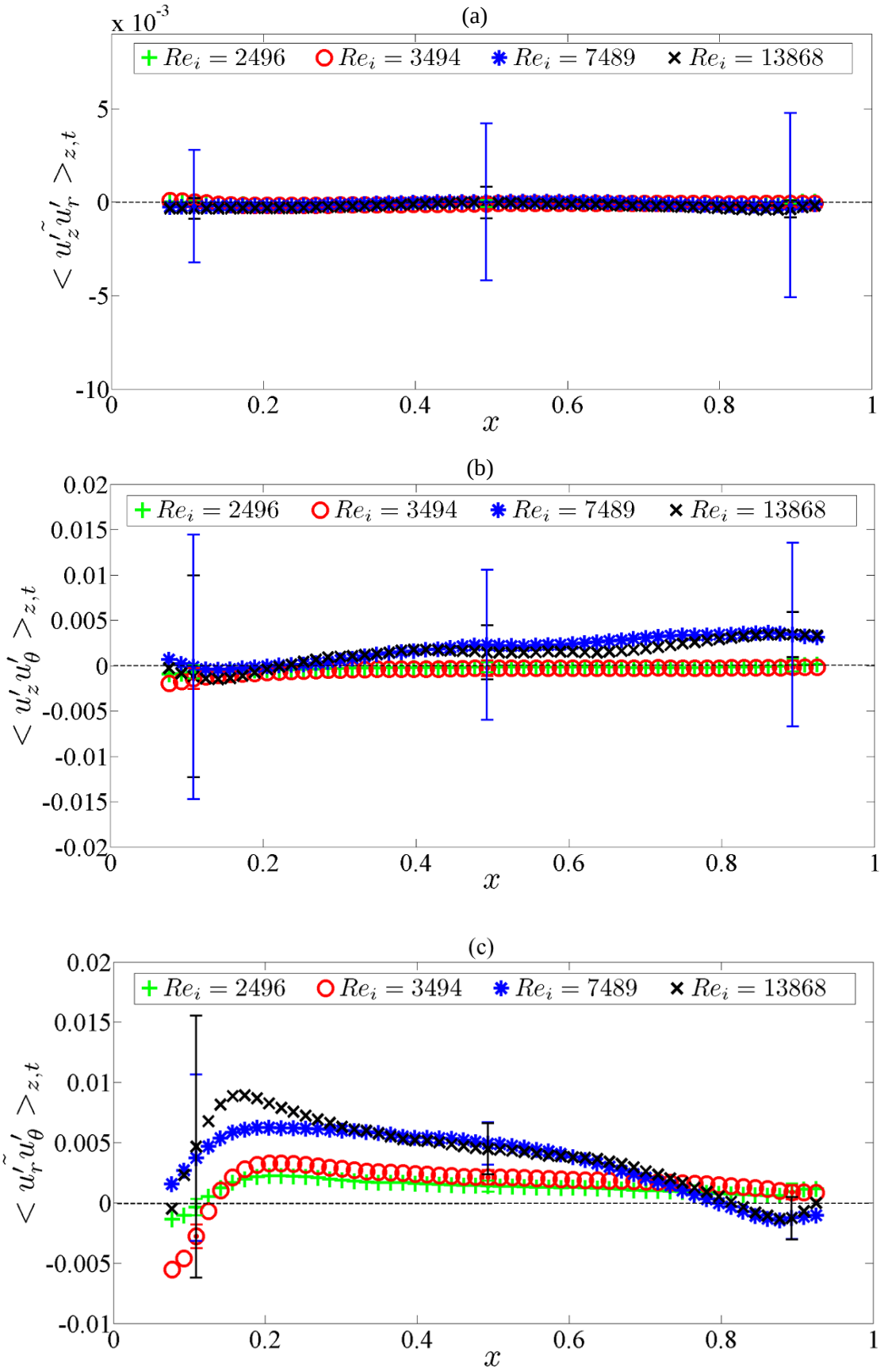

Figure 5.7 : Eléments non diagonaux du tenseur de Reynolds en fonction de la direction radiale : (a) $< \widetilde{u'_z u'_r} >$, (b) $< \widetilde{u'_z u'_\theta} >$ et (c) $< \widetilde{u'_r u'_\theta} >$.

sa moyenne dans la direction axiale comme suit, avec $j = r, \theta, z$ et $< >$ indique la moyenne.

$$< E'_c >_{z,t} = \frac{1}{2} \sum < u'^2_j >_{z,t} \qquad (5.1)$$

La figure 5.8 compare les profils radiaux de l'énergie cinétique pour les quatre régimes d'écoulement considérés dans le cadre de cette étude. Globalement, l'énergie cinétique devient de plus en plus importante dans tout le gap quand Re_i augmente. Plus spécifiquement, cette énergie est plus élevée au voisinage de la paroi intérieure pour tous les régimes excepté le régime des rouleaux turbulents ondulés à $Re_i = 7489$. La présence du maximum près du cylindre intérieur pour les régimes concernés peut s'expliquer par le fait que c'est la zone la plus vivante dans l'entrefer. Pour $Re_i = 7489$, nous remarquons que l'énergie devient plus faible dans la zone près de la paroi intérieure. En revanche la courbe passe par des maxima aux alentours de $x \approx 0{,}2$ et $x \approx 0{,}9$ où l'énergie est un peu plus élevée par rapport au milieu. Nous avons vu que les fluctuations de la vitesse azimutale sont plus élevées que celles des deux autres composantes de la vitesse. Ceci peut expliquer la similarité de la courbe obtenue pour l'énergie cinétique avec celle des fluctuations de la vitesse azimutale.

A partir de ces profils radiaux de l'énergie cinétique des fluctuations, nous avons estimé sa moyenne dans l'entrefer pour tous les nombres de Reynolds. Nous présentons sa variation en fonction de Re_i sur la figure 5.9. Comme nous le voyons sur la figure, l'énergie cinétique moyenne augmente dans l'entrefer avec Re_i. Elle passe de $\widetilde{E'}_c = 0.0068$ pour $Re_i = 2496$ correspondant aux régimes pleinement turbulents à $\widetilde{E'}_c = 0.0447$ pour $Re_i = 13868$ correspondant au régime des rouleaux turbulents stationnaires. Par ailleurs, nous pouvons remarquer que pour le régime des rouleaux turbulents ondulés l'énergie cinétique varie peu en fonction de Re_i. En revanche pour les trois autres régimes l'énergie augmente avec Re_i.

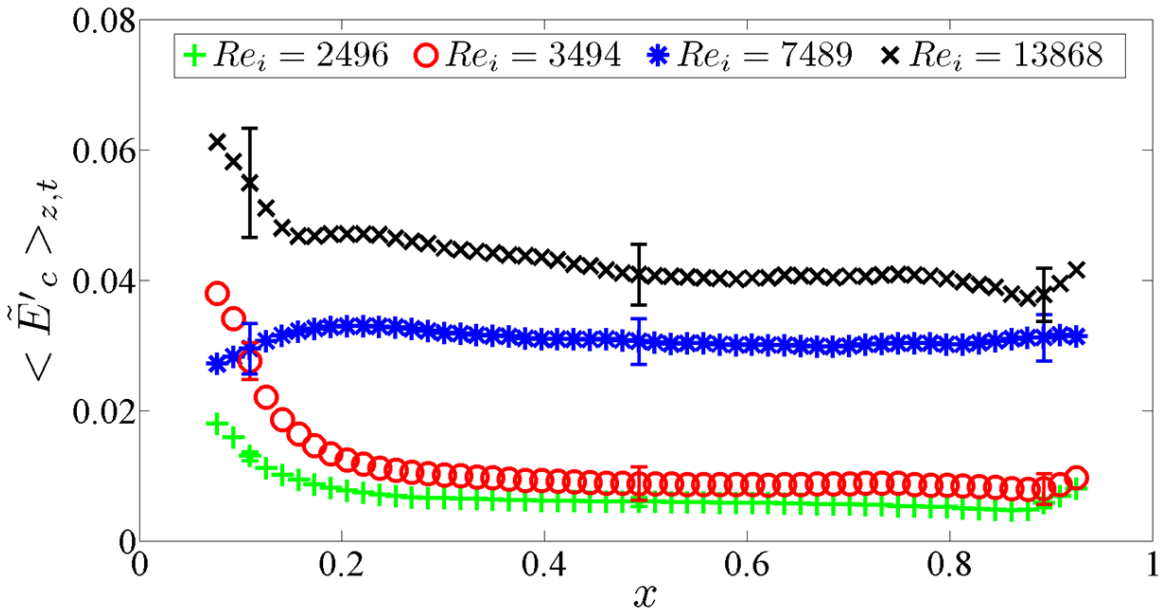

Figure 5.8 : Comparaison des profils radiaux de l'énergie cinétique en fonction de Re_i.

De même nous avons aussi déterminé l'énergie cinétique totale moyenne à l'aide de l'expression (5.1) en remplaçant les fluctuations de vitesses par les vitesses totales. Comme nous le voyons sur la figure 5.10, l'énergie cinétique totale augmente continument avec Re_i comme les vitesses dans l'écoulement deviennent de plus en plus importantes.

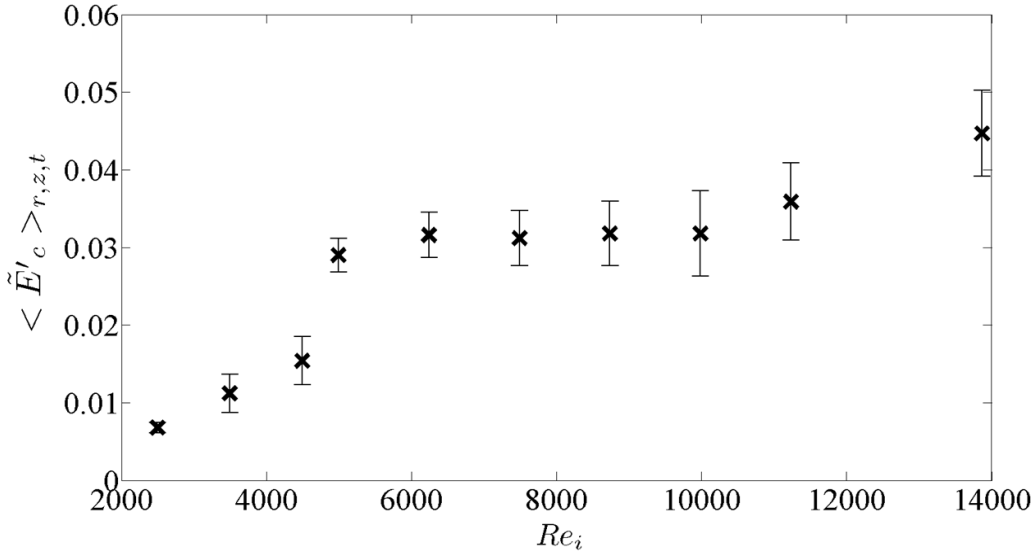

Figure 5.9 : Variation de l'énergie cinétique fluctuante moyennée dans l'entrefer et en temps en fonction de Re_i

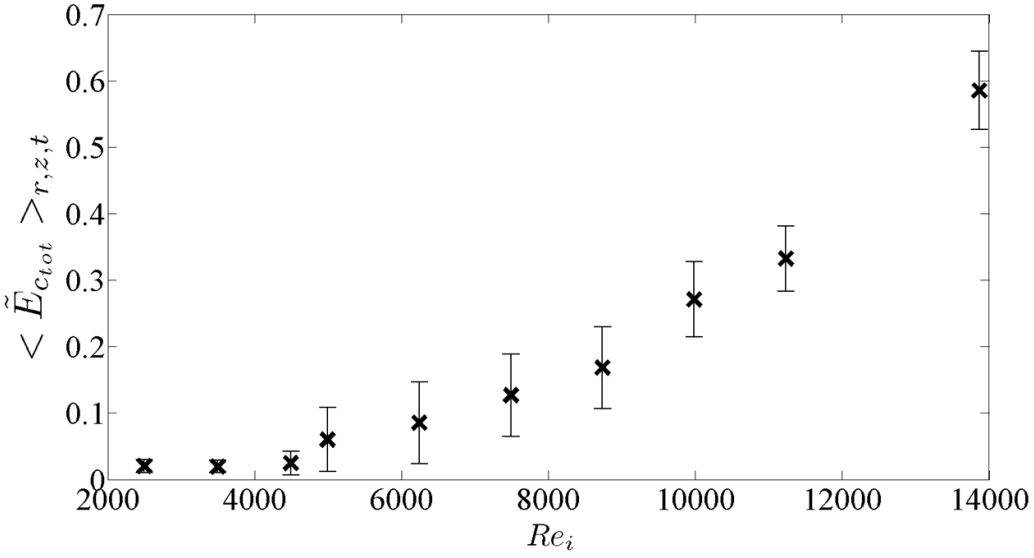

Figure 5.10 : Variation de l'énergie cinétique totale moyennée dans l'entrefer et en temps en fonction de Re_i.

A l'aide de ces deux quantités physiques présentées sur les figures 5.9 et 5.10, nous avons calculé le taux de turbulence dans l'entrefer en fonction du nombre de Reynolds Re_i. Le résultat est illustré sur la figure 5.11. Nous voyons que pour $Re_i \lesssim 4500$, le taux de turbulence est en augmentation, en revanche pour les nombres de Reynolds Re_i les plus grands, ce taux est en diminution. Nous avons trouvé un comportement similaire en fonction de Re_i sur la figure 4.23 qui représente le bruit dans l'entrefer. Nous retrouvons encore une indication du changement de régime aux alentours de $Re_i \simeq 4500$. L'allure de ce taux de la turbulence dans l'écoulement complète les résultats présentés dans le chapitre 4. Pour $Re_i < 4500$, les structures qui sont apparues dans l'écoulement sont désordonnées ce qui traduit un bruit plus élevé. Par contre pour $Re_i \gtrsim 4500$ ces structures cohérentes sont organisées et dominent l'écoulement, ce qui explique la diminution du taux de la turbulence.

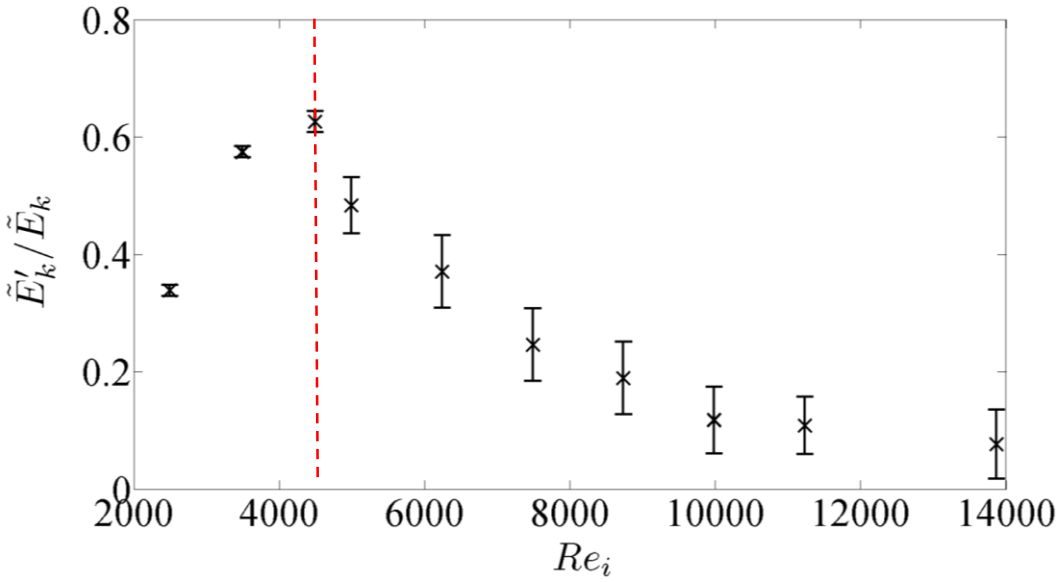

Figure 5.11 : Variation du taux de la turbulence en fonction de Re_i.

5.5 Nombre de Reynolds Re_w

Nous avons vu dans le chapitre 3 que, dans le régime laminaire, l'écoulement est unidirectionnel. Ceci a pu être vérifier dans notre travail à l'aide des champs moyens de la vitesse ainsi que des profils moyens des deux composantes, radiale et axiale. Nous parlons ici de l'écoulement de base sans aucune structure présenté à $Re_i = 823$. Lorsque l'écoulement devient turbulent, les composantes radiale et axiale deviennent non nulles du fait de la présence de structures dans l'écoulement. Ces deux composantes sont responsables d'un flux secondaire appelé « $the\ wind$» ($le\ vent$) caractérisé par le nombre de Reynolds Re_w [33]. Ce nombre de Reynolds Re_w est calculé comme suit :

$$Re_w = \frac{U_w d}{\upsilon} \tag{5.2}$$

avec $$U_w = << u_r^2 >_t + < u_z^2 >_t >_{r,z}^{1/2} \quad (5.3)$$

La figure 5.12 compare le nombre de Reynolds Re_w en fonction du nombre de Reynolds Re_i du régime de l'écoulement de base au régime des rouleaux turbulents stationnaire. Pour $Re_i = 823$, l'écoulement est encore laminaire comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Sur la figure, le nombre de Reynolds Re_w est très faible (presque nul) puisque les deux composantes, radiale et axiale sont nulles ou presque (seule la vitesse azimutale est non nulle). Par contre, en augmentant Re_i nous pouvons clairement voir sur la figure que ce nombre de Reynolds Re_w devient non nul et augmente lentement pour le régime pleinement turbulent à $Re_i = 2496$ et le régime des rouleaux turbulents désordonnés. Comme mentionné précédemment, les structures qui apparaissent dans l'écoulement rendent u_r' et u_z' non nulles. En continuant à augmenter Re_i et pour des valeurs encore plus élevées le nombre de Reynolds Re_w devient beaucoup plus important. Nous passons de $Re_w \approx 70$ à $Re_w \approx 921$ pour $Re_i = 2496$ et $Re_i = 13868$ respectivement. Cela peut être expliqué par le fait que pour les grands Re_i les deux composantes radiale et axiale deviennent plus fortes sous l'effet du renforcement des rouleaux contra-rotatifs. Nous confirmons donc à l'aide de ce nombre de Reynolds Re_w que pour les régimes turbulents les écoulements sont tridimensionnels.

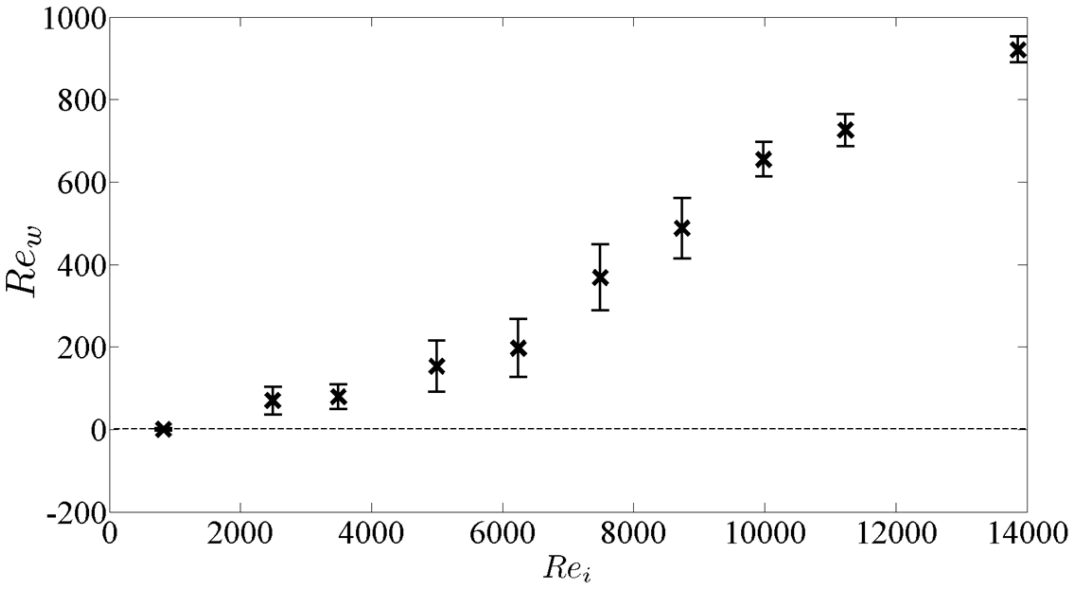

Figure 5.12 : Variation de Re_w en fonction de Re_i du régime laminaire au régime des rouleaux turbulents stationnaires.

5.6 Fonction d'autocorrélation

Dans cette section nous avons déterminé la corrélation des fluctuations de vitesse pour en fonction du nombre de Reynolds Re_i correspondant aux différents régimes observés. Dans un premier temps nous avons étudié la corrélation spatiale des fluctuations des composantes de la vitesse entre deux positions le long de la direction axiale. Nous avons ensuite étudié l'autocorrélation temporelle des fluctuations des composantes de la vitesse entre deux instants différents pour toute la durée des acquisitions. Les fonctions d'autocorrélation ont été calculées comme suit :

$$R_{jj}(\xi) = \frac{< u_j'(r,z,t).u_j'(r,z+\xi,t) >}{< u_j'^2(r,z,t) >} \tag{5.4}$$

$$R_{jj}(\tau) = \frac{< u_j'(r,z,t).u_j'(r,z,t+\tau) >}{< u_j'^2(r,z,t) >} \tag{5.5}$$

avec $j = r, z, \theta$ ou t et $< >$ indique une moyenne temporelle et spatiale pour l'autocorrélation spatiale et temporelle respectivement. Par choix nous avons calculé la fonction d'autocorrélation des fluctuations de la vitesse axiale au voisinage du cylindre intérieur à $x = 0{,}1$, car les fluctuations se sont révélées être les plus fortes dans cette zone (figure 4.20). Nous notons que les profils d'autocorrélation des fluctuations de la vitesse radiale à $x = 0{,}5$ aboutissent vers les mêmes résultats comme les fluctuations radiales sont plus importantes au milieu de l'entrefer (figure 4.18). Afin de ne pas alourdir ce chapitre, nous présentons seulement les profils d'autocorrélation des fluctuations de la composante axiale.

5.6.1 Autocorrélation spatiale

Comme on vient de le préciser, nous avons calculé et tracé les profils de la fonction d'autocorrélation entre deux points dans la direction axiale. La figure 5.13 présente ces profils pour les quatre différents régimes d'écoulement observés. Pour le régime pleinement turbulent à $Re_i = 2496$ illustré en vert, ainsi que le régime des rouleaux turbulents désordonnés en rouge, nous remarquons une forte dé-corrélation due au désordre spatial. En revanche, en augmentant le nombre de Reynolds Re_i, pour les régimes où les rouleaux turbulents sont bien organisés suivant la direction axiale, les profils d'autocorrélation ont un comportement oscillant à grande échelle qui est la signature des rouleaux. Sur la figure nous voyons que les profils passent par un point à $R_{zz}(\xi) = 0$. Ce point d'intersection donne une nouvelle mesure de la longueur moyenne Λ des structures cohérente dans la direction axiale. En considérant les différents régimes, nous passons de $\widetilde{\Lambda} = 0{,}5429$ à $\widetilde{\Lambda} = 0{,}751$ pour $Re_i = 3494$ et $Re_i = 13868$ respectivement.

Nous rappelons que dans le chapitre 4 nous avions déterminé les nombres d'ondes pour les régimes où les rouleaux sont présents dans l'écoulement. La longueur d'onde moyenne λ_z estimée à partir du profil d'autocorrélation est tout à fait cohérente avec le nombre d'onde

calculé pour ce nombre de Reynolds $Re_i = 13868$ qui est égal à $q_z \approx 1{,}33$ ($\lambda_z \simeq 4{,}7$) (figure 4.15. a). Nous notons aussi qu'en présence de rouleaux turbulents à grande échelle, leur taille correspond à la distance entre deux valeurs minimales ou maximales des profils d'autocorrélation. Prenons le cas pour $Re_i = 13868$, nous retrouvons $\Delta\tilde{z} \approx 2$ qui est la taille d'un rouleau dans la direction axiale. Cette valeur est similaire à celle que l'on pourra clairement voir sur le diagramme spatio-temporel de la vorticité correspondant présenté sur la figure 4.10. h. Nous pouvons rajouter aussi que l'anti-corrélation (valeurs négatives) observée est liée à la présence des rouleaux contra-rotatifs.

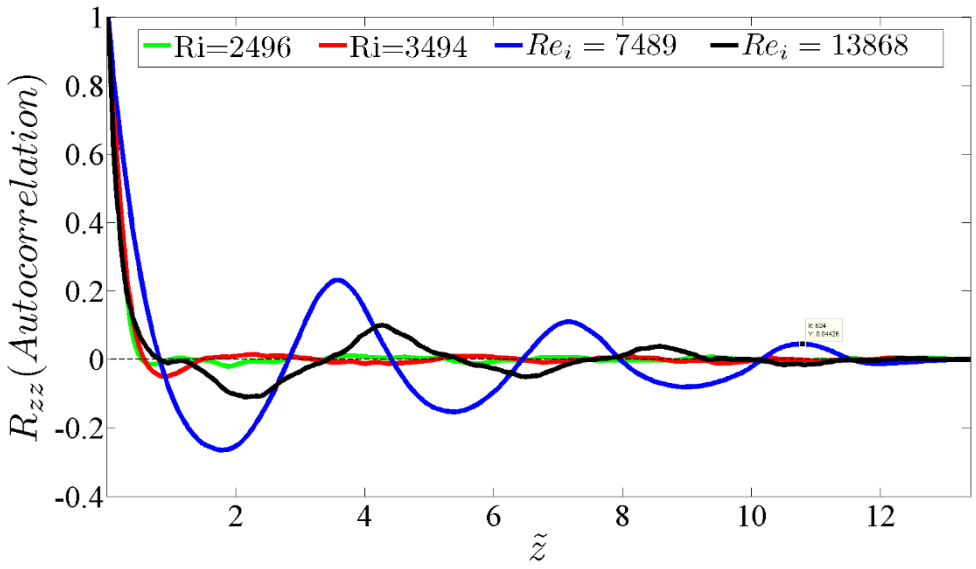

Figure 5.13 : Comparaison des profils moyens de l'autocorrélation spatiale des fluctuations de la vitesse axiale à $x = 0{,}1$ pour les différents Re_i.

A partir de ces profils d'autocorrélation spatiale, nous pouvons extraire la longueur de corrélation correspondante. Cette dernière est déterminée à partir de la première intersection des allures de corrélation avec l'axe horizontal ($R_{zz} = 0$). La figure 5.14 compare la longueur de corrélation adimensionnée par d en fonction du nombre de Reynolds Re_i. La longueur de corrélation est égale à $\tilde{z}_c \approx 0{,}65$ pour $Re_i = 2496$ et augmente avec l'émergence des structures cohérentes jusqu'à $\tilde{z}_c \approx 1{,}11$ pour $Re_i = 4493$, puis elle diminue vers des valeurs plus petites qui sont proches de celle de l'écoulement pleinement turbulent pour $Re_i = 2496$. Comme nous l'avons constaté avant, deux différents régimes sont retrouvés avant et après $Re_i \simeq 4500$. Quand l'écoulement est dominé par le bruit qui augmente avec Re_i, la longueur de corrélation devient plus grande, en revanche quand les structures cohérentes sont organisées dans l'écoulement pour $Re_i > 4500$ la longueur de corrélation diminue avec des légères variations en fonction des différents Re_i.

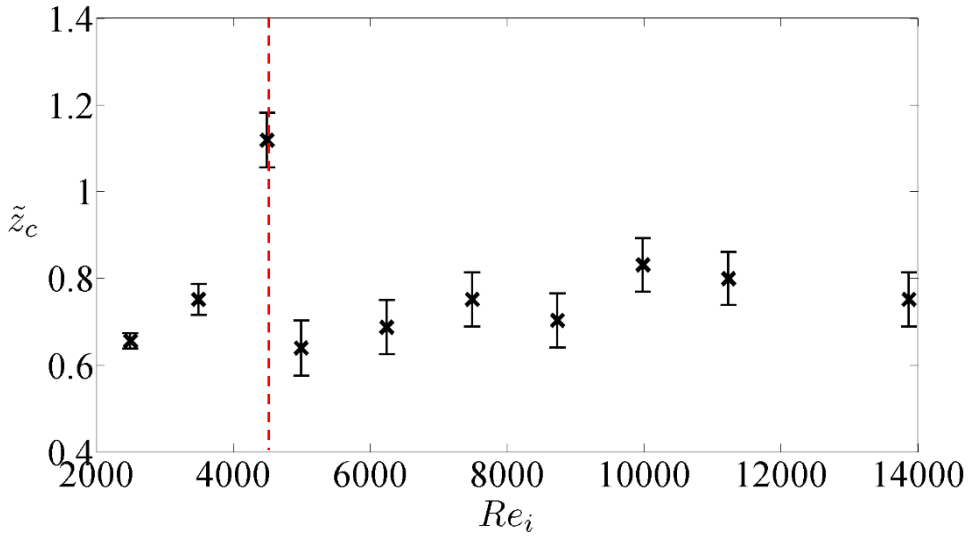

Figure 5.14 : Variation de la longueur de corrélation de la composante axiale à 0,1d en fonction de Re_i.

5.6.2 Autocorrélation temporelle

Dans cette section nous discutons l'allure de la fonction d'autocorrélation temporelle des quatre cas d'écoulement considérés dans cette étude. Nous avons calculé la fonction d'autocorrélation temporelle des fluctuations de la vitesse axiale à $x = 0{,}1$ pour toute la durée d'acquisition de la même façon que nous avons calculé la fonction d'autocorrélation spatiale. La figure 5.15 illustre les courbes obtenues en fonction du temps pour les différents nombres de Reynolds Re_i. Pour $Re_i = 2496$ où l'écoulement est pleinement turbulent, $Re_i = 3494$ où des rouleaux turbulents désordonnés émergent de l'écoulement et pour $Re_i = 13868$ dont les rouleaux turbulents sont stationnaires, nous voyons que les profils sont décorrélés. Ceci s'explique par l'absence de périodicité temporelle. En revanche, pour le régime des rouleaux turbulents ondulés, pour $Re_i = 7489$ (en bleu), nous voyons un comportement oscillant caractérisé par la présence de périodicité temporelle dans les profils d'auto-corrélation. Ces résultats sont cohérents avec les résultats trouvés et interprétés dans le chapitre 4.

Nous avons aussi calculé le temps de corrélation pour l'ensemble des nombres de Reynolds intérieurs. Dans notre cas t_c correspond au temps de corrélation que l'on cherche. Ce temps de corrélation est déterminé en prenant la première intersection des allures de corrélation avec l'axe à zéro.

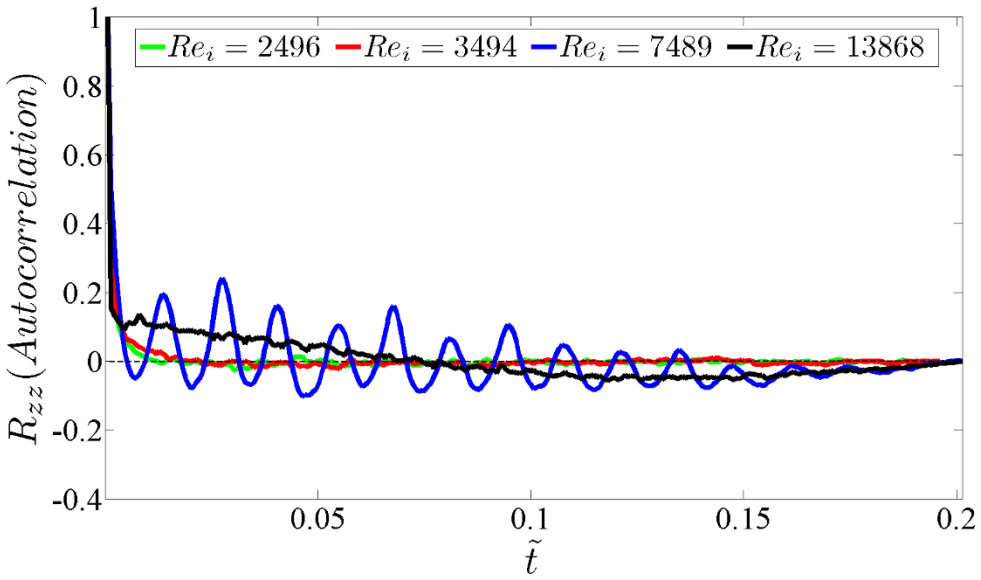

Figure 5.15 : Comparaison des profils moyens de l'autocorrélation temporelle des fluctuations de la vitesse axiale à $x = 0{,}1$ pour les différents Re_i.

La figure 5.16 illustre le temps de corrélation en fonction du nombre de Reynolds Re_i pour tous les cas de régimes. Nous voyons que le temps de corrélation est en augmentation jusqu'à $Re_i \approx 5000$, puis il diminue jusqu'à $Re_i = 13868$, en reprenant une valeur similaire à celle trouvée pour $Re_i = 2496$. Ce comportement de t_c peut être relié à la présence ou à l'absence de la périodicité temporelle. Pour le régime des rouleaux turbulents ondulés la décroissance observée entre $4993 \leq Re_i \leq 9985$ peut être traduite par la croissance de la fréquence d'ondulation en augmentant Re_i. La variation de la fréquence associée est présentée sur la figure 4.14. b. Nous notons que nous n'avons trouvé aucune dépendance entre le temps de corrélation et la fréquence principale d'ondulation. A l'aide de ce profil de variation du temps de corrélation nous retrouvons bien la frontière de la transition vers le régime des

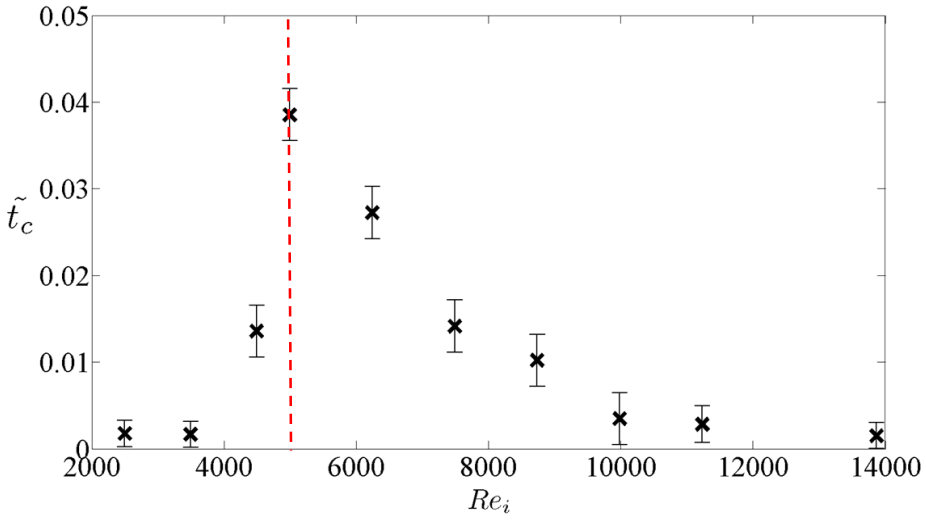

Figure 5.16 : Variation du temps de corrélation de la composante axiale à 0,1d en fonction de Re_i.

rouleaux turbulents ondulés autour de $Re_i \simeq 5000$. Ce résultat est cohérent avec les résultats présentés dans le chapitre 4. La transition vers le régime des rouleaux turbulents ondulés est estimée entre $5000 < Re_i < 6241$.

Chapitre 6 Conclusion et discussion

Ce travail de thèse est consacré à l'étude du régime turbulent apparaissant dans l'écoulement de Couette-Taylor quand les deux cylindres sont en contra-rotation. Notre objectif est de réaliser une analyse de la transition du régime pleinement turbulent identifié comme « featureless turbulence » sur le diagramme d'état établi par Andereck *et al*. [13] vers le régime de rouleaux turbulents observés pour des nombres de Reynolds Re_i plus grands [26,27,30,31,32,33]. Pour étudier cette transition nous avons fixé le nombre de Reynolds extérieur à $Re_o = -4368$ et nous avons varié le nombre de Reynolds intérieur Re_i de l'écoulement pleinement turbulent retrouvé à $Re_i = 2496$ vers un régime de rouleaux turbulents à $Re_i = 13868$.

Notre étude a été réalisée à l'aide de deux techniques de mesure de vitesse et une technique de visualisation de l'écoulement. Dans un premier temps, nous avons acquis des séries de visualisations de l'écoulement en utilisant des paillettes réfléchissantes de Kalliroscope. A l'aide des diagrammes spatio-temporels (DST), nous avons pu déterminer la nature de l'écoulement pour les différents régimes observés ainsi que les seuils de transition de l'un vers l'autre. Les DST nous ont aussi permis de réaliser une analyse spectrale afin de déterminer les éventuelles fréquences spatiale k et temporelle f des motifs observés. Une fois les seuils de transitions déterminés, nous avons réalisé des séries de mesure de vitesse à l'aide de la PIV stéréoscopique. Ceci nous a permis de déterminer les trois composantes de la vitesse dans un plan $r - z$, soit d'obtenir des champs 2D3C. Ces champs de vitesse nous ont permis de calculer des différentes grandeurs physiques : les vitesses moyennes ainsi que leurs fluctuations associées, l'énergie cinétique, le tenseur de Reynolds, les temps et les longueurs de corrélation, les PDF ainsi que l'aplatissement et l'asymétrie associés, les JPDF, … Après avoir traité les données obtenues à l'aide de cette technique, nous avons réalisé d'autres séries de mesure de la vitesse azimutale par LDV, une technique permettant d'obtenir des mesures ponctuelles de la vitesse avec une meilleure résolution temporelle et spatiale. Nous avons ainsi pu comparer les profils moyens de vitesse obtenus à l'aide des deux techniques de mesure. Dans l'écoulement moyen, nous avons trouvé des résultats similaires. En revanche pour les fluctuations associées, les courbes obtenues ont la même allure mais avec des valeurs différentes. Pour les données de mesure de la PIV stéréoscopique les profils représentent une moyenne spatiale et temporelle, alors que pour les données de la LDV les profils ne représentent que la moyenne temporelle, et ceci peut expliquer cette différence.

Nous avons vérifié la fiabilité de chaque technique avant de passer aux analyses des données. Pour les visualisations, nous avons ré-identifié les régimes retrouvé dans la littérature [7,13,14,15,16]. Pour la fiabilité des mesures de vitesse, nous avons comparé les profils moyens de la vitesse azimutale avec les profils théoriques correspondants dans l'écoulement circulaire de Couette.

Notre étude a pour objectif de réaliser une analyse de la transition de l'écoulement pleinement turbulent vers le régime des rouleaux turbulents dans le système de Couette-Taylor se trouvant en contra-rotation. Pour notre série de mesures, à $Re_i = 2496$, l'écoulement est

pleinement turbulent. En augmentant Re_i, les DST de visualisation et de vorticité et l'analyse spectrale de signaux indiquent la présence de structures cohérentes apparues dans l'écoulement turbulent. Pour $3189 \leq Re_i \leq 3606$ ces structures sont encore désordonnées en espace et en temps. En augmentant Re_i, elles commencent à s'organiser en espace avec une dynamique temporelle encore irrégulière. Ce régime a été observé pour $3640 \leq Re_i \leq 4993$. Pour des nombres de Reynolds $6241 \leq Re_i \leq 9985$, les structures sont bien organisées en temps et en espace, avec une ondulation régulière dont la fréquence augmente avec Re_i. Au-delà de $Re_i = 9985$, les structures turbulentes deviennent stationnaires. Dans nos acquisitions, nous avons effectué des mesures de vitesse de ce régime pour $Re_i = 11233$ et $Re_i = 13868$.

Nous avons aussi réalisé une étude statistique de la turbulence dans le régime pleinement turbulent ainsi que celui où les rouleaux turbulents sont présents afin d'étudier les caractéristiques de la turbulence dans ces différents régimes [87]. L'analyse statistique montre que la turbulence est développée au milieu du gap loin des deux cylindres intérieur et extérieur et plus particulièrement pour le régime pleinement turbulent. D'après les allures de la PDF ainsi que l'aplatissement et l'asymétrie associés, la nature de la turbulence se rapproche de plus en plus d'une turbulence homogène en augmentant Re_i.

Notre étude nous a permis donc d'identifier la nature de l'écoulement lors de la transition vers le régime des rouleaux turbulents observés pour des nombre de Reynolds très élevés. A notre connaissance cette étude révèle pour la première fois la nature de ces régimes. Après le régime pleinement turbulent, nous avons donc identifié trois différents régimes turbulents : un régime de rouleaux turbulents désordonnées, puis un régime où ces rouleaux sont ondulés avec une dynamique spatio-temporelle bien organisée, et finalement un régime de rouleaux turbulents stationnaires. Nous avons vérifié à l'aide de la technique de visualisation que ces rouleaux turbulents stationnaires sont toujours présents à $Re_i = 41000$ et sont similaires à ceux observés à $Re_i = 13868$. Pour des raisons de sécurité, nous n'avons pas pu aller au-delà de ce Re_i afin de ne pas détruire le dispositif expérimental.

Une autre étude a été réalisée dans le cadre du stage de M. L. Kara Mostefa, étudiant en Master 2 EFC, en 2018, à l'Université du Havre Normandie. L'objectif de ce travail était de vérifier la transition vers les rouleaux turbulents en prenant d'autres valeurs de Re_o. Deux autres valeurs ont été considérées : $Re_o = -1733$ et $Re_o = -8667$. Pour ces deux séries de mesures, le nombre de Reynolds intérieur Re_i varie également de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent. Cette étude a été réalisée à l'aide des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique et de visualisations par Kalliroscope. Pour ces deux séries, nous avons retrouvé la même transition vers les rouleaux de Taylor turbulents observée pour $Re_o = -4368$.

Pour $Re_o = -1733$, les rouleaux turbulents désordonnées (DTV) émergent dans l'écoulement pour $1386 < Re_o < 1733$. En augmentant Re_i, nous avons trouvé que ces rouleaux turbulents ondulent en fonction du temps (WTV) pour $2000 < Re_i < 4200$. En continuant à augmenter Re_i, ces rouleaux deviennent stationnaires et restent également toujours présents à $Re_i = 41600$.

Pour $Re_o = -8667$, les rouleaux turbulents désordonnés apparaissent dans l'écoulement pour $7630 < Re_i < 9000$. Ensuite, ils ondulent pour $9700 < Re_i < 17400$, et finalement ils sont stationnaires pour les nombres de Reynolds les plus élevée.

Les diagrammes d'états pour ces deux nombres de Reynold extérieurs Re_o sont illustrés sur les deux figures 6.1 et 6.2 en fonction de Re_i.

En comparant les diagrammes d'états pour les trois Re_o que nous avons étudiés, nous avons constaté que la transition vers les rouleaux turbulents est toujours la même. Par contre, nous notons que la transition d'un régime à l'autre en augmentant Re_i est plus rapide quand Re_o est petit. Ceci peut être expliqué par la faiblesse de la force stabilisante, liée à la rotation du cylindre extérieur, quand Re_o est petit. Sur le diagramme établi par Andereck *el al.* [13] nous retrouvons aussi des transitions plus rapides quand Re_o est petit.

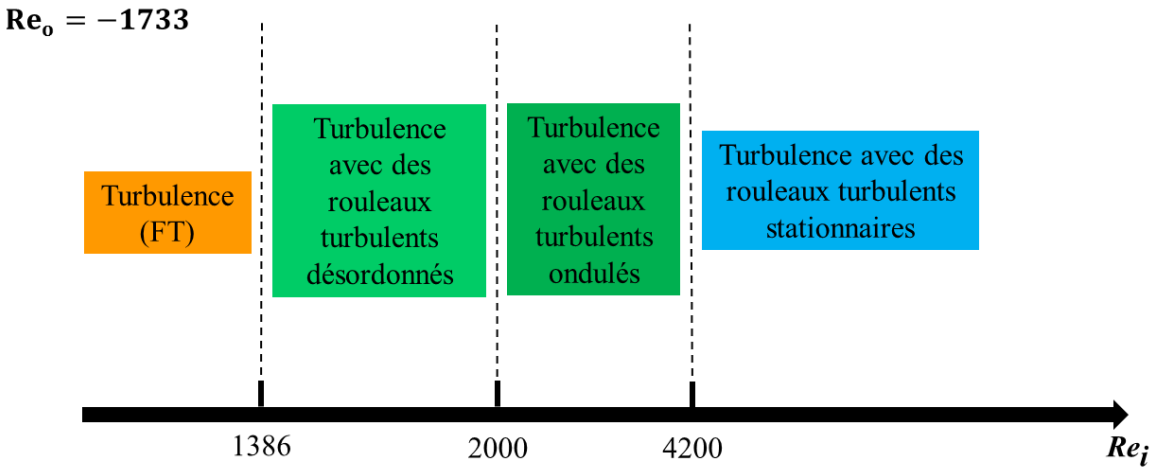

Figure 6.1 : Diagramme d'états de la transition vers les rouleaux turbulents pour $Re_o = -1733$.

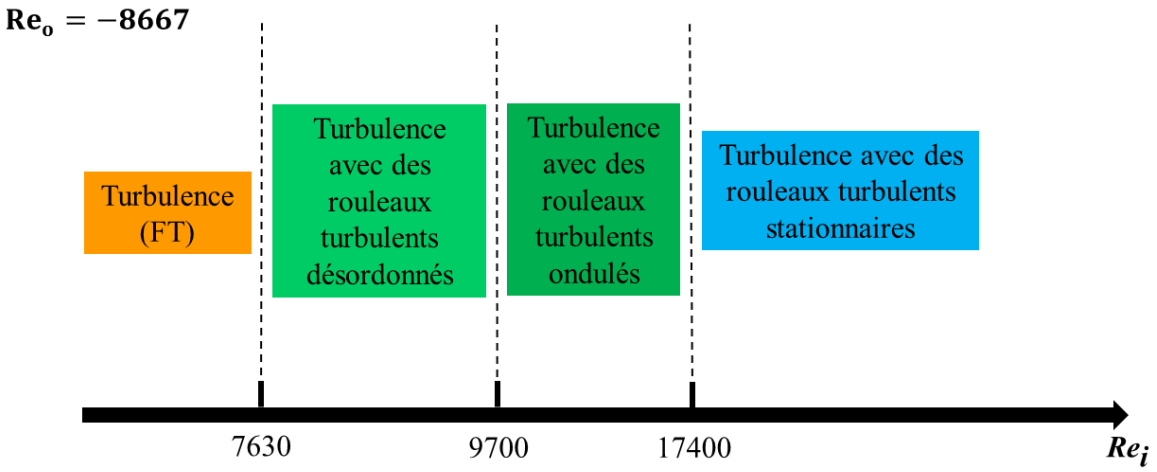

Figure 6.2 : Diagramme d'états de la transition vers les rouleaux turbulents pour $Re_o = -8667$.

Pour les perspectives, nous suggérons donc quelques idées qui pourraient être utiles afin de bien comprendre la transition observée ainsi que l'émergence des structures cohérentes dans l'écoulement turbulent. Dans un premier temps, on pourrait réaliser une étude physique et statistique similaire à celle présentée dans ce travail pour des nombres de Reynolds encore plus grands que $Re_i = 41000$. Cela permettrait de poursuivre l'étude de la variation des différentes grandeurs physiques en fonction de Re_i et vérifier si elles convergent vers des valeurs asymptotiques. On pourrait alors savoir si l'écoulement atteint le régime ultime de la turbulence. Pour cela, il faudrait vérifier si les couches limites sont turbulentes. Ceci nécessite une très grande résolution spatiale près des parois ce qui constitue une difficulté non négligeable mais surmontable. Une meilleure résolution spatiale permettrait aussi de vérifier si des rouleaux se forment encore dans la zone instable près du cylindre intérieur dans les écoulements turbulents. La présence de rouleaux aux petites échelles, près de la surface nodale lorsqu'elle se trouve près du milieu ou près du cylindre extérieur, a été également rapportée par Dong [23]. A notre connaissance, ils n'ont pas été étudiés expérimentalement. On pourrait aussi envisager de réaliser des séries de mesure de couple. Cela permettrait de vérifier des lois proposées par Huisman *et al*. [36] dans le régime ultime. Toutefois, les mesures de couples dans l'expérience que nous avons utilisée, nécessitent un aménagement mécanique conséquent. L'effet de la surface nodale sur la présence des structures cohérentes dans l'écoulement turbulent pourra aussi être étudié en variant le nombre de Reynolds extérieur Re_o. Enfin certains régimes de coexistence laminaire-turbulent font toujours l'objet de travaux expérimentaux

Bibliographie

[1] J.M. Piau et M. Piau. Le Prix Maurice Couette du GFR, *Rhéologie,* Vol. 8, **1**-4, 2005.

[2] Couette, M. Etudes sur les frottements des liquides. *Ann. Chim. Phys.* 21, **433**, 1890.

[3] Strutt, J. W., Lord Rayleigh. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proceeding of the London mathematical society*. Vol.14, pp. **170**-177, 1883.

[4] Mallock, A. Experiments on fluid viscosity. *Phil. Trans. R. Soc. Lond*. A 187, **41** 1896.

[5] Taylor, G. I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. R. Soc. Lond*. A **223**, 289, 1923.

[6] B. Dubrulle, O. Dauchot, F Daviaud, T.Y Longaretti, D. Richard, and J.P. Zahn. Stability and turbulent transport in Taylor-Couette flow from analysis of experimental data. *Phys. Fluids*, **17**:095103, 2005.

[7] D. Coles. Transition in circular Couette flow. *J. Fluid*., vol.21, part 3, pp. **385**-425, 1965.

[8] Van Atta. Exploratory measurements in spiral turbulence. *J. Fluid Mech*. 25, **495**, 1966.

[9] H.A. Snyder. Stability of rotating Couette Flow. Asymmetric waveforms. *Phys. Fluids* 11, **728**. 1968a.

[10] H.A Snyder Waveforms in rotating Couette flow. *Intl. J. Non linear Mech*. 5, **495**. 1970.

[11] E. R. Krueger, A. Gross & R. C. DiPrima. On the relative importance of Taylor vortex and non-axisymmetric modes in flow between rotating cylinders. *J. Fluid Mech*. 24, **521**, 1966.

[12] C. D. Andereck, R. Dickman, and H. L. Swinney. New flows in a circular Couette system with co-rotating cylinders. *Phys. Rev.* A 27, **1225**, 1983.

[13] C. D. Andereck, S.S Liu & H. L. Swinney. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *J. Fluid Mech*., vol. 164, pp. **155**-183, 1986.

[14] A. Goharzadeh and I. Mutabazi. Experimental characterization of intermittency regimes in the Couette-Taylor. *Eur. Phys. J. B* 19, **157**-162, 2001.

[15] A. Prigent, G, Gregoire, H. Chaté & O. Dauchot. « Spirale turbulente » : a long wavelength modulation of turbulent shear flows. *Physica D* 174, **100**-113, 2003.

[16] A. Prigent. La spirale turbulente : motif de grande longueur d'onde dans les écoulements cisaillés turbulents. *Physique. Université Paris Sur-Paris* XI, 2001.

[17] S. Dong & X. Zheng. Direct numerical simulation of spiral turbulence. *J. Fluid Mech*., vol 668, pp **150**-173. 2010.

[18] A. Meseguer, M. Avila, F. Mellibovsky & F. Marques. Instability mechanisms and transition scenarios of spiral turbulence in Taylor-Couette flow. *Phys Rev E*.**80**.046315, 2009.

[19] H. Litschke & K. G. Rosesner. New experimental methods for turbulent spots and turbulent spiral spirals in the Taylor-Couette flow. *Experiments in Fluids*, vol 24, pp **201**-209, 1998.

[20] A. Prigent & O. Dauchot. Régimes sous-critiques dans un écoulement de Taylor-Couette à grands rapports d'aspect. Dans Y. Pomeau & R. Ribotta, éditeurs, Compte-rendus à la 3*ème rencontre du Non-linéaire*, page **83**, Orsay, 2000.

[21] M.J. Rudman and H.M. Blackburn. Turbulent Taylor-Couette flow. 13*th Australasian Fluid Mechanics Conference* Monash University, Melbourne, Australia 13-18 Decembre 1998.

[22] F. Ravelet, R. Delfos and J. Westerweel. Influence of global rotation and Reynolds number on the large-scale features of a turbulent Taylor-Couette flow. *Phys. Fluids* **22**, 055103, 2010.

[23] S. Dong. Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow. *J. Fluid Mech,* vol. 587, pp. **373**-393, 2007.

[24] J. D. Swearingen and R. F. Blackweilder. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall. *J. Fluid Mech.* **182**, 255, 1987.

[25] M. S. Paoletti and D. P. Lathrop. Measurement of angular momentum transport in turbulent flow between independently rotating cylinders. *Phys Rev Lett*. **106**. 024501, 2011.

[26] D. P. M. Van Gils, S. G. Huismann, G. W. Bruggert, C. Sun, and D. Lohse. Torque Scaling in turbulent Taylor-Couette flow with co- and counter-rotating cylinders. *Phys. Rev. Lett*. **106**, 024502, 2011.

[27] H. J. Brauckmann and Bruno Eckhardt. Intermittent boundary layers and torque maxima in Taylor-Couette flow. *Phys. Rev. E*, **87** (3):033004, 2013.

[28] D. P. M. Van Gils, S. G. Huisman, Siegfried Grossmann, C. Sun and D. Lohse. Optimal Taylor-Couette turbulence. *J. Fluid,* vol. 706, pp. **118**-149, 2012.

[29] B. Dubrulle and F. Hersant. Momentum transport and torque scaling in Taylor-Couette flow from an analogy with turbulent convection. *Eur. Phys. J. B* 26, **379**-386, 2002.

[30] B. Eckhardt, S. Grossmann & D. Lohse. Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow between independently rotating cylinders. *J. Fluid Mech.* 581, **221**-250, 2007.

[31] D. P. M. Van Gils. G. W. Bruggert, D. P. Lathrop, C. Sun & D. Lohse. The twente turbulent Taylor-Couette (T^3C) facility: strongly turbulent (multi-phase) flow between independently rotating cylinders. *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 025105, 2011a.

[32] D. P. M. Van Gils. G. W. Bruggert, D. P. Lathrop, C. Sun & D. Lohse. Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow with co- and counter-rotating cylindres. *Phys. Rev Lett*. **106**, 024502, 2011b.

[33] R. Ostilla, R. J. A. M. Stevens. S. Grossmann, R. Verzicco & D. Lohse. Optimal Taylor-Couette flow: direct numerical simulation. *J. Fluid Mech.* 719, **14**-46, 2013.

[34] R. Ostilla-Monico, S. G. Huisman, T. J. G. Jannink, D. P. M. Van Gils, R. Verzicco, S. Grossmann, C. Sun & D. Lohse. Optimal Taylor-Couette flow: radius ratio dependence. *J. Fluid Mech.*, vol. 747, pp. **1**-29, 2014.

[35] S. G. Huisman, R. C. A. Van der Veen, C. Sun & D. Lohse. Multiple states in highly turbulent Taylor-Couette flow. *Nature communication,* **5**:3820, 2014.

[36] S. G. Huisman, D. P. M. Van Gils, S. Grossmann, C. Sun & D. Lohse. Ultimate turbulent Taylor-Couette flow. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (2):024504, 2012.

[37] S. T. Wereley and R. M. Lueptow. Velocity field for Taylor-Couette flow with an axial flow. *Phys. Fluids*, 11(12):3637-3649, 1999.

[38] A. Akonur and R. M. Lueptow. Three-dimensional velocity field for wavy Taylor-Couette flow. *Phys. Fluids*, 15(4):**947**-960, 2003.

[39] S. T. Wereley and R. M. Lueptow. Spatial-temporal character of non-wavy and wavy Taylor-Couette flow. *J. Fluid Mech*., 364:**59**-80, 1998.

[40] M. Smieszek and C. Egbers. Flow structures and stability in Newtonian and non-Newtonian Taylor-Couette flow. *J. Phys. Conf. Ser*., **14**:72-77, 2005.

[41] A. Racina and M. Kind. Specific power input and local micromixing times in turbulent Taylor-Couette flow. *Exp. Fluids*, 41(3):513-522, 2006.

[42] N. Abcha, N. Latrache, F. Dumouchel and I. Mutabazi. Qualitative relation between reflected light intensity by kalliroscope flakes and velocity field in the Couette-taylor flow system. *Exp. Fluids* 45(1):**85**-94, 2008.

[43] R. Deng, D. Y. Arifin, Y. C. Mak and C. H. Wang. Characterization of Taylor vortex flow in a short liquid column. *AIChE J*., 55(12):**3056**-3065, 2009.

[44] S. Tokgoz, G. E. Elsinga, R. Delfos & J. Westreweel. Spatial resolution and dissipation rate estimation in Taylor-Couette flow for tomographic PIV. *Exp Fluids*, 53:5**61**-583, 2012.

[45] Thesis of Sedat Tokgoz. Coherent structures in Taylor-Couette Flow-Experimental Investigation- *Istanbul Technical University*, Turkey, 2014. https://pdfs.semanticscholar.org/9793/e2a3ee40ccf852e65a2ffa19da246d9234dc.pdf

[46] S. G. Huisman, D. P. M. Van Gils, Chao Sun. Applying Laser Doppler Anemometry inside a Taylor-Couette geometry using a ray-tracer to correct for curvature effects. *European Journal of Mechanics B/Fluids* 36, **115**-119, 2012.

[47] M. Bilson and K. Bremhorst. Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow. *J. Fluid Mech*, vol. 579, pp. **227**-270, 2007.

[48] S.G. Huisman, D. Lohse and C. Sun. Statistics of turbulent fluctuations in counter-rotating Taylor-Couette flows. *Phys. Rev. E*, **88**, 063001, 2013.

[49] A. Froitzheim, S. Merbold and C. Egbers. Velocity profiles, flow structures and scalings in a wide-gap turbulent Taylor-Couette flow. *J. Fluid Mech*, vol 831, pp. **330**-357, 2017.

[50] Thèse de N. Latrache. Etude expérimentale des modes supérieurs des instabilités d'écoulements newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor. *Université du Havre*, 2005

[51] These de N. Abcha. Caractérisation quantitative et qualitative des modes supérieurs des instabilités d'écoulements newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor. *Université du Havre*, 2008.

[52] Thèse de F. Kelai. Etude expérimentale des instabilités viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor. *Université du Havre*, 2011.

[53] Thèse de Y. Bai. Study of viscoelastic instability in Taylor-Couette system as an analog of the magneto-rotational instability. *Université du Havre*, 2015.

[54] Adrian, R. J. Twenty years of particle image velocimetry. *Exp. in fluids* 39 (2), **159**-168 2005.

[55] R. J. Adrian, Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Ann. Rev, Fluid* 23(1): **261**-304, 1991.

[56] Adrian FJ. Laser velocimetry in fluid mechanics measurements, Ch. 5. Ed Goldstrein, RJ, *New York: springer,* pp. **155**-244, 1993.

[57] N.J. Lewson and J.Wu- Three dimensional particle image velocimetry : experimental error analysis of a digital angular stereoscopic system. *Meas Sci. Technol*. **8** 1455, 1997.

[58] Hui Hu. Stereo Particle Imaging Velocimetry Techniques: Technical Basis, System Setup, and Application, include in book "Handbook of 3D Machine Vision: Optical metrology and imaging", S. Zhang (eds), *Taylor & Francis/CRC Press*, 2012.

[59] Hill DF; Sharp KV; Adrian RJ. Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a Rushton turbine. *Submitted to Exp Fluids*, 1999.

[60] Soloff SM; Adrian RJ; Liu Z-C. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. Meas Sci Technol 8: **1441**-1454, 1997.

[61] 3D stereoscopic PIV Reference Manual. Publication no.: $9040U4115$. Copyright $2000-2006$ by Dantec Dynamic A/S. P.O. Box 121, Tonsbakken **16**-18, DK-2740 Skovlunde, Danmark.

[62] R. J. Adrian and J. Westerweel. Particle Image Velocimetry. *Cambridge University Press, Cambridge*, 2011.

[63] G. E. Elsinga, J. Westerweel, F. Scarano and M. Novara. On the velocity of ghost particles and the bias errors in Tomographic-PIV. *Exp. Fluids*, 50(4): **825**, 2011.

[64] G. E. Esinga, F. Scarano, B. Wienke and van Oudheusden. Tomographic particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 41(6):**933**-947, 2006.

[65] R. T. Eagles, W. Sibbett & W. E. Sleat. Single frame and double frame operation of a picosecond-framing camera. Optics section, Blackett Laboratory. *Imperial College. Prince Consort Rood. London* SW7 2BZ, UK, 1985.

[66] M. Jahanmiri. Reaserch report.Division of fluid Dynamics. Departement of Applied Mechanics. *Chamers University of technology*. Göteborg Sweden 2011.

[67] D. F. Hill, K. V. Sharp and R.J. Adrian. Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a Rushton turbine. *Experiments in Fluids*, **29**:478**,** 2000.

[68] G. Gauthier, P. Gondret, and M. Rabaud. Motions of anisotropic particles: application to visualization of three-dimensional flows. *Physics of Fluids,* 10 (9):**2147**-2154, 1998.

[69] P. Matisse and M. Gorman, Neutrally buoyant anisotropic particles for flow visualization, *Phys. Fluids* **27**, 759, 1984.

[70] Yeh Y, and Cummins H.Z. Localized Fluid Flow measurements with an He-Ne Laser Spectrometer. *Applied Physics Letters* May 15, 1964.

[71] F.Durst, and Whitelaw J.H. Optimization of optical Anemometers, *Proc. Royal Society* London A324, 1971.

[72] Goldstein R.J. (Editor), Fluid Mechanics Measurement, Hemisphere Publishing Corporation, 1983.

[73] M. J. Burin & C. J. Czarnocki. Subcritical transition and spiral turbulence in circular Couette flow. *J. Fluid Mech,* vol. 709, pp. **106**-122, 2012.

[74] K. Coughlin & P.S. Marcus, Turbulent bursts in Couette–Taylor flow, *Phys. Rev. Lett*. 77, 2214–221, 1996.

[75] S. Poncet, S. Viazzo and A. Aubert. Turbulent Couette-Taylor flows with endwall effects: a numerical benchmark. *International Journal of Heat and Fluid* 44, **229**-238, 2013.

[76] J.A. Cole. Taylor-vortex instability and annulus-length effects. *J. Fluid Mech*, 75:**1**-15, 1976.

[77] O. Czarny, E. Serre, P. Bontoux & R.M Lueptow. Ekman vortices and the centrifugal instability in counter-rotating cylindrical Couette flow. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics,* January, 2004.

[78] J. A. Cole. Taylor-vortex instability and annulus-length effects. *J. Fluid Mech,* vol. 75, part 1, pp. **1**-15, 1976.

[79] M. Avila, M. Grimes, J. M. Lopez & F. Marques. Global endwall effects on centrifugally stable flow. *Physics of fluids* **20**, 104104, 2008.

[80] A. Kageyama, H. Ji, J. Goodman, F. Chen & E. Shoshan. Numerical and experimental Investigation of Circulation in Short cylinders. *Journal of the Physical Society of Japan,* vol. 73, No. 9, pp. **2424**-2437, 2004.

[81] O. Czarny, E. Serre & P. Bontoux. Interaction between Ekman pumping and the centrifugal instability in Taylor-Couette flow. *Physics of fluids,* vol. 15, Number 2, 2003.

[82] T. B. Benjamin. Bifurcation phenomena in steady flows of a viscous fluid. *Proc. R. Soc. Lond*. A.359, 1-26, 1978.

[83] T. B. Benjamin. Bifurcation phenomena in steady flows of a viscous fluid. *Proc. R. Soc. Lond*. A. 359, **27**-43, 1978.

[84] A.S Cussatlegras & P. Le Gal. Bioluminescence of the dinoflagellate Pyrocystis noctiluca induced by laminar and turbulent Couette flow. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology* 310, 227-246, 2004.

[85] V. Vaezi, Oh ES, Aldredg RC. High-intensity turbulence measurements in a Taylor-Couette flow reactor. *Exp Fluids* 42(6):**424**-431, 1997.

[86] D. Coles, C. Van Atta. Measured distortion of a laminar circular Couette flow by end effects. *J. Fluid Mech* 25(3):513–521, 1966.

[87] G.K. Batchelor, The theory of Homogeneous Turbulence. Cambridge University Press, pp 197, 1953.

Résumé

Dans ce travail, nous représentons des résultats expérimentaux sur la transition vers les rouleaux turbulents dans l'écoulement de Couette-Taylor, l'écoulement produit entre deux cylindres coaxiaux tournant indépendamment l'un par rapport à l'autre. Une fois la géométrie et la nature du fluide sont fixes, l'écoulement est gouverné par deux paramètres de contrôle, les nombres de Reynolds intérieur et extérieur Re_o et Re_i associés à la rotation des cylindres extérieur et intérieur respectivement. La variation de ces paramètres confère à l'écoulement une variété de régimes, décrits par Coles [7] et par Andereck et al. [13]. Dans le cas de la contra-rotation, nous avons identifié trois régimes principaux sur le diagramme d'Andereck et al. [13] En considérant la variation de Re_i pour une valeur fixe de Re_o, l'écoulement est laminaire pour des faibles Re_i. Il devient instable pour des valeurs plus élevées de Re_i. Avant d'atteindre la turbulence, l'écoulement passe par un régime de coexistence laminaire-turbulent [7 13 14 16]. Pour notre série de mesures, nous avons fixé le nombre de Reynolds extérieur à $Re_o = -4368$ et nous avons varié Re_i du régime laminaire vers le régime turbulent. Pour 3000 < Re_i < 4000, les diagrammes spatio-temporels indiquent la présence de structures cohérentes désordonnées. Ces structures sont bien organisées dans le temps et dans l'espace pour 4000 < Re_i < 10000, et deviennent stationnaires pour des Re_i plus grands [35]. Cette étude a été réalisée à l'aide d'une technique de visualisations à l'aide du kalliroscope, ainsi que par des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique et LDV. Ceci nous permet ensuite de calculer les différentes quantités moyennes (énergie cinétique, contrainte de Reynolds, temps et longueur de corrélation, ...).

Abstract

In this work we report experimental results on the transition to the turbulent vortices in the Couette-Taylor flow, the flow produced between independently rotating coaxial cylinders. Once the geometry and the nature of the fluid are fixed, the flow is gouverned by two control parameters, the outer and the inner Reynolds numbers Re_o and Re_i associated with the rotation of the outer and inner cylinders respectively. The variation of these parameters produces a large variety of regimes, which have been described by Coles [7], and Andereck et al. [13]. In the counter-rotating case, we have identified three main regimes on the diagram of Andereck et al. [13] When considering the variation of $Re_i$for a fixed value of Re_o, the flow is laminar for low Re_i. It becomes unstable for higher values of Re_i. Before reaching turbulence, the flow passes by a regime of laminar-turbulent coexistence [7 13 14 16]. For our series of measurements, we fixed the outer Reynolds number at $Re_o = -4368$, and varied $Re_i$from the laminar to the turbulent regime. For 3000 < Re_i< 4000, the space-time diagrams indicate the occurrence of disordered coherent structures. These structures are then well organized in time and space for 4000 < Re_i< 10000, and become stationnary for the highest Re_i [35]. These regimes are studied by visualizations using kalliroscope, as well as measurements of the velocity by stereoscopic PIV and LDV. This later allows us to calculate the various mean quantities (kinetic energy, Reynolds stress, time and length of correlation, etc…).