

Etude expérimentale des régimes de coexistence toroïdal/spiral en écoulement de Taylor Couette diphasique avec injection de bulles

Bruno van Ruymbeke

▶ **To cite this version:**

Bruno van Ruymbeke. Etude expérimentale des régimes de coexistence toroïdal/spiral en écoulement de Taylor Couette diphasique avec injection de bulles. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2018. Français. NNT : 2018BRES0059 . tel-03167287v1

HAL Id: tel-03167287

https://theses.hal.science/tel-03167287v1

Submitted on 11 Mar 2021 (v1), last revised 12 Mar 2021 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE SCIENCES BRETAGNE DE LA MER LOIRE ET DU LITTORAL

UBO Université de Bretagne Occidentale

THESE DE DOCTORAT

L'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 598
Sciences de la Mer et du littoral
Spécialité : *Mécanique, génie mécanique, mécanique des fluides et énergétique*

Par

Bruno VAN RUYMBEKE

Étude expérimentale des régimes de coexistence Toroïdal/Spiral en écoulement de Taylor Couette diphasique avec injection de bulles.

Thèse présentée et soutenue à Brest (Institut de Recherche de L'Ecole Navale) le 13/11/18
Unité de recherche : Mécanique et Energie en Environnement Naval, M2EN

Rapporteurs avant soutenance :

Patrice LE GAL	DR CNRS, IRPHE Marseille
Alain CARTELLIER	DR CNRS, LEGI Grenoble

Composition du Jury :

Président du Jury Patrice LE GAL	DR CNRS, IRPHE Marseille,
Innocent MUTABAZI	PU CNRS, Université du Havre,
Alain CARTELLIER	DR CNRS, LEGI Grenoble,
Sophie CHARTON	Ingénieur Docteur, CEA Marcoule,
Noureddine LATRACHE	MCF, UBO Brest,
Céline GABILLET	MCF, Ecole Navale Lanvéoc,
Directrice de thèse Catherine COLIN	PU, INP Toulouse,

I. Introduction générale 10

II. Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette 14

II-1) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette monophasique 14

1-1) Les paramètres caractéristiques 14

1-2) Stabilité de l'écoulement 15

1-3) Transitions vers la turbulence avec le cylindre extérieur fixe : les différents régimes d'écoulement monophasique 16

1-4) Cas particulier de l'écoulement de Taylor Couette monophasique avec flux axial 18

II-2) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette diphasique 19

2-1) Les différents dispositifs existants dédiés à l'étude de l'influence des bulles en écoulement de Taylor Couette 20

2-2) Arrangement des bulles dans l'entrefer dans les régimes de transition vers la turbulence 22

2-3) Influence des bulles sur l'écoulement dans les régimes de transition vers la turbulence 27

2-4) Influence des bulles sur le frottement de paroi dans le régime pleinement turbulent 32

II-3) Conclusion 33

III. Dispositif expérimental de Taylor Couette 36

III-1) Introduction 36

III-2) Dispositif expérimental 36

2-1) Caractéristiques géométriques 36

2-2) Système d'injection de bulles 39

2-3) Fluide utilisé 40

2-4) Paramètres de contrôle. Points de fonctionnement 41

III-3) Instrumentation pour la mesure du couple visqueux 44

3-1) Description 44

3-2) Validation de la mesure du couple visqueux en écoulement monophasique 45

III-4) Instrumentation pour la visualisation haute fréquence de la phase dispersée 47

III-5) Stéréo-PIV (SPIV) 48

5-1) Description du banc optique 49

5-2) Méthode de calibration 52

5-3) Paramètres d'acquisition et de traitement PIV 2D2C 55

5-4) Validation de la mesure stéréo-PIV en écoulement laminaire 56

III-6) CONCLUSION 58

IV. Caractéristiques de la phase liquide par mesure Stéréo-PIV (S-PIV) 61

IV-1) Introduction 61

IV-2) Description de la procédure de traitement et d'analyse des mesures S-PIV 61

2-1) Post traitement des cartographies S-PIV 61

IV-3) Analyse statistique des cartographies S-PIV 70

3-1) Validation des méthodes de post-traitement et d'analyse 72

3-2) Profils radiaux de vitesse moyenne 73

3-3) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement cohérent) 74

3-4) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement aléatoire) 76

3-5) Profil radiaux du Nusselt Nu 76

3-6) Influence de la position axiale 77

3-7) Conclusion 80

IV-4) Influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement monophasique 81

4-1) Profils radiaux 81
4-2) Caractéristiques des cellules de Taylor 85
4-3) Conclusion 88

V. Analyse des régimes d'écoulement diphasique et des transitions, études des défauts 90

V-1) Motifs de l'écoulement diphasique 91

1-1) Prétraitement des diagrammes spatiotemporel 91
1-2) Mise en évidence des différents motifs diphasiques et régimes diphasiques 93
1-3) Discrimination des régimes par autocorrélation et FFT 99

V-2) Défauts d'onde 106

2-1) Théorie des défauts 106
2-2) Démodulation complexe 107
2-3) Détection des défauts du signal 112
2-4) Méthode d'analyse des défauts 114
2-5) Nombre de défauts 114
2-6) Evolution des défauts : du chaos des défauts vers le chaos développé 120

V-3) Discussion et conclusion 124

VI. Analyse S-PIV du champ de vitesse de la phase liquide en diphasique. 128

VI-1) Introduction : 128

1-1) Réarrangement des cartographies pour le calcul de la contribution à la turbulence du mouvement aléatoire spécifique en diphasique 129

VI-2) Points de fonctionnement étudiés 131

VI-3) Influence du motif 131

3-1) Les différents motifs 131
3-2) Evolution temporelle des caractéristiques des cellules de Taylor dans les différents motifs 134
3-3) Caractéristiques des cellules de Taylor en fonction des séquences de motifs 137
3-4) Cartographie des champs de vitesses moyennes pour les différents motifs 139
3-5) Influence de la séquence de motifs sur les profils radiaux 141
3-6) Influence de la séquence du motif sur le Nusselt 146

VI-4) Influence du Reynolds 148

4-1) Influence globale du Reynolds sur les caractéristiques des cellules 148
4-2) Influence du Reynolds sur les profils radiaux 152
4-3) Influence du Reynolds sur le Nusselt 155

VI-5) Influence du débit 158

5-1) Influence globale du débit sur les caractéristiques des cellules 158
5-2) Influence du débit sur la pente des motifs 161
5-3) Influence du débit sur les cartographies de vitesse moyenne 163
5-4) Influence du débit sur les profils radiaux 165
5-5) Influence du débit sur le Nusselt 170

VI-6) Mise en évidence des scénarios de transition en diphasique. 173

6-1) Transition Toroïdal-Spiral 173
6-2) Transition Spiral-Toroïdal 175

VI-7) Conclusion- Récapitulatif 176

VII. Analyse de la phase dispersée *180*

VII-1) Méthode de traitement et d'analyse **180**
1-1) Prétraitement des images 181
1-2) Identification des bulles, association et discrimination 181
1-3) Analyse statistique 184

VII-2) Analyse des séquences temporelles **186**
2-1) Influence du motif sur les séquences temporelles 186
2-2) Influence du motif sur les grandeurs caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 189
2-3) Influence du motif sur les spectres de taux de vide 192

VII-3) Influence du Reynolds **193**
3-1) Influence du Reynolds sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 193
3-2) Influence du Reynolds sur les spectres de taux de vide 197

VII-4) Influence du débit **197**
4-1) Influence du débit sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 197
4-2) Influence du débit sur les spectres de taux de vide 202

VII-5) Discussion **202**
5-1) Caractéristiques du gaz en moyenne temporelle en fonction du paramètre alpha 203
5-2) Paramètre de contrôle du taux de vide 206
5-3) Paramètre de contrôle de la vitesse axiale du gaz en moyenne temporelle 212
5-4) Conclusion du chapitre 216

VIII. Conclusion générale *218*

Annexe.A : SPIV. Coefficient de calibration S-PIV *2*

Annexe.B : Essais PIV en plan horizontal dans un écoulement de Taylor Couette *6*

Annexe.C : SPIV. Fractions temporelles des différents motifs dans la fenêtre de mesure *11*

Annexe.D : SPIV. : Influence des motifs sur les profils radiaux pour un régime déstructuré *13*

Annexe.E : SPIV. Influence du Reynolds sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par séquence de motifs *17*

Annexe.F : SPIV. Influence du Reynolds sur les profils radiaux pour un régime déstructuré *22*

Annexe.G : SPIV. Sensibilité des caractéristiques des cellules au paramètre alpha *25*

Annexe.H : SPIV. Influence du alpha sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par débit et par séquence de motifs *28*

Annexe.I : SPIV. Sensibilité au débit d'air du Nusselt global, du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer $Nu_{\omega c}$ et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur Nu_{ω_max} et des gains *37*

Annexe.J : SPIV. Sensibilité de Nusselt global et local au paramètre alpha *40*

Annexe.K : Publication Bruno van Ruymbeke et al., 2016 *42*

Nomenclature

Abréviation

2D2C	2 Dimensions 2 Composantes
2D3C	2 Dimensions 3 Composantes
CDD	Chaos de défaut développé
CDI	Chaos de défaut intermittent
Cell1	Cellule de Taylor ayant un sens de rotation anti horaire
Cell2	Cellule de Taylor ayant un sens de rotation horaire
COT	Coexistence Toroïdal
COTS	Coexistence Toroïdal Spiral
DEF	Défaut
dsf	Densité spectrale en fréquence
dsz	Densité spectrale en espace
HV	Helical Vortices
lam	laminaire
LDV	Laser Doppler Velocimetry
mono	Monophasique
MWVF	Modulated Wavy Vortex Flow
PIV	Particule Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PTV	Particule Tracking Velocimetry
RWV	Random Wavy Vortex
S	Spirale
SO	Spirale Ondulée
S-PIV	Stéréo Particule Image Velocimetry
T	Toroïdal
TE	Toroïdal Elevé
TN	Turbulence Naissante
TO	Toroïdal Ondulé
TOE	Toroïdal Ondulé Elevé
TTVF	Turbulent Taylor Vortex Flow
TVF	Taylor Vortex Flow
WHV	Wavy Helical Vortices
WVF	Wavy Vortex Flow

Indices

0	Relatif à l'écoulement monophasique
c	Critique
i	Relatif au cylindre intérieur
o	Relatif au cylindre extérieur
θ	Azimutal
r	Radial
z	Axial

Opérateur mathématique

$<>_t$	Moyenne temporelle
$\sqrt{< x^2 >_t}$	Valeur RMS associée (avec x la variable)
$<>_z$	Moyenne axiale
$<>_{z,t}$	Moyenne axiale puis temporelle
$\sqrt{< x^2 >_{z,t}}$	Valeur RMS associée (avec x la variable)

Paramètre physique intrinsèque au banc d'essai

$d = R_o - R_i$	Largeur de l'entrefer	(m)
f_i	Fréquence de rotation du cylindre intérieur	(Hz)
n	Indice optique des différents dioptres	
L	Hauteur du cylindre intérieur	(m)
$V_i = 2\pi R_i \Omega_i$	Vitesse tangentielle du cylindre intérieur	(m/s)
R_i	Rayon du cylindre intérieur	(m)
R_o	Rayon du cylindre extérieur	(m)
r	Position radiale dans l'entrefer	(m)
T_{acq}	Temps d'acquisition	(s)
T_i	Période de rotation du cylindre intérieur	(s)
$\Gamma_a = \frac{L}{d} = 44$	Rapport d'aspect	
$\eta = \frac{R_i}{R_o} = 0{,}909$	Facteur de forme	
ϕ	Diamètre d'injecteur	(m)
Ω_i	Vitesse angulaire du cylindre intérieur	(tr/sec)
Ω_o	Vitesse angulaire du cylindre extérieur	(tr/sec)

Paramètres propres à l'expérience S-PIV

$A_{ijk} - B_{ijk}$	Coefficient de calibration S-PIV	pixel/m$^{(i+j+k)}$
di	distance lentille capteur	(m)
d_1	distance capteur camera face avant plexiglas	(m)
d_7	distance capteur camera nappe laser	(m)
$F_{doublet}$	Fréquence d'un doublet de flash laser	(Hz)
Δt_{pulse}	Temps séparant deux flashs laser	(s)
θ_1	angle caméra/ normale au dioptre	(°)
θ_2	angle caméra/objectif	(°)

Paramètre intrinsèque au fluide

g	Constante de gravité	(m/s²)
μ	Viscosité dynamique du fluide	kg/(ms)
ρ	Masse volumique	kg/m^3
ν	Viscosité cinématique	m²/s
σ	Tension superficielle fluide/air	(N/m)

Caractéristiques de la structure globale de l'écoulement :

f_p	Fréquence principale	(Hz)
H_{sep}	Distance axiale séparant deux défauts consécutifs	(m)
N_{def}	Nombre de défauts	
q	Nombre d'onde axial	(rad/m)
T_{def}	Temps de vie d'un défaut	(s)
T_{sep}	Temps de séparation entre deux défauts consécutifs	(s)
T_{sepc}	Temps caractéristique de séparations entre deux défauts consécutifs	(s)
U_{zS}	Vitesse de phase axiale des motifs en spiral	(m/s)
V_{asc}	Vitesse ascensionnelle du motif mesuré	(m/s)
$V_{diffusion} = \frac{\tau}{\zeta}$	Vitesse de diffusion axiale des motifs	(m/s)
ζ	Longueur de corrélation axiale	(m)
λ	Longueur d'onde axiale	(m)
τ	Temps de corrélation	(s)

Caractéristique de la phase liquide

L_{cell}	Longueur de cellule	(m)
J_ω	Flux radial de vitesse angulaire	(m^4/s^2)
$J_{\omega lam} = 4\pi\upsilon {R_i}^2 \frac{\Omega_i}{1-\eta^2}$	Flux radial de vitesse angulaire théorique en régime laminaire	(m^4/s^2)
T	Couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur	(Nm)
U_{TV}	Vitesse tangentielle de cellule	(m/s)
u_r	vitesse radiale instantanée	(m/s)
u_r'	fluctuation de vitesse radiale du mouvement cohérent et aléatoire	(m/s)
u_r''	fluctuation de vitesse radiale du mouvement aléatoire	(m/s)
u_z	vitesse axiale instantanée	(m/s)
u_z'	fluctuation de vitesse axiale du mouvement cohérent et aléatoire	(m/s)
u_z''	fluctuation de vitesse axiale du mouvement aléatoire	(m/s)
v_θ	vitesse azimutale instantanée	(m/s)
v_θ'	fluctuation de vitesse azimutale du mouvement cohérent et aléatoire	(m/s)
v_θ''	fluctuation de vitesse azimutale du mouvement aléatoire	(m/s)
Γ	circulation de la cellule	(m^2/s)
τ_{tot}	Frottement total	(N/m^2)
ω	Vorticité dans la cellule	(s^{-1})
ω_{moy}	vorticité moyennée en espace dans la cellule	(s^{-1})

Paramètre lié à la phase gazeuse

d_b	Diamètre de bulle	(m)
$f_z = < \alpha >_t * U_{zg} * 2\pi R_i d$	Flux axial du gaz	(ml/min)
$J_g = \frac{Q_g}{2\pi R i d}$	Vitesse débitante du gaz dans l'entrefer	(m/s)
Q_g	Débit d'air injecté	(ml/min)
S_b	Surface de bulles	(pixel²)
u_b	Vitesse axiale de bulle instantanée	(m/s)
U_{Zg}	Vitesse axiale de la phase gazeuse en moyenne temporelle	(m/s)
v_b	Vitesse azimutale de bulle instantanée	(m/s)
V_b	Vitesse ascensionnelle de bulle sans écoulement (vitesse terminale)	(m/s)
V_g	Vitesse azimutale de la phase gazeuse en moyenne temporelle	(m/s)
α	Fraction volumique du gaz instantanée	(%)
α_S	Fraction surfacique du gaz instantanée	(%)

Nombre adimensionnel

$alpha(\%) = \frac{Q_g}{2\pi R_i \Omega_i d L}$	fraction volumétrique du gaz disponible
$C = \frac{U_{TV}}{V_b}$	Nombre adimensionnel caractérisant la capture des bulles par les cellules
$Fr_{cellules} \approx \sqrt{\frac{{\Gamma_0}^2}{g\,\lambda^3}}$	Nombre de Froude comparant la force d'inertie de la cellule à la poussée d'Archimède
$Fr = Fr_i = \frac{V_i}{\sqrt{g R_i}}$	Nombre de Froude caractéristique de la rotation du cylindre intérieur
$G = \frac{T}{\rho \upsilon^2 L}$	Couple visqueux adimensionnel appliqué au cylindre intérieur
$G_{lam} = \frac{8\,\pi^2 R_i^2 \Omega_i}{\upsilon(1-\eta^2)}$	Couple visqueux adimensionnel appliqué au cylindre intérieur théorique en régime laminaire
$H = 4\left(\frac{U_{TV}}{V_i}\right)^2 \frac{R_i}{d}$	Nombre adimensionnel caractérisant la migration des bulles dans la direction radiale
$H_{new} = \frac{H R_i d}{\lambda}$	Correction du nombre H pour tenir compte des effets de géométrie
$N_u = \frac{G}{G_{lam}}$	Nombre de Nusselt global
$N_{u\omega} = \frac{J_\omega}{J_{\omega_{lam}}}$	Nombre de Nusselt local
$r^* = -0{,}5 + (r - R_i)/d$	Position radiale normalisée
$Re = \frac{2\pi \Omega_i R_i d}{\nu}$	Nombre de Reynolds de rotation basé sur la vitesse du cylindre intérieur
$Re_{ax} = \frac{V_{ax} d}{\nu}$	Nombre de Reynolds du flux axial, basé sur la vitesse axiale débitante (V_{ax} en monophasique avec flux axial, J_g en diphasique)
$Re_b = \frac{V_b d_b}{\nu}$	Nombre de Reynolds de bulle
Re_c	Nombre de Reynolds critique

$Re_o = \frac{2\pi\Omega_o R_o d}{\nu}$	Nombre de Reynolds de rotation basé sur la vitesse du cylindre extérieur
$Ta = Re^2 \frac{d}{R_i}$	Nombre de Taylor
Ta_c	Nombre de Taylor critique
$W_{eb} = \frac{\rho {V_i}^2 d_b}{\sigma}$	Nombre de Weber de bulle basé sur la vitesse du cylindre intérieur
$\zeta^* = \frac{\zeta}{\lambda}$	Longueur axiale de corrélation adimensionnelle
$\tau^* = \tau * f_p$	Temps de corrélation adimensionnel

I. Introduction générale

Économiser nos ressources fossiles représente un enjeu majeur. L'ensemble du commerce mondial augmentant et le besoin de respecter les normes environnementales font qu'il devient nécessaire d'apporter des solutions à ce problème. Du fait qu'une grande partie du commerce international se fait par voie maritime, réussir à diminuer la consommation en carburant des navires devient primordial. La résistance à l'avancement est la principale consommation énergétique du transport maritime, elle correspond à la force de poussée que devra produire l'hélice.

La résistance à l'avancement peut être divisée en plusieurs catégories : la résistance de vague liée à la taille et à la longueur de la carène, la résistance aérodynamique des super structures, la résistance visqueuse dépendante de la surface mouillée de la carène, de sa rugosité et la résistance de pression due à la forme de la carène. La résistance visqueuse est prépondérante devant les autres types de résistance pour des longueurs de carènes importantes ou des faibles vitesses d'avance du navire.

Les techniques envisagées pour réduire la résistance visqueuse sont nombreuses. Elles sont généralement classées en deux méthodes actives et passives. Elles visent à modifier la structure de la couche limite turbulente qui se développe le long de la carène.

Les méthodes dites actives nécessitent un apport d'énergie externe (pompe, compresseur, champ électromagnétique…) pour être mises en œuvre. Parmi ces méthodes, on trouve l'injection d'air, de polymères ou encore la magnétohydrodynamique.

L'injection de bulles d'air semble prometteuse, les gains de réduction de frottement local peuvent atteindre 20% pour des taux de vide faibles et des bulles de taille plus petite que la sous-couche visqueuse (Ferrante et al., (2004) et Jacobs et al., (2010)), et jusqu'à 80% pour des bulles millimétriques et des taux de vide supérieurs à 10% (Ceccio, 2010). La génération d'une cavité d'air stable (plus intéressante du point de vue de la réduction du frottement à la paroi par diminution de la surface mouillée) est plus difficile à mettre en œuvre en conditions opérationnelles en présence d'instabilité de l'écoulement.

Les méthodes passives ne nécessitent aucun apport d'énergie extérieur pour prendre effet. Récemment, Kumagai et al., (2010) ont développé une méthode pour injecter des bulles d'airs sous la carène de navire à l'aide d'une dépression crée derrière un hydrofoil. Cette méthode permet d'économiser le coût énergétique d'injection à l'aide de compresseur et donc de passer d'une méthode active à une méthode passive. Le gain de carburant économisé obtenu sur des navires de tailles moyennes est de l'ordre de 10-15%.

Les mécanismes physiques qui régissent l'interaction des bulles avec l'écoulement turbulent de proche paroi et contrôlent le frottement de paroi en présence de bulles ne sont pas clairement compris (Ceccio, 2010). Pour étudier ces mécanismes, le système de Taylor Couette présente de nombreux avantages.

Tout d'abord, l'écoulement de Taylor Couette, écoulement en rotation confiné entre deux cylindres concentriques, est un écoulement académique très étudié. Il permet notamment d'étudier la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.

Par rapport aux écoulements turbulents de proche paroi, l'écoulement présente de nombreuses analogies. Dans un écoulement de Taylor Couette, des tourbillons appelés cellules de Taylor contrarotatives se développent dans le système, elles présentent des zones de jets inflow/outflow. Elles

interagissent avec le frottement de paroi comme les structures tourbillonnaires (cellules longitudinales) qui sont présentes dans la zone tampon de la couche limite turbulente.

Dans ce système fermé, l'impact des bulles sur le frottement de paroi peut être caractérisé directement par une mesure de couple sur le cylindre intérieur.

La mise en rotation du cylindre intérieur crée une force d'inertie qui attire les bulles d'air jouant le même rôle que la flottabilité des bulles d'air vis-à-vis de la carène du navire.

L'étude de la modification du frottement par injection de bulles d'air en écoulement de Taylor Couette suit une succession de doctorats effectués à l'IRENAv.

En 1999, Favé a montré l'effet de l'introduction d'une phase vapeur cavitante sur les 1ères instabilités. Il a caractérisé l'évolution de la longueur d'onde axiale et des spectres de fréquence des premières instabilités à l'aide de mesure LDV (Laser Doppler Velocimetry).

En 2007, pour la thèse de Mehel, un nouveau dispositif expérimental, avec une nouvelle géométrie d'entrefer et beaucoup plus grand que le précédent, a été conçu à l'IRENav, qui permettait d'introduire des sondes optiques et d'étudier en plus des 1ères instabilités, les régimes de turbulence naissante. Mehel (2007), par mesure LDV et sondes optiques, a caractérisé la fraction volumique des bulles dans l'entrefer et leur impact sur les profils de vitesse. Mais pour la thèse de Mehel, les bulles étaient générées par dépressurisation du dispositif (cavitation) ou par ventilation à la surface libre, on ne contrôlait pas bien la répétabilité du taux de vide dans le dispositif.

En 2014 la thèse de Fokoua a permis de faire évoluer le dispositif de la thèse de Mehel, pour permettre d'injecter différents débits d'air contrôlés et de mesurer le couple visqueux du cylindre intérieur. Fokoua (2014) a pu quantifier le taux de vide et caractériser l'arrangement de la phase gazeuse dans l'entrefer en développant une méthode de tracking de bulles basée sur l'ombroscopie dans un plan méridien. Il a également pu mesurer l'impact des différents arrangements de bulles sur le frottement à la paroi et a mesuré les champs de vitesse du fluide dans un plan méridien à l'aide d'une méthode de PIV (2D2C) (Particule Image Velocimetry à 2 composantes). Il a montré que pour la géométrie d'entrefer de l'IRENav, on a préférentiellement de l'augmentation du couple visqueux. Cependant, les faibles taux de vide atteints dans la thèse de Fokoua n'ont pas permis d'explorer des régimes diphasiques de transition : régimes de coexistence entre une organisation toroïdal du gaz dans l'entrefer et une organisation en spiral. Or d'après Muraï (2008), ce régime mixte est un régime particulièrement intéressant du point de vue de la modification du frottement de paroi.

L'étude que nous présentons ici est dans la continuité des travaux précédents. Nous avons plusieurs objectifs :

- caractériser différents régimes diphasiques (différentes organisations du gaz en toroïdal, spiral, mixte) et leur impact sur l'écoulement de liquide dans l'entrefer et le couple visqueux.

Nous procéderons donc à une analyse statistique en discriminant les séquences temporelles qui correspondent à ces différents régimes.

- caractériser en simultané les 3 composantes de vitesse de la phase liquide, ce qui n'a jamais été réalisé en écoulement de Taylor Couette à bulles.

En particulier, nous souhaitons mesurer le frottement turbulent (corrélation de vitesse radiale et azimutale), qui n'avait pas pu être mesurée en plan méridien par Fokoua. Nous souhaitons également

déterminer les caractéristiques des cellules (vorticité, circulation, taille) et suivre leur évolution temporelle au cours des transitions entre les régimes diphasiques. Enfin, nous souhaitons procéder à une analyse des fluctuations de vitesse en discriminant la contribution du mouvement aléatoire, de la contribution du mouvement cohérent des cellules, méthode d'analyse mise en œuvre dans les travaux numériques de Dong (2007), Chouippe (2014) mais qui n'avait pas été mise en œuvre dans la thèse de Fokoua,

- caractériser au cours des transitions entre les régimes diphasiques l'évolution temporelle de la fraction volumique du gaz et de sa cinématique, en particulier dans la direction azimutale.

Chez Fokoua, la vitesse azimutale du gaz n'avait pas été mesurée, sa fraction volumique et sa cinématique avaient été caractérisées uniquement en moyenne temporelle. Ici nous procèderons à une analyse instantanée et en moyenne temporelle, en discriminant différentes catégories de bulles : bulles proches du cylindre intérieur, bulles de milieu d'entrefer, bulles proches du cylindre extérieur.

Pour atteindre ces objectifs, le dispositif des thèses de Mehel, puis de Fokoua a été modifié afin d'injecter des débits d'air nettement supérieurs à ceux utilisés par Fokoua et d'obtenir des points de fonctionnement en débit beaucoup plus nombreux dans les régimes de turbulence naissante. Nous avons mis en œuvre différentes techniques de mesure : visualisations rapide des bulles en plan vertical large pour caractériser l'organisation globale de l'écoulement diphasique, visualisation rapide des bulles en plan vertical rapproché pour caractériser la phase gazeuse, stéréo-PIV (S-PIV) basse fréquence en plan méridien pour caractériser la phase liquide et mesure de couple sur le cylindre intérieur.

Le document est organisé de la manière suivante :

Dans le chapitre N°II, nous présenterons l'état de l'art des écoulements de Taylor Couette monophasique et diphasique à bulles.

Dans le chapitre III nous présenterons le banc d'essai de l'IRENav, les améliorations apportées et les techniques employées pour effectuer nos mesures.

Le chapitre IV concerne la caractérisation des trois composantes de la phase liquide de l'écoulement monophasique de Taylor Couette par la méthode de mesure S-PIV.

Dans le chapitre V, nous étudierons l'organisation générale de l'écoulement diphasique. Nous mettrons en évidence les différents régimes diphasiques et discuterons de la transition entre ces régimes à partir d'une analyse des défauts dans l'organisation de l'écoulement.

Dans le chapitre VI, nous présenterons et discuterons des résultats obtenus par S-PIV pour les 3 composantes de vitesse de la phase liquide. Les techniques d'analyse spécifiques à la S-PIV en diphasique que nous avons implémentées sont également présentées dans ce chapitre.

Le chapitre VII montre les caractéristiques de la phase gazeuse (fraction volumique, cinématique en 2D). Également dans ce chapitre nous apporterons une discussion générale sur les paramètres de contrôle de ces caractéristiques.

Nous présenterons dans un dernier chapitre de conclusion une synthèse générale des résultats obtenus et dégagerons quelques perspectives pour des études futures.

II. Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette ____ *14*

II-1) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette monophasique ____ **14**

1-1) Les paramètres caractéristiques ____ 14

1-2) Stabilité de l'écoulement ____ 15

1-3) Transitions vers la turbulence avec le cylindre extérieur fixe : les différents régimes d'écoulement monophasique ____ 16

1-4) Cas particulier de l'écoulement de Taylor Couette monophasique avec flux axial ____ 18

II-2) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette diphasique ____ **19**

2-1) Les différents dispositifs existants dédiés à l'étude de l'influence des bulles en écoulement de Taylor Couette ____ 20

2-2) Arrangement des bulles dans l'entrefer dans les régimes de transition vers la turbulence ____ 22

2-3) Influence des bulles sur l'écoulement dans les régimes de transition vers la turbulence ____ 27

a) Influence de l'arrangement des bulles dans l'entrefer en régime de capture de bulles ____ 27

b) Influence du motif diphasique en régime de capture de bulles ____ 29

c) Effet de flottabilité ____ 30

2-4) Influence des bulles sur le frottement de paroi dans le régime pleinement turbulent ____ 32

II-3) Conclusion ____ **33**

II. Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette

L'écoulement de Taylor Couette a l'avantage d'être un écoulement académique permettant d'étudier la transition vers la turbulence. L'écoulement joue également un rôle important dans un grand nombre d'applications industrielles (génies des procédés, systèmes rotor-stator, filtration membranaire…). Nous présenterons dans ce chapitre un aperçu de l'état de l'art de l'écoulement de Taylor Couette monophasique et diphasique à bulles.

Dans une première partie de ce chapitre, nous nous intéresserons à l'écoulement de Taylor Couette monophasique. Nous discuterons des paramètres d'influence, des conditions de stabilité et des différents régimes d'écoulement dans la transition vers la turbulence. En particulier, nous nous focaliserons sur la configuration avec cylindre extérieur fixe et nous discuterons également du cas particulier de l'écoulement monophasique avec flux axial.

Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à l'écoulement de Taylor Couette diphasique (en présence de phase gazeuse). Nous établirons tout d'abord une synthèse desconditions expérimentales et techniques utilisées dans les études d'injection de bulles en écoulement de Taylor Couette diphasique. Puis nous nous intéresserons aux différents types de capture des bulles dans l'écoulement. Nous discuterons pour finir des mécanismes d'interaction des bulles avec le frottement de paroi dans ce type d'écoulement.

II-1) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette monophasique

L'écoulement de Taylor Couette est un écoulement entre deux cylindres coaxiaux. C'est un écoulement académique dont les transitions sont bien connues. De nombreux travaux ont été consacrés à son étude par le passé (Coles et al., (1965), Cognet (1984), Kataoba et al., (1986), Wereley et al., (1998), permettant de mettre en évidence les différents régimes existants et les différentes transitions vers la turbulence.

1-1) Les paramètres caractéristiques

Le système de Taylor Couette est caractérisé par sa géométrie. Les paramètres géométriques sont :

- Le facteur de forme : $\eta = \frac{R_i}{R_o}$; avec R_i le rayon du cylindre intérieur et R_o le rayon du cylindre extérieur. η permet de quantifier l'importance de la courbure. La courbure est définie comme : $\delta = \frac{d}{R_i}$

- Le rapport d'aspect : $\Gamma_a = \frac{L}{d}$; avec L la hauteur du cylindre intérieur et d la largeur d'entrefer ($d = R_o - R_i$).Γ_a permet de quantifier la hauteur relative du dispositif et caractérise l'influence des effets de bord.

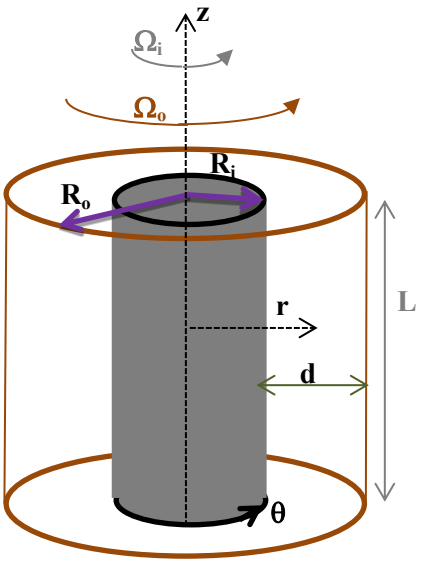


Figure II-1 : Schéma général d'un système de Taylor Couette

Pour un système de Taylor-Couette dont les deux cylindres sont en rotation, respectivement à la vitesse angulaire Ω_i (tr/s) et Ω_o (tr/s) pour les cylindres intérieur et extérieur, deux nombres de Reynolds caractérisent le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re_i = \frac{2\pi\Omega_i R_i d}{\nu}$$
$$Re_o = \frac{2\pi\Omega_o R_o d}{\nu} \qquad \text{(II-1)}$$

Avec ν, le viscosité cinématique du fluide.

1-2) Stabilité de l'écoulement

L'écoulement de base est l'écoulement de Couette, stationnaire, axisymétrique, invariant dans la direction axiale et purement orthoradial. Il est soumis à une instabilité de type centrifuge. Le nombre adimensionnel qui permet de caractériser l'apparition des instabilités est le nombre de Taylor Ta, introduit par Taylor en 1923 qui corrige le nombre de Reynolds en prenant en compte la courbure du dispositif.

$$T_a = Re^2 * \frac{d}{R_i} \qquad \text{(II-2)}$$

En fluide non visqueux, l'écoulement est instable vis-à-vis de perturbations orthoradiales si on a un gradient négatif du carré du moment cinétique qui se traduit par : $\Omega_i R_i^2 > \Omega_o R_o^2$ (critère de Rayleigh).

Ainsi pour la configuration où le cylindre extérieur est fixe, d'après le critère de Rayleigh, l'écoulement est alors intrinsèquement instable. Or en fluide visqueux, l'instabilité centrifuge est retardée, elle n'apparaît qu'au-delà d'une valeur critique du nombre de Taylor Ta_{c1} qui dépend du facteur de forme η (Dutcher & Muller, 2007).

En fluide visqueux, Andereck et al., (1986) ont regroupé sur une carte en fonction des nombres de Reynolds respectifs des deux cylindres, les différents régimes observés (Figure II-2). Les courbes de stabilité marginale délimitent le domaine de validité de l'écoulement de Couette. En augmentant la vitesse de rotation du cylindre extérieur, on peut stabiliser l'écoulement. Diverses instabilités peuvent

apparaître selon les conditions de rotation des deux cylindres coaxiaux. La grande diversité des régimes d'écoulement en fait un cas d'études privilégié pour comprendre différentes instabilités.

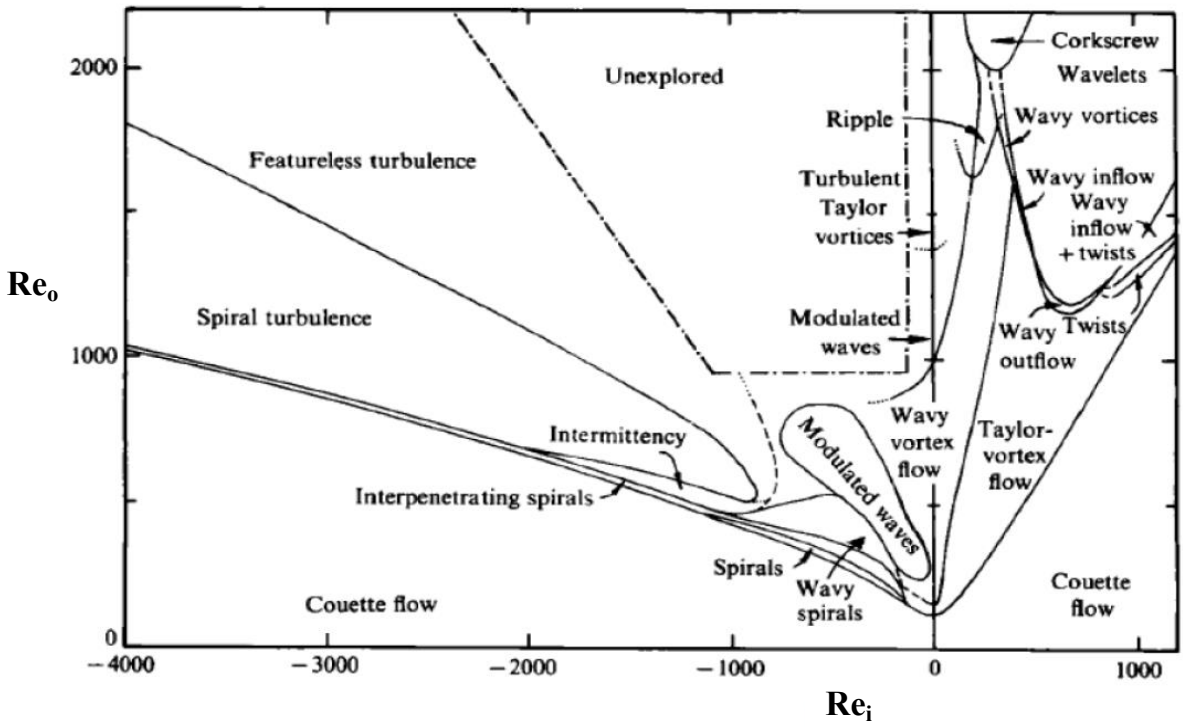


Figure II-2: Carte représentant les différents régimes observables en configuration de Taylor Couette, en fonction des nombres de Reynolds associés aux cylindre intérieur Re1 et extérieur Re2, figure extraite des travaux de Andereck et al., 1986

1-3) Transitions vers la turbulence avec le cylindre extérieur fixe : les différents régimes d'écoulement monophasique

On considère maintenant la configuration avec cylindre extérieur fixe. On note Re, le nombre de Reynolds lié à la rotation du cylindre intérieur (eq.(II-1)).

Pour les faibles vitesses de rotation, l'écoulement de base est l'écoulement de Couette laminaire. Pour l'écoulement de Couette, la vitesse purement orthoradiale V_θ peut être calculée analytiquement en résolvant les équations de Navier Stokes. Elle varie dans l'entrefer en suivant la loi :

$$V_\theta = Ar + \frac{B}{r} \tag{II-3}$$

Avec r la position radiale dans l'entrefer comprise entre R_e et R_i, A et B sont 2 constantes définies comme :

$$A = \frac{2\pi(\Omega_o R_o^2 - \Omega_i R_i^2)}{R_o^2 - R_i^2} \tag{II-4}$$

$$B = \frac{2\pi(\Omega_o - \Omega_i) R_i^2 R_o^2}{R_o^2 - R_i^2} \tag{II-5}$$

Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds (Re_{c1}), une première instabilité de type axisymétrique stationnaire se superpose à l'écoulement de Couette. C'est le régime de Taylor Vortex Flow (TVF). Des cellules contrarotatives appelées cellule de Taylor apparaissent (Figure II-3-b (1)). La Figure II-3-a montre la structure de l'écoulement TVF. L'écoulement présente un motif toroïdal. Les cellules contrarotatives sont entrecoupées de jet entrant (appelé jet inflow, marron) et jet sortant (appelé jet outflow, jaune). Les zones de jet outflow et inflow correspondent aux minima et maxima de frottement sur le cylindre intérieur respectivement. Ces structures présentent une périodicité axiale de longueur d'onde axiale (λ). Drazin et al., (1981) ont montré que le Taylor critique d'apparition de la première instabilité dépendait du facteur de forme en suivant la loi :

$$\frac{2\eta}{\eta+1}T_{a_{c1}} = 1708(1+0{,}652(1-\eta)) \qquad \text{(II-6)}$$

Lorsque le nombre de Reynolds dépasse une 2ème valeur seuil $R_{e_{c2}}$, l'écoulement n'est plus axisymétrique et devient instationnaire, c'est le régime Wavy Vortex Flow (WVF), il est caractérisé par la superposition aux cellules de Taylor d'une onde azimutale (Figure II-3-b (2)). Le Régime WVF présente une fréquence temporelle unique. L'état d'écoulement est caractérisé par une longueur d'onde axiale et un nombre d'ondes azimutal.

Au-delà d'une troisième valeur critique $R_{e_{c3}}$ du Reynolds, le régime devient un régime d'onde modulé (ModulatedWavy Vortex Flow (MWVF)), il se caractérise principalement par l'apparition d'une deuxième fréquence caractéristique temporelle (Cognet (1984)). La Figure II-3-b (3) montre une visualisation de ce régime.

Au-delà de la valeur critique $R_{e_{c4}}$, le spectre d'énergie cinétique s'étale autour de ces deux fréquences caractéristiques. C'est le régime chaotique (Chaotique Wavy Vortex Flow (CWVF)). Par la suite, en augmentant encore le Reynolds, l'écoulement va bifurquer vers un régime de turbulence naissance (TN) caractérisée par la disparition de l'onde azimutale (Figure II-3-b (4)).

Au-delà d'un Reynolds critique $Re_{c5,}$ le spectre de fréquence devient continu, ce régime est défini comme le Turbulent Taylor Vortex Flow (TTVF). Les cellules de Taylor, toroïdal, persistent jusqu'à des valeurs de Reynolds importantes (Figure II-3-b (5)).

Au-delà de ce régime, l'écoulement est alors pleinement turbulent : il y a disparition des cellules de Taylor avec invariance dans la direction axiale et azimutale de l'écoulement moyen.

L'écoulement de Taylor Couette est sensible aux différents paramètres choisis (facteur de forme, rapport d'aspect). Cole (1976) et Cognet (1984) ont montré l'influence de ces paramètres sur les différents seuils de transition à la turbulence et la multiplicité des écoulements à partir de la 2ème instabilité. Egalement, le protocole de mise en rotation du cylindre intérieur influence l'état d'écoulement (Cole, 1965).

Dans notre étude, le dispositif de Taylor Couette utilisé est le dispositif mis en œuvre dans les thèses précédentes de Fokoua (2013) et de Mehel (2006). Le cylindre extérieur est fixe. Le rapport d'aspect est important (Γ_a =44), il présente un bon compromis pour réduire les effets de bord. Le facteur de forme (η=0,909) est en accord avec la thèse de Bouabdallah (1980) et les essais numériques de la thèse de Chouippe (2012).

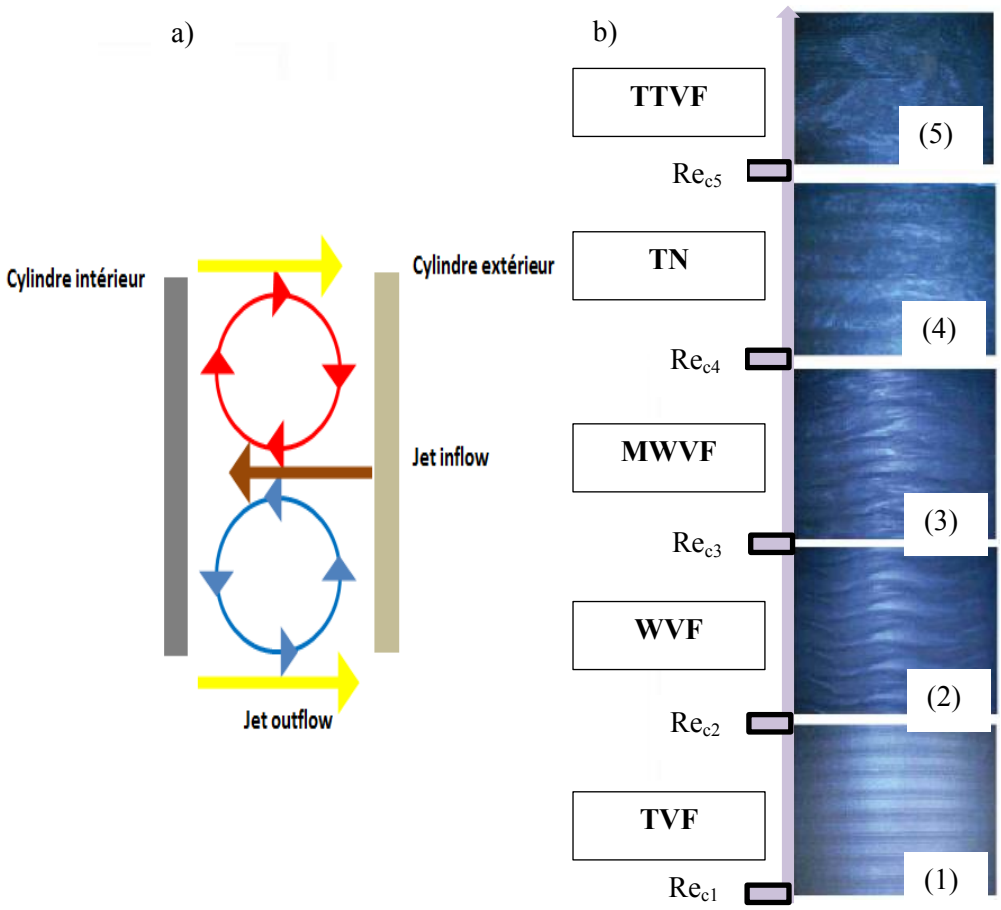


Figure II-3 : a) Schéma descriptif de l'écoulement de la première instabilité TVF extrait de Fokoua (2013)

b) Illustrations des différents régimes d'écoulement extraites de la thèse de Mehel (2006) pour $\eta = 0{,}909$ avec cylindre extérieur fixe, (1) **TVF** première instabilité ($R_{e_{c1}} = 137$), (2) **WVF** deuxième instabilité ($Re/Re_{c1} = 1{,}1$), (3) **MWVF** Troisième instabilité ($Re/Re_{c1} = 6$), (4) **TN**, turbulence naissante ($Re/Re_{c1} = 16$), (5) **TTVF**, régime turbulence ($Re/Re_{c1} = 19$)

1-4) Cas particulier de l'écoulement de Taylor Couette monophasique avec flux axial

Wereley et Lueptov. (1999) se sont intéressés aux 2 premières instabilités de l'écoulement de Taylor Couette en présence de flux axial pour un cylindre extérieur fixe. Sur la Figure II-, ils ont cartographié les différents régimes d'écoulement en fonction du Reynolds Re, basé sur la vitesse de rotation du cylindre intérieur (eq.(II-1)) et en fonction du Reynolds Re_{ax} basé sur la vitesse axiale débitante.

L'apparition de la 1ère instabilité est retardée pour des valeurs de Re plus élevées en présence de flux axial. Pour les faibles valeurs de Re entre 100 et 180, et une valeur de Re_{ax} en deçà de 10, les cellules de Taylor décrivent un motif toroïdal associé aux régimes de Taylor Vortex Flow ou Wavy vortex flow. Au-delà de Re_{ax} de 10, les cellules décrivent un motif en spiral (HV pour helical vortices) ou spiral ondulé (WHV pour wavy helical vortices). Pour les régimes de spiral, les mesures PIV 2C réalisées pour caractériser l'écoulement dans le plan des cellules ont mis en évidence que la longueur d'onde axiale diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds de rotation Re. La fréquence caractéristique du défilement axial des cellules (f_{ax}) est directement proportionnelle à la fréquence de rotation du cylindre intérieur ($f_{ax} = 2{,}01 f_{ic}$). Par contre, il n'a pas été montré de relation évidente entre la vitesse axiale de translation des cellules, la vitesse débitante et le Reynolds de rotation Re.

La dernière région rencontrée par Wereley et al., (1999) concerne un régime mixe RWV (random wavy vortex flow), qu'ils décrivent comme un écoulement dont les vortex se dissocient et fusionnent aléatoirement, avec coexistence des motifs spiral et toroïdal.

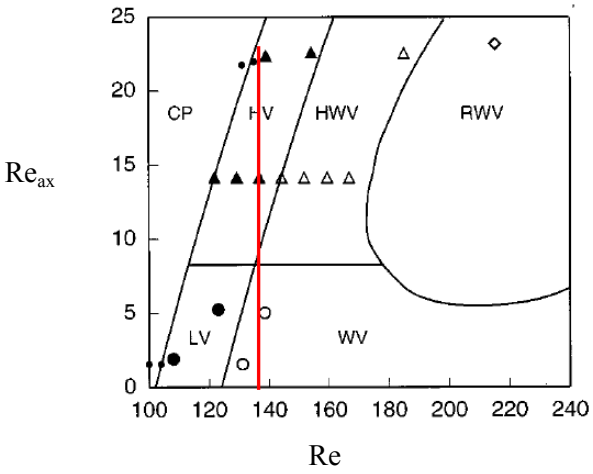


Figure II-4 : Extrait de Wereley et al., (1999), cartographie des différents régimes dans un système de Taylor Couette avec flux axial pour η=0,83.
CP : Couette-Poiseuille, LV : Nonwavy laminar vortex flow (équivalent TVF), WV : wavy vortex flow (équivalent WVF), HV : nonwavy helical vortex flow, HWV helical wavy vortex flow, RWV random wavy vortex flow

II-2) Généralités sur l'écoulement de Taylor Couette diphasique

L'étude de l'écoulement diphasique de Taylor Couette entre en jeux dans certaines applications industrielles, en effet l'étude du mélange de phases liquide/liquide peut être améliorée en écoulement diphasique. Dans le domaine du génie des procédées et du génie industriel, on retrouve la thématique de contacteur liquide/liquide pour l'enrichissement et le retraitement de l'uranium nécessaire aux centrales nucléaires. Nemri (2013) et Dherbecourt (2015) dans leurs travaux de thèse, ont étudié expérimentalement et numériquement, la capacité de mélange de diverses phases aqueuses en utilisant des billes de PMMA de diverses tailles afin de simuler la phase dispersée,leur objectif étant d'étudier les performances d'extraction d'une colonne liquide/liquide.

L'écoulement de Taylor Couette, avec cylindre extérieur fixe, est également utilisé pour comprendre les mécanismes de réduction de traînée par injection de bulles (Ceccio, 2010, van Den Berg, 2005, Muraï, 2008, Chouippe, 2012, Van Gills, 2011 2013, Fokoua, 2015). En effet, en régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor, les zones de jets entre cellules sont responsables d'apparition de zones de fort frottement et de zones de faible frottement sur les cylindres. Ces zones alternées de maxima et minima de frottement pariétal sont équivalentes aux streaks qui se développent à la paroi d'une couche limite turbulente sur plaque plane (Dong, 2008, Chouippe, 2012).

Différentes études sur l'écoulement de Taylor Couette avec injection de bulles ont été réalisées pour comprendre les mécanismes d'interaction entre les bulles et les cellules de Taylor et les mécanismes d'interaction entre les bulles et le frottement de paroi. Dans toutes ces études, le cylindre extérieur est maintenu fixe et c'est le couple visqueux sur le cylindre intérieur qui est étudié. Cette partie a pour objectif d'énoncer les principaux résultats établis.

Nous commencerons par faire un inventaire des dispositifs expérimentaux existants et leurs caractéristiques. Puis nous discuterons de la capture des bulles par les cellules de Taylor Couette dans les régimes de transition vers la turbulence: arrangement des bulles dans l'entrefer et motifs diphasiques. Nous discuterons ensuite des mécanismes d'interaction entre les bulles, les cellules et le couple visqueux sur le cylindre intérieur dans les régimes de transition vers la turbulence. Pour finir, nous parlerons aussi des mécanismes d'interaction spécifiques à l'écoulement turbulent.

2-1) Les différents dispositifs existants dédiés à l'étude de l'influence des bulles en écoulement de Taylor Couette

Le Tableau II-2 récapitule les caractéristiques des études expérimentales. Les laboratoires du Maryland et de Twente s'intéressent aux grands nombres de Reynolds, les laboratoires de Hokkaido et l'IRENav s'intéressent à des Reynolds plus faibles, pour les régimes de transition vers la turbulence. L'ensemble des études réalisées avec injection de bulles d'air, utilisent des bulles millimétriques à micrométriques. On récapitule dans le tableau suivant les valeurs des différents nombres adimensionnels qui caractérisent la géométrie d'entrefer (η, Γ_a) et qui caractérisent l'écoulement diphasique (Reynolds, Weber, Froude).

Le nombre de Weber de bulle We_b compare la force d'inertie due à la rotation du cylindre intérieur à la force de tension superficielle et caractérise la déformabilité des bulles sous l'action du cisaillement dans la direction orthoradiale, il est défini comme :

$$We_b = \frac{\rho V_i^2 d_b}{\sigma} \tag{II-7}$$

Avec ρ, la masse volumique du fluide,d_b le diamètre moyen de la bulle, σ la tension superficielle liquide/airet$V_i = 2\pi\ \Omega_i R_i$ la vitesse orthoradiale du cylindre intérieur.

Le nombre de Froude Fr, basé sur la vitesse orthoradiale et le rayondu cylindre intérieur, représente le ratio entre la force d'accélération centripète et la force d'Archimède exercées sur les bulles, il est défini comme :

$$Fr = \frac{V_i}{\sqrt{g\ R_i}} = 2\pi\Omega_i\sqrt{\frac{Ri}{g}} \tag{II-8}$$

N	Lieu	η	Ri	Γ_a	Re	We_b	Fr	d_b/d	Q_g (ml / min) Débit d'air	**Techniques expérimentales mises en œuvre**	Publication associées
1	Maryland	0,72	0,16	11,5	$4x10^4$ - $7x10^6$	630 – $1,9x10^5$	5,37 - 94	0,033	?	Couple mètre	van den Berg (2005)
2	Twente	0,71	0,2	11,68	$5*10^5$ - $2*10^6$	423 - 9032	5,91 - 23,64	0,014 - 0,019	0 – $180x10^3$	Couple mètre, LDV 1C θ, sonde optique	van Gils (2011, 2013)
3		0,71	0,2	11,68	$5*10^5$ - $2*10^6$	28 - 448	4,56 - 18,25	0,0012 – 0,012	0 - $180x10^3$	Couple mètre	Verschoof (2016)
4	Hokkaido	0,83	0,06	20	600 - 4500	0,79 - 45	0,32 - 2,44	0,0458	10 - 100	-Couple mètre -visus de particules et bulles plan (r,z)	Muraï(2005, 2008)
5		0,83	0,06	32,5	600 - 4500	3,5 - 200	0,65 - 4,89	0,05	0-70,2	-PTV particules plan (r,z) -visu bulles plan (r,z)	Yoshida (2009)
6		0,90	0,0951	19,9	262 - 1200	$3x10^{-4}$ - $6x10^{-3}$	0,027 - 0,12	0,0064	électrolyse	-UVP verticale, -LDV 1C θ, -PIV 2C (particules) plan(r,z) -PIV LIF (bulles) plan(r,z)	Watamura (2013)
7		0,83	0,06	30,3	600 - 900	3,8 – 8,6	0,65 – 0,95	0,05	0-36	-UVP verticale, - PTV bulles et particules plan (r,θ)	Ozaki (2015)
		0,91	0,06	20	1500	39	1,6	0,09	20-40	- PTV bulles plan (r,θ)	Van Ruymbeke (2016

Tableau II-1 : Récapitulatif des paramètres des différentes expériences menées en écoulement de Taylor Couette diphasique à bulles.

N	Lieu	η	Ri	Γ□	Re	We_b	Fr	d_b/d	Q_g (ml / min) Débit d'air	**Techniques expérimentales mises en œuvre**	Publication associées
8	IRENAv1	0,85	0,03	22/20	103 – 2300	6,2 - 19	0,04 -0,85	0,05	Cavitant - ventilation	LDV	Favé (1999) Djeridi et al., (2004)
9	IRENAv2	0,91	0,2	44,3	594 - 3162	2,3 – 66,5	0,21 - 1,13	0,04 - 0,18	Ventilation par la surface libre et Cavitation	-LDV 2C (θ,z), -sonde optique	Mehel (2006) Mehel (2007)
10		0,91	0,2	44,3	632 - 2x 10^4	0,03 – 34,06	0,22 - 1,43	0,05 - 0,125	1,62 - 40	-PIV 2C plan (r,z) -PTV bulles plan (r,z) -Couple mètre	Fokoua (2013), Fokoua (2015)
11		0,91	0,2	44	1732 - 43000	7,6 - 47	0,31 - 3	0,06	30 - 800	-S-PIV 3C particules plan (r,z), -PTV bulles plan (θ,z), -couple-mètre	Etude actuelle

Tableau II-2 : Récapitulatif des paramètres des différentes expériences menées en écoulement de Taylor Couette diphasique à bulles (suite). On introduit les sigles suivants: LDV pour Laser Doppler Velocimetry, PIV pour Particule Image Velocimetry, PTV pour Particule Tracking Velocimetry, UVP pour Ultrasonic Velocimetry Profil.

2-2) Arrangement des bulles dans l'entrefer dans les régimes de transition vers la turbulence

Pour les régimes de transition vers la turbulence, l'existence des cellules de Taylor a une incidence forte sur la distribution des bulles dans l'entrefer. Climent et al., (2007) ont réalisé des calculs de position des bulles dans l'entrefer (η=0,89) pour les régimes de Couette, TVF et WVF en dispersion passive. Le champ de vitesse de la phase liquide est calculé par DNS et la dispersion des bulles par suivi Lagrangien en one waycoupling. Ils ont mis en évidence que les bulles s'accumulent dans les zones de dépression.

En régime de Couette, les bulles sont accumulées uniformément le long du cylindre intérieur, sous l'effet de l'accélération centripète due à la rotation du cylindre intérieur. A partir de l'apparition des cellules de Taylor, la dépression induite dans les cellules est en compétition avec la dépression induite par la rotation du cylindre. On a alors une accumulation des bulles non homogène dans la direction axiale (Climent et al., 2007, Djeridi et al., 2004) : les bulles peuvent être capturées au cœur des cellules contra-rotatives dans les zones de fluide descendant (positions d'équilibre stable des bulles), ou piégées dans les zones de outflow proche du cylindre intérieur.

Avec la superposition de l'onde azimutale en WVF, Climent et al., (2007) montrent qu'on a une capture des bulles dans les cellules inhomogène dans la direction azimutale, avec une capture

préférentielle sur les crêtes et creux de l'onde azimutale (Figure II-4). Ce résultat a été confirmé expérimentalement par Watamura et al., (2013) en présence de microbulles d'air.

Pour la géométrie de l'IRENav(η=0,83), Favé (1999) et Djeridi et al., (2004) ont montré que les bulles s'accumulent au cœur de cellules en 2ème instabilité et migrent en proche paroi du cylindre intérieur dans la zone de jet outflow à partir de la 3ème instabilité.

Pour la géométrie de l'IRENav(η=0,91), en entrefer mince, Mehel (2006, 2007) puis Fokoua(2013, 2015) ont montré que l'on peut avoir à la fois des bulles capturées dans les cellules et des bulles en outflow comme sur la Figure II-6 (triple capture). Pour cette géométrie, d'entrefer, et la gamme de Reynolds étudiée, les cartographies de taux de vide mesurées en plan vertical par Fokoua montent que les bulles sont majoritaires dans la celluleanti-horaire. Mehel a mis en évidence avec des mesures par sondes optiques que les bulles capturées par les cellules ont peu de vitesse de glissement azimutale, contrairement aux bulles capturées en outflow.

Pour la géométrie d'Hokkaido (η=0,85), Muraï et al., (2005) ont mis en évidence qu'avec l'augmentation du Reynolds, les bulles sont d'abord capturées en outflow près du cylindre intérieur puis ensuite aussi par les cellules (triple capture). Pour cette géométrie d'entrefer et la gamme de Reynolds étudiée, les bulles sont majoritairement accumulées en outflow (van Ruymbeke et al., 2016).

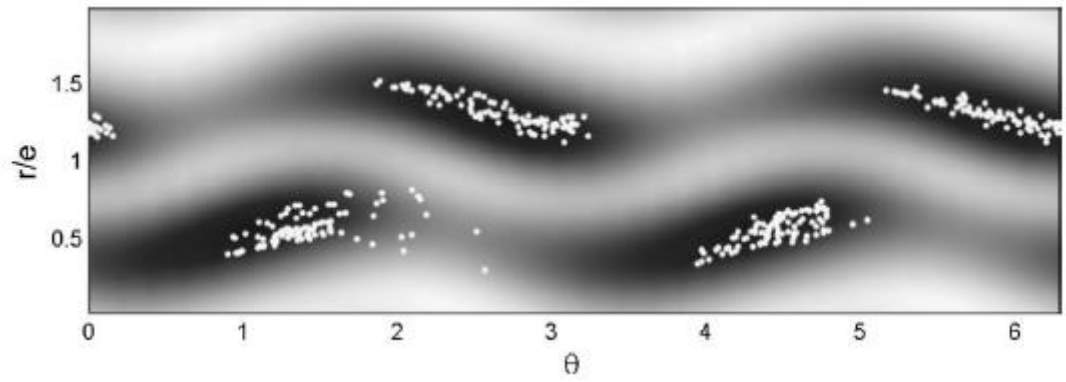
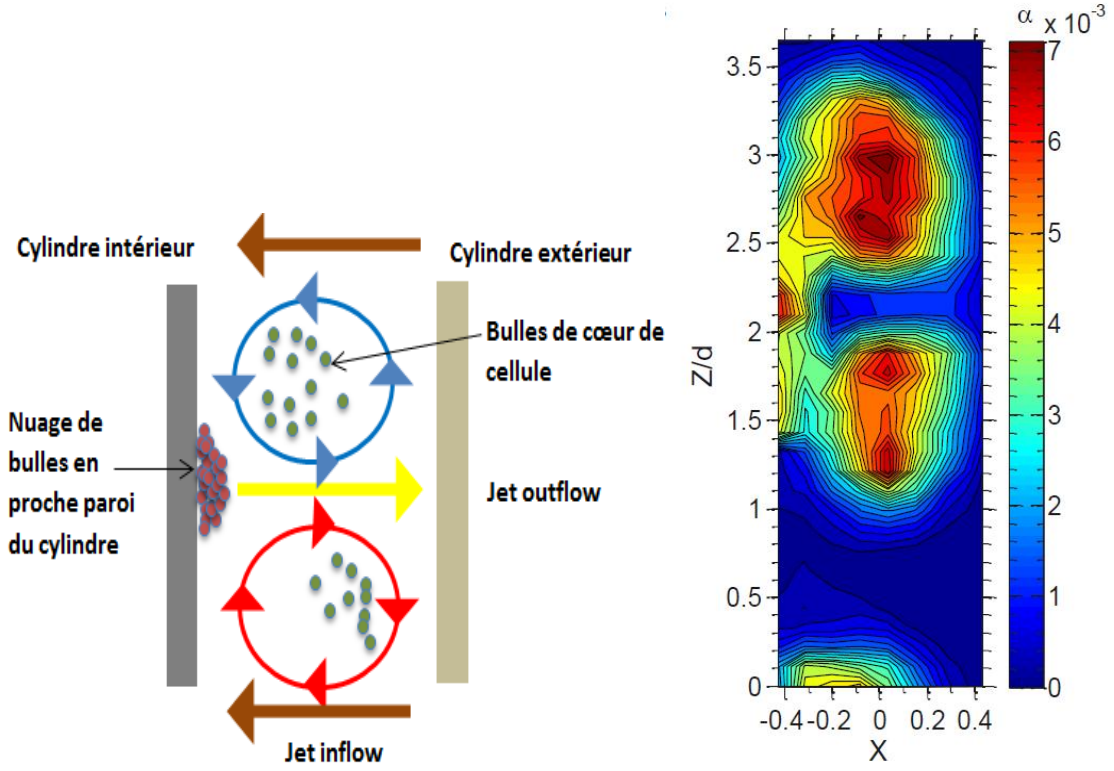


Figure II-4 : Figure extraite des travaux de Climent et al., (2007) pour les bulles accumulées dans les minima de pression en WVF, (η=0,89, Re=150, nombre d'onde azimutal égal à 2, d_b/d=0,02)



a) b)

Figure II-5 :a) Schéma conceptuel de capture préférentielle des bulles dans l'entrefer en écoulement de Taylor Couette dans la transition vers la turbulence (triple capture), b) Cartographie du taux de vide en plan vertical pour la triple capture (Fokoua, 2013, η=0,91, Re=2846, d_b/d=0,05, Q_g=2,58 ml/min)

Ainsi, dans la transition vers la turbulence, la localisation préférentielle des bulles dans l'entrefer est la conséquence de la compétition entre plusieurs mécanismes physiques :

- La flottabilité issue de la poussée d'Archimède (I)
- L'attraction au cœur de cellules dues à la rotation du fluide dans les cellules (II)
- L'attraction en proche paroi du cylindre intérieur dueà la rotation du cylindre intérieur (III)

Climent et al., (2007) ont introduit 2 paramètres adimensionnels H et C qui permettent de comparer la contribution de ces mécanismes et tracé une carte conceptuelle qui résume les types d'arrangement de bulles en fonction de ces 2 paramètres (Figure II-6).

Le paramètre H compare les contributions de (II) et (III). H contrôle la position radiale des bulles et est défini comme :

$$H = 4\left(\frac{U_{TV}}{V_i}\right)^2 \frac{R_i}{d} \qquad \text{(II-9)}$$

Avec U_{TV} la vitesse tangentielle de la phase liquide dans les cellules de Taylor

Le paramètre C compare les contributions de (I) et (II). C contrôle la position axiale des bulles et est défini comme :

$$C = \frac{U_{TV}}{V_b} \qquad \text{(II-10)}$$

Avec V_b la vitesse ascensionnelle terminale des bulles. $V_b$peut être estimée par un équilibre entre la force de traînée et la force d'Archimède en fluide immobile. Pour les bulles millimétriques, elle est déduite du coefficient de traînée de Maxworthy et al, (1996) : $V_b = \left(\frac{4g}{93} d_b^{1,82} \nu_l^{-0,82}\right)^{1/1,18}$

Dans les travaux de simulation numérique DNS de Chouippe (2012), le paramètre H a été caractérisé pour différents Reynolds et différentes largeurs d'entrefer. Le paramètre H diminue avec l'élargissement de l'entrefer et la réduction du paramètre η.

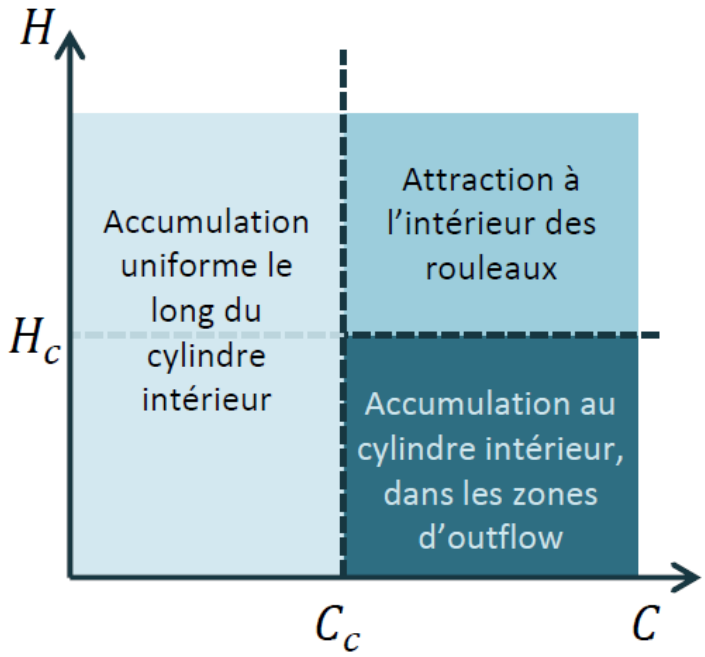


Figure II-6: Carte conceptuelle des types d'arrangement des bulles dans l'entrefer en fonction des paramètres C et H. Issue de Climent et al., (2007)

Fokoua et al., (2015) ont introduit un nouveau paramètre de contrôle H_{new} qui permet de mieux regrouper les types d'arrangement pour différentes géométries d'entrefer :

$$H_{new} = \frac{HR_i d}{\lambda^2} \qquad \text{(II-11)}$$

En particulier, H_{new} permet de mieux séparer les régimes d'accumulation des bulles le long du cylindre intérieur (régime de non-capture) des régimes de capture. Fokoua et al., (2015) ont pu ainsi cartographier les différents types d'arrangement de bulles en fonction des paramètres C et H_{new} pour différentes géométries, différentes tailles de bulles et différentes viscosités du fluide (Figure II-7).

En régime de capture de bulles, on peut avoir différents types d'arrangement :

- arrangement de simple capture en outflow ou en cœur de cellule antihoraire

-arrangement de double capture en outflow et cellule antihoraire ou au cœur des 2 cellules,

- arrangement de triple capture en outflow et au cœur des 2 cellules

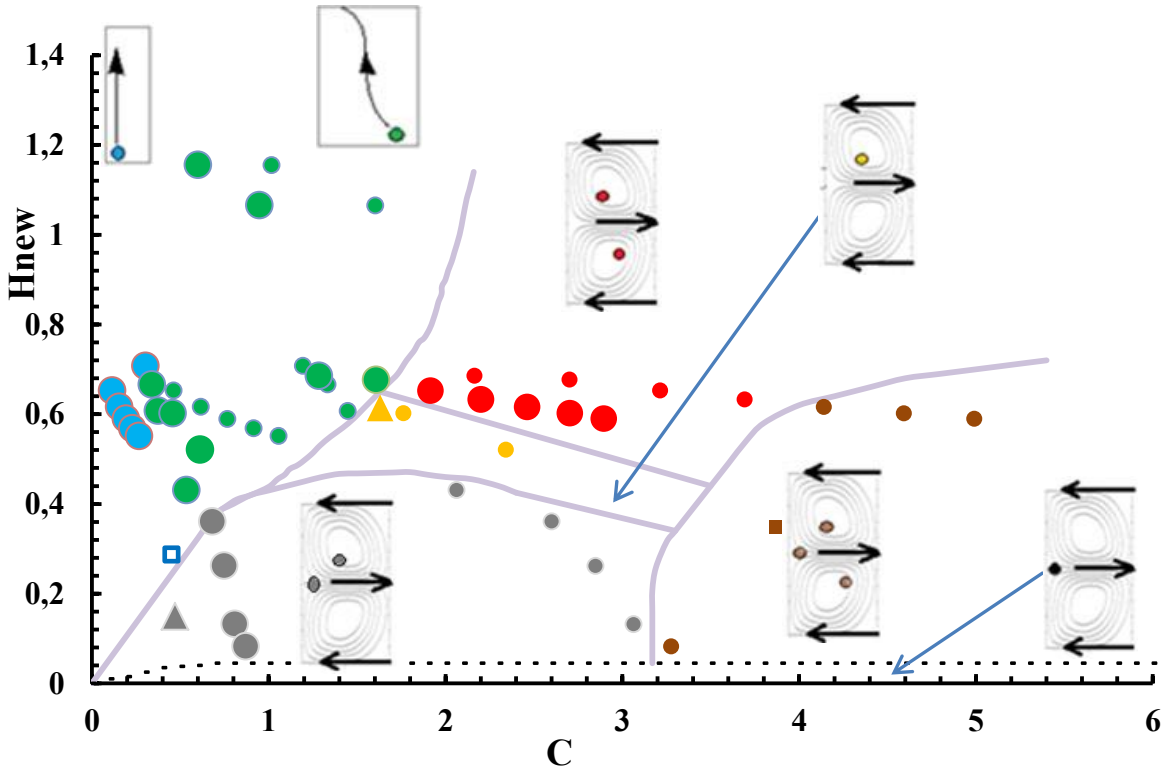


Figure II-7 : Carte résumant les types d'arrangement des bulles dans l'entrefer en fonction des paramètres H_{new} et C, symbole large pour les bulles larges ($0{,}12 < db/d < 0{,}18$); symbole plus petit pour les petites bulles ($d_b/d = 0{,}05$). Les cercles sont issus des expériences de Fokoua et al., (2015), les triangles des expériences de Mehel et al., (2007), le carré vide des expériences de Muraï et al. (2005) et les carrés plein issus des expériences de Yoshida et al,. (2009) Carte extraite de Fokoua et al., (2015)

La taille des bulles influence leur flottabilité, au travers du paramètre C, mais elle conditionne également les interactions entre les bulles et la couche limite. Dans le cas de microbulles, dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur visqueuse, les bulles peuvent être capturées par les structures de proche paroi (streaks de frottement). En écoulement de Taylor Couette, dans la transition vers la turbulence, les streaks sont d'après Barcilon et al., (1976) la conséquence de la présence de cellules de Görtler, qui prennent naissance en outflow près du cylindre intérieur en présence d'instabilité centrifuge.

En entrefer large (η=0,5), les calculs numériques de dispersion passive de microbulles, réalisés par Chouippe et al., (2014) ont mis en évidence que les microbulles capturées en outflow près du cylindre intérieur sont alignées avec les streaks de frottement minimum (Figure II-8). Cependant Chouippe a montré qu'il existe une limite de taille minimum pour la capture des microbulles. En effet, lorsque le temps de relaxation des bulles est au moins 10 fois plus petit que l'échelle de temps des petites structures (streaks), alors elles sont réparties de manière homogène dans l'écoulement, comme un traceur passif.

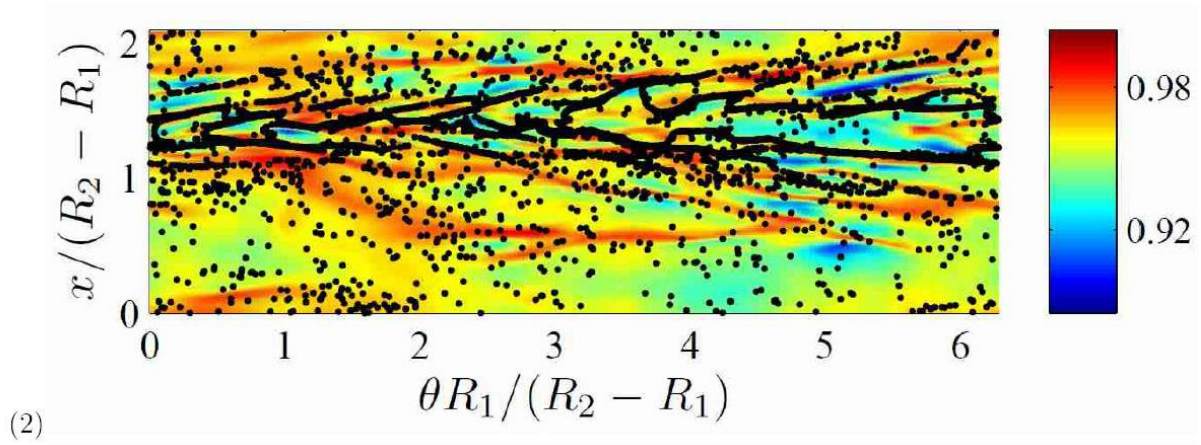


Figure II-8: Carte extraite de Chouippe et al., (2014). Alignement des bulles le long des streaks de maxima de la vitesse azimutale près du cylindre intérieur pour η=0,5 (les points noirs représentent les positions de bulles, la cartographie en couleur représente les isovaleurs de vitesse azimutale)

2-3) Influence des bulles sur l'écoulement dans les régimes de transition vers la turbulence

L'écoulement de Taylor Couette à bulles ne se comporte pas comme l'écoulement monophasique. D'une part pour les bulles millimétriques, cela nécessite d'injecter les bulles, ce qui implique un flux d'injection axial. D'autre part, à la différence des écoulements de Taylor Couette monophasique, avec flux axial, la phase injectée présente une différence de densité et on s'attend donc à avoir du glissement entre phases et des transferts de quantité de mouvement.

Nous allons discuter dans cette partie des mécanismes d'interaction des bulles avec l'écoulement dans la transition vers la turbulence, en particulier l'effet de la présence des bulles sur la longueur d'onde axiale et sur le frottement du cylindre intérieur.

a) Influence de l'arrangement des bulles dans l'entrefer en régime de capture de bulles

Pour les régimes de capture de bulles, en entrefer mince (η=0,91), Fokoua et al., (2015) ont mis en évidence que la longueur d'onde axiale évolue différemment en fonction de l'arrangement des bulles dans l'entrefer. La Figure II-9 montre la superposition du signe de variation de la longueur d'onde axiale, relativement au monophasique, avec le type d'arrangement des bulles, en fonction des paramètres H_{new} et C. Dans le cas où les bulles sont capturées en cœur de cellule, cela entraîne une réduction de la longueur d'onde. Lorsque les bulles sont aussi capturées en outflow près du cylindre intérieur, cela entraîne une augmentation de la longueur d'onde.

La Figure II-10 montre la carte d'évolution du couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur en fonction des paramètres H_{new} et C, superposée à l'arrangement des bulles, obtenue par Fokoua et al., (2015) Pour cette géométrie et pour tous les arrangements du régime de capture, les bulles étaient majoritairement capturées en cœurs de cellule plutôt qu'en ouflow. En régime de capture, Fokoua a relevé une augmentation systématique du couple visqueux par rapport au monophasique. En régime de non-capture, Fokoua a relevé une réduction systématique du couple visqueux.

Pour la géométrie de Hokkaido (η=0,83), en entrefer plus large, tous les arrangements du régime de capture correspondent à des bulles majoritairement en outflow. Pour les Reynolds en deçà de 4000,

Muraï et al., (2008) ont obtenu une réduction du couple visqueux associée à une augmentation de la longueur d'onde axiale. Cependant, au-delà de cette valeur du Reynolds, la réduction du couple disparaît, ils attribuent ce phénomène au fait que les bulles sont alors aussi capturées en grand nombre par les cellules.

L'étude numérique menée en monophasique par Brauckmann et al., (2013) a permis de montrer, pour un même Reynolds et une même géométrie d'entrefer, que le couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur peut varier avec la longueur d'onde axiale. Ainsi, une augmentation de longueur d'onde tend à réduire le couple et l'inverse pour une diminution de la longueur d'onde axiale.

On conclut donc qu'en régime de capture, un arrangement pour lequel les bulles sont majoritaires en cœur de cellules favorise une diminution de la longueur d'onde axiale et une augmentation du couple alors qu'un arrangement pour lequel les bulles sont majoritaires en outflow près du cylindre intérieur favorise une augmentation de la longueur d'onde et une diminution du couple.

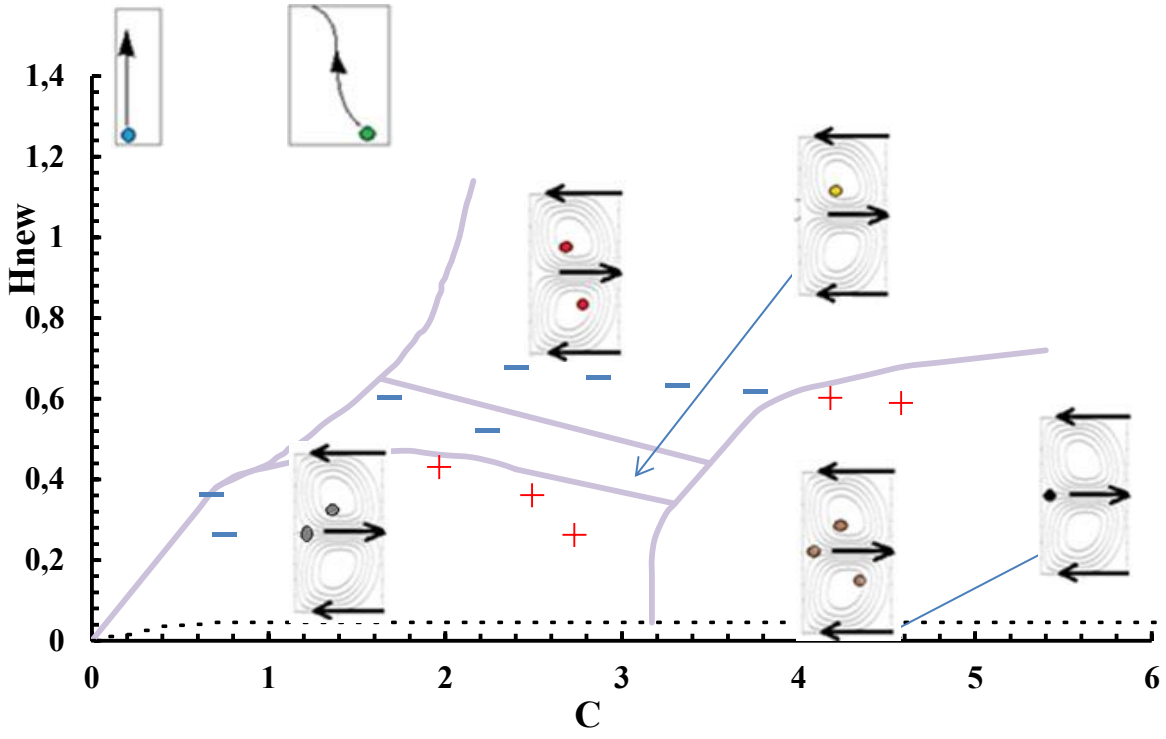


Figure II-9: Extrait de Fokoua et al., (2015). Carte d'évolution de la longueur d'onde axiale en fonction du type d'arrangement des bulles dans l'entrefer (+ représente une augmentation de longueur d'onde axiale, - représente une diminution de longueur d'onde axiale par rapport à l'écoulement monophasique)

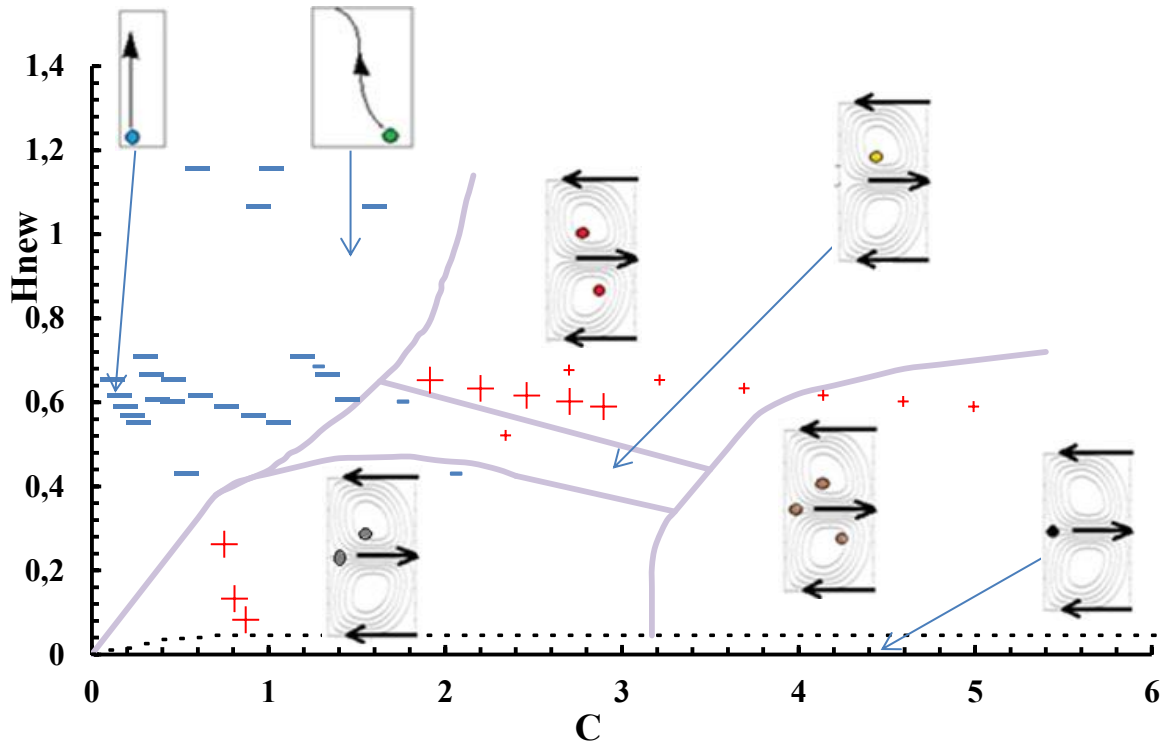


Figure II-10 : Extrait de Fokoua et al., (2015). Carte d'évolution du couple visqueux du cylindre intérieur en fonction du type d'arrangement des bulles dans l'entrefer (+ représente une augmentation du couple, - représente une diminution du couple par rapport à l'écoulement monophasique)

b) Influence du motif diphasique en régime de capture de bulles

Pour la géométrie d'Hokkaido conduisant à une réduction du couple visqueux en régime de capture, Muraï et al., (2008) ont étudié l'évolution du gain de réduction de frottement en fonction du Reynolds (Figure II-11). Le gain est ici un rendement et défini comme le rapport entre la réduction de puissance du couple visqueux induite par les bulles et la puissance du compresseur nécessaire à l'injection d'air. Pour cette géométrie, une superposition du gain avec la carte des motifs (Figure II-9) montre que le gain de réduction de frottement est maximal dans la région composite, où les motifs toroïdal et spiral coexistent.

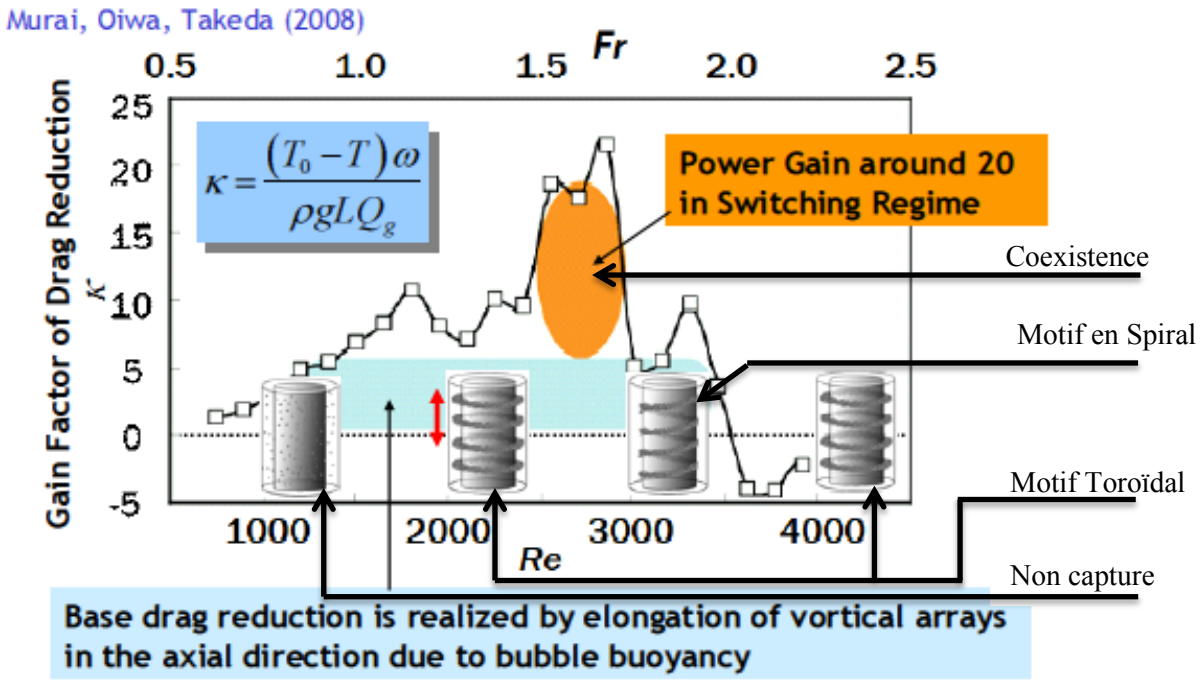


Figure II-11 : Extrait de Muraï et al., (2008). Evolution du gain de réduction de frottement en fonction du nombre de Reynolds et du motif diphasique

c) Effet de flottabilité

Nous avons vu que la capture des bulles dépend de leur flottabilité via le paramètre C (eq. (II-10)). Pour des faibles valeurs du paramètre C (correspondant aux faibles Reynolds et faibles nombres de Froude Fr), les bulles ne sont pas capturées et glissent le long du cylindre intérieur. Pour ce régime de non capture, quelle que soit la géométrie, on a une diminution du couple visqueux sur le cylindre intérieur (Muraï, 2005, 2008, Fokoua, 2005, 2008).

Effet de la gravité

Sugiyama et al., (2008) ont réalisé des simulations numériques pour les conditions expérimentales d'Hokkaido en modélisant l'influence des bulles sur l'écoulement porteur (modèle Euler-Lagrange en 2 waycoupling). Ils montrent que pour les faibles Reynolds en régime de non capture, sous l'effet de flottabilité des bulles, on a une déstructuration des cellules de Taylor qui contribue à diminuer le couple visqueux sur le cylindre intérieur. Pour cette géométrie d'entrefer, et régime de non capture, Ozaki (2016) a caractérisé expérimentalement l'écoulement dans le plan (r,θ). Il met en évidence qu'avec la réduction du couple visqueux, on a une forte diminution du frottement turbulent dans ce planpar atténuation de la cross corrélation du mouvement cohérent dans ce plan, conséquence de la déstructuration des cellules.

Plus récemment, et toujours pour la géométrie d'Hokkaido avec bulles, Spandan et al., (2016) ont réalisé des simulations numériques pour tester l'impact du nombre de Froude (eq.(II-8)) sur le couple visqueux. Pour cela, ils ont fait varier le nombre de Froude indépendamment du nombre de Reynolds. Un faible nombre de Froude correspond à une contribution importante de la flottabilité des bulles.

Pour un nombre de Froude Fr <1, ils obtiennent toujours une réduction du couple visqueux, quelle que soit la valeur du Reynolds. Pour Fr<1, les bulles ne sont pas capturées, la vitesse azimutale

s'homogénéise dans la direction axiale, les cellules de Taylor sont déstructurées et on note une forte atténuation des impacts aux parois des jets inflow/outflow.

Effet du débit d'injection

Le flux axial peut aussi conditionner la capture des bulles, en modifiant la structure des cellules, sous l'effet de la flottabilité des bulles. Gao et al., (2015) ont réalisé des calculs numériques d'injection axiale de bulles dans un écoulement de Taylor Couette avec un modèle Eulérien à 2 fluides. Pour la géométrie étudiée ($\eta \approx 0{,}86$), ils ont analysé l'influence du flux axial sur la longueur d'onde axiale, la structure des cellules, et la turbulence. La Figure II-12montre l'état de structuration des cellules en fonction des paramètres Reynolds de rotation Re et Reynolds basé sur le flux axial Re_{ax}.

Pour cette géométrie, le régime de capture correspond à un arrangement des bulles en outflow près du cylindre intérieur. A Reynolds fixé, en régime de capture, l'augmentation du débit entraîne une augmentation de la longueur d'onde axiale et les cellules se déstructurent progressivement en passant par un état de déstructuration partielle 'partial vortices'. La déstructuration partielle correspond comme on peut le voir sur Figure II-13à une dissymétrie des cellules avec aplatissement de la cellule anti-horaire.A fort débit d'injection, une fois les cellules sont déstructurées, on ne peut plus capturer les bulles. La déstructuration partielle, puis la déstructuration totale des cellules avec l'augmentation du débit est attribuée au glissement du gaz dans la direction axiale qui augmente avec le taux de vide dans l'entrefer et le flux axial, sous l'effet de la flottabilité.

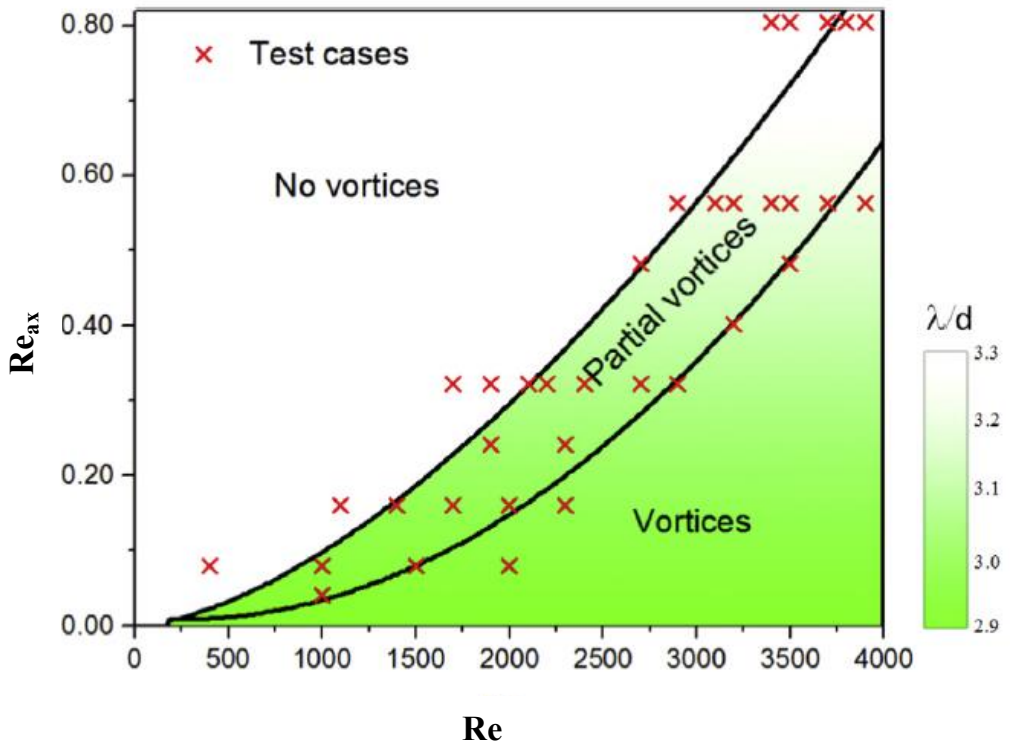


Figure II-12 : Extrait des travaux de Gao et al., (2015), Influence du flux axial d'injection d'air et du Reynolds de rotation sur la structuration des cellules de Taylor. Avec Re_{ax} : le nombre de Reynolds axial basé sur la vitesse de bulle et Re le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de rotation du cylindre intérieur

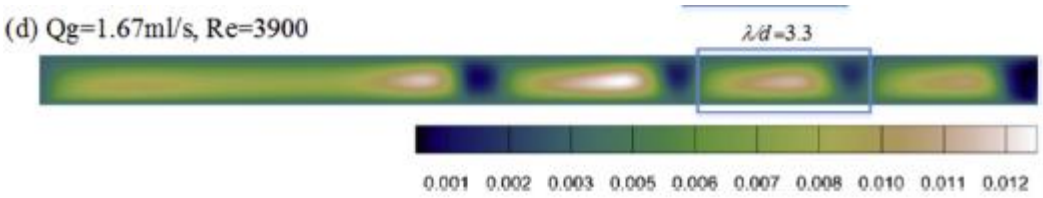


Figure II-13 : Extrait des travaux de Gao et al., (2015), Cartographie de la fonction courant dans l'entrefer illustrant la déstructuration partielle des cellules pour les forts débits d'injection sous l'effet de la flottabilité du gaz.

2-4) Influence des bulles sur le frottement de paroi dans le régime pleinement turbulent

Dans le régime pleinement turbulent, les cellules de Taylor ne sont plus présentes et ne peuvent donc plus interagir avec les bulles. Sous l'effet de l'accélération centripète, les bulles sont localisées préférentiellement en proche paroi du cylindre intérieur de manière homogène dans la direction axiale (Van Gills et al., 2011). Nous allons discuter des mécanismes d'interactions des bulles avec le couple visqueux pour ce régime.

Pour de grands nombres de Reynolds en écoulement de Taylor Couette turbulent à bulles, Van den Berg et al., (2007), ont étudié l'effet de la rugosité de la paroi. Pour cela, ils ont mesuré et comparé le couple visqueux exercé sur un cylindre intérieur rugueux et un cylindre intérieur lisse, pour les mêmes conditions de flux de bulles et de Reynolds. Avec paroi lisse, l'injection de bulles entraîne une réduction du couple visqueux; la réduction de frottement augmente avec le taux de vide et avec le Reynolds. Avec paroi rugueuse, l'injection des bulles induit au contraire une augmentation du frottement. Cette étude met en évidence la capacité des bulles à interagir avec la couche limite turbulente. Les mécanismes d'interaction des bulles avec le frottement de paroi sont donc les mécanismes qui ont été mis en évidence dans les études de réduction de traînée par injection de bulles sur plaque plane : effet de compressibilité (Ferrante et Elghobashi, 2004), effet de déformabilité (Lu et al., 2005).

Pour de hauts nombres de Reynolds, ($Re > 7 * 10^4$), Van den Berg et al., (2005) ont comparé le couple du cylindre intérieur pour une configuration avec bulles et une configuration avec particules indéformables de flottabilité non nulle, à égale concentration volumique équivalente.

Ils ont introduit pour cela un nombre de Weber de bulle We_b basé sur la fluctuation de vitesse azimutale v_θ':

$$We_b' = \frac{\rho\, v_\theta'^2 d_b}{2\sigma}$$

On distingue deux régimes. Pour We_b'<1, l'effet de compressibilité des bulles est dominant devant l'effet de déformabilité des bulles et la réduction de couple induite par les bulles est modérée, plus faible que celle induite par les particules (de plus petite taille). Pour We_b'>1, l'effet de déformabilité des bulles est prépondérant et contribue à diminuer de manière significative le couple avec l'augmentation du Reynolds. Van Gils et al., (2011,2013) ont permis de conforter ces résultats et observent une forte réduction du couple visqueux due à la déformabilité des bulles au-delà d'un nombre de Reynolds de 10^6. Verschoof et al., (2016) ont pu comparer à concentration volumique équivalente l'impact des bulles déformables et non déformables par ajout de surfactant. Pour une réduction du couple de 40% avec les bulles déformables, la réduction de couple n'est plus que de 4% avec le surfactant

En régime pleinement turbulent, des études expérimentales récentes se sont intéressées à la réduction du couple en utilisant des surfaces particulières permettant d'autogénérer la **ventilation d'air.**

Verschoof et al., (2018) ont testé l'ajout de cavitateurs. Les cavitateurs sont des appendices transverses ajoutés sur la surface du cylindre intérieur, de hauteur égale à la hauteur du cylindre. Plusieurs arrangements de cavitateurs ont été testés en faisant varier leur nombre et la distance azimutale entre eux. Ils permettent de piéger l'air dans la zone de dépression en aval. Cette étude est la première étude qui montre la faisabilité de la génération de cavités d'air et leur maintien, en écoulement de Taylor Couette. La génération des cavités d'air ne nécessite pas de système d'injection, leur taille est contrôlée par la quantité d'air disponible au-dessus de la surface libre et le Reynolds. En présence de cavitateurs, le couple diminue avec le développement de la cavité d'air. Cependant, la présence des cavitateurs induit une augmentation du couple net.

Srinivasan et al., (2014) et Rosenberg et al., (2016) se sont intéressés à la texture du cylindre intérieur. En particulier, ils se sont intéressés à l'intérêt d'utiliser des surfaces hydrophobes pour réduire le frottement visqueux. Ces surfaces sont constituées de nano ou microstructures qui permettent de piéger de l'air.

Srinivasan et al., (2014) ont comparé des surfaces hydrophobes connectées et non connectées à un réservoir d'air. En régime pleinement turbulent, le couple visqueux est minimisé avec les surfaces hydrophobes connectées et l'augmentation du Reynolds entraîne une augmentation de la réduction de couple (de 6% à 22%). La réduction de couple est directement liée à la longueur effective de glissement qui évolue en racine carrée du Reynolds.

Plus récemment, Rosenberg et al., (2016), ont étudié la réduction de frottement à la paroi en comparant des surfaces super-hydrophobiques dont les cavités sont préalablement remplies d'air avec des surfaces dont les cavités sont préalablement remplies d'un liquide non miscible. Cette étude est menée, car sous conditions de fort gradient de pression et fortes fluctuations turbulentes, les cavités d'air des surfaces super-hydrophobes se vident progressivement ainsi perdent leurs avantages de réduction de frottement. Les cavités liquides de viscosité plus faible que le fluide de travail utilisé dans l'entrefer ont une meilleure résistance à ce phénomène. Ainsi, une réduction de couple plus grande est obtenue avec des cavités remplies d'une huile de rapport de viscosité de 1/3 que pour la surface super-hydrophobique.

II-3) Conclusion

Nous avons présenté un aperçu de l'état de l'art concernant les écoulements monophasiques et diphasiques à bulles de Taylor Couette. Nous avons en particulier discuté de l'influence des bulles sur les cellules de Taylor et sur le frottement de paroi dans la transition vers la turbulence, avec cylindre extérieur fixe. La présence des bulles modifie le couple exercé sur le cylindre intérieur. Pour les régimes de non capture des bulles, la déstructuration des cellules de Taylor engendre une réduction de couple. Pour les régimes de capture de bulles, on peut avoir réduction ou augmentation du couple, selon l'arrangement des bulles dans l'entrefer et la modification induite du couple dépend du motif diphasique (toroïdal ou spiral). Muraï et al., (2005) ont montré que c'est pour un régime de coexistence toroïdal et spiral que l'on obtient le gain de réduction de couple le plus important.

Dans ce travail, nous allons chercher à étudier les mécanismes d'interaction des bulles avec l'écoulement pour les régimes de transition vers la turbulence et en particulier pour le régime de coexistence toroïdal/ spiral. La géométrie d'entrefer est plus étroite que dans les travaux de Muraï.

Cette thèse fait suite à la thèse de Fokoua (2013). Fokoua analysé la non capture et la capture des bulles dans le cas du motif toroïdal. Le dispositif expérimental a donc été modifié de sorte à augmenter le flux d'injection de bulles afin d'obtenir d'autres motifs.

Dans le cadre de la thèse, nous étudierons de manière globale la structure de l'écoulement diphasique, par visualisations des bulles et procèderons à une analyse des défauts dans les motifs. Nous procèderons également à une analyse locale des interactions entre les bulles et la phase liquide. La phase gazeuse (sa cinématique et sa fraction volumique) sera caractérisée par tracking des bulles et analysée par types de bulles : bulles de proche paroi ou bulles capturées par les cellules. Egalement, pour la première fois dans les écoulements de Taylor Couette à bulles, nous implémenterons la méthode de mesures S-PIV (2D3C) afin d'obtenir les trois composantes de vitesse de la phase liquide.

Le chapitre suivant est dédié à la présentation du système Taylor Couette de l'institut de recherche de l'école navale (IRENav) sur lequel nous avons travaillé, à la description des diverses techniques de mesure utilisées et aux améliorations du système par rapport à la thèse de Fokoua (2013).

III. Dispositif expérimental de Taylor Couette ____ *36*

III-1) Introduction ____ **36**

III-2) Dispositif expérimental ____ **36**

2-1) Caractéristiques géométriques ____ 36

2-2) Système d'injection de bulles ____ 39

2-3) Fluide utilisé ____ 40

2-4) Paramètres de contrôle. Points de fonctionnement ____ 41

III-3) Instrumentation pour la mesure du couple visqueux ____ **44**

3-1) Description ____ 44

3-2) Validation de la mesure du couple visqueux en écoulement monophasique ____ 45

III-4) Instrumentation pour la visualisation haute fréquence de la phase dispersée ____ **47**

III-5) Stéréo-PIV (SPIV) ____ **48**

5-1) Description du banc optique ____ 49

5-2) Méthode de calibration ____ 52

5-3) Paramètres d'acquisition et de traitement PIV 2D2C ____ 55

5-4) Validation de la mesure stéréo-PIV en écoulement laminaire ____ 56

III-6) CONCLUSION ____ **58**

III. Dispositif expérimental de Taylor Couette

III-1) Introduction

Ce chapitre est dédié à la description du dispositif expérimental et des méthodes de mesure mises en œuvre. Dans un premier temps, nous présentons le dispositif de Taylor Couette (ses caractéristiques géométriques, le système d'injection de bulles, le fluide utilisé) et les points de fonctionnements choisis. Puis nous décrivons l'instrumentation pour la mesure du couple visqueux sur le cylindre intérieur. Nous présentons ensuite les deux techniques de visualisation que nous avons mises en place dans cette thèse : visualisation haute fréquence de la phase dispersée afin de caractériser la cinématique de la phase dispersée et son organisation dans l'entrefer, Stéréo-PIV afin de caractériser les 3 composantes du champ de vitesse du liquide. A notre connaissance, notons que c'est la première fois que la stéréo-PIV est mise en œuvre pour l'étude d'un écoulement de Taylor Couette en présence de bulles.

III-2) Dispositif expérimental

2-1) Caractéristiques géométriques

Nous décrirons dans ce paragraphe la géométrie du dispositif de Taylor Couette de l'IRENav utilisé dans le cadre de ce travail. La géométrie de l'entrefer reste la même que pour les deux précédentes études : Mehel (2006) et Fokoua (2013). Elle est identique également à celle de la thèse de Bouabdallah (1980). Entre la thèse de Mehel (2006) et la thèse de Fokoua (2013), le dispositif avait évolué avec la mise en place d'un système d'injection d'air (monopoint) en bas du dispositif et l'addition d'un couplemètre, permettant de caractériser le couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur. Depuis la thèse de Fokoua (2013), et dans le cadre de ce travail, le système d'injection d'air a été modifié de sorte à augmenter le débit d'air et rendre l'injection axisymétrique.

Le système comprend deux cylindres concentriques et une cuve de correction optique. Le cylindre intérieur est en rotation, le cylindre extérieur est fixe. Le cylindre intérieur est composé d'aluminium, il est recouvert d'une peinture noire afin de diminuer la réflexion lumineuse, son rayon extérieur est $R_i = 200\,mm$. Le cylindre extérieur fabriqué en PPMA d'épaisseur 20 mm et d'indice optique $n = 1{,}44$ a un rayon intérieur R_o=220 mm. Les deux cylindres sont intégrés dans une cuve rectangulaire en PMMA de 556 mm de côté et de 18 mm d'épaisseur. La Figure III-1 a-b) montre des vues en coupe verticale et horizontale du dispositif.

Les caractéristiques géométriques du dispositif, ainsi que les nombres adimensionnels associés sont regroupées dans le tableau suivant :

Rayon extérieur du cylindre intérieur :	$R_i = 200\,mm$
Rayon intérieur du cylindre extérieur :	$R_o = 220\,mm$
Largeur d'entrefer :	$d = R_i - R_o = 20mm$
Hauteur utile :	$L = 880\,mm$
Facteur de forme :	$\eta = \frac{R_i}{R_o} = 0{,}909$

Tableau III-1 : tableau récapitulatif des caractéristiques géométriques du dispositif de Taylor Couette

Pour des raisons de manutention et d'équilibrage, le cylindre intérieur a été réusiné à une hauteur légèrement inférieure à celle de Fokoua. Sa hauteur a été réduite de 0,1% (880 mm au lieu de 886 mm pour Fokoua). Le dispositif étant rempli au-dessus du cylindre intérieur, la hauteur utile est la hauteur

du cylindre intérieur. Cette légère modification de la géométrie par rapport à la thèse de Fokoua n'entraîne pas de modification notable des états d'écoulement pour les régimes étudiés (voir le chapitre IV sur la caractérisation de l'écoulement monophasique en stéréo-PIV et comparaison avec les mesures de Fokoua).

Nous reportons dans le tableau suivant, les valeurs seuils des nombres de Taylor et de Reynolds obtenus dans le cas des expériences de Bouabdallah et de Mehel (2006).

Transition	**Taylor critique / Reynolds critique**	**Mehel (2006)**	**Bouabdallah (1980)**
TVF	T_{ac1}/R_{ec1}	1874,89 / 136,9	1681 / 129,7
WVF	T_{ac2}/R_{ec2}	2460,16 / 156,8	2401 / 154,9
MWVF	T_{ac3}/R_{ec3}	70756 / 841,2	88804 / 942,4
TN	T_{ac4}/R_{ec4}	490000 / 2213,6	490000 / 2213,6
TTVF	T_{ac5}/R_{ec5}	722500 / 2687,9	705600 / 2656,3

Tableau III-2: Récapitulatif Taylor/Reynolds critique expérience de Mehel (2006) et Bouabdallah (1980)

Le système d'entraînement du cylindre intérieur comprend le variateur, le moteur et le couplemètre solidaire de l'arbre et situé au-dessus du dispositif. Ces éléments sont identiques à ceux utilisés et décrits dans la thèse de Fokoua. Le moteur **Brushless** de la société SEM est un moteur à aimant permanent. Il fonctionne en courant continu, pouvant atteindre une vitesse de 3000 tr/min. le moteur est connecté à un réducteur de rapport 10 permettant d'entraîner le cylindre intérieur à une vitesse maximale de 300 tr/min. Le moteur est asservi par un variateur de marque **ELMO**. Il est solidaire à un capteur tachymétrique intégré permettant une mesure de vitesse de précision ($\pm\, 0{,}005\, tr/s$). L'ensemble du système est commandé par un programme Labview. L'erreur relative sur le nombre de Reynolds est de $\pm$ 3%.

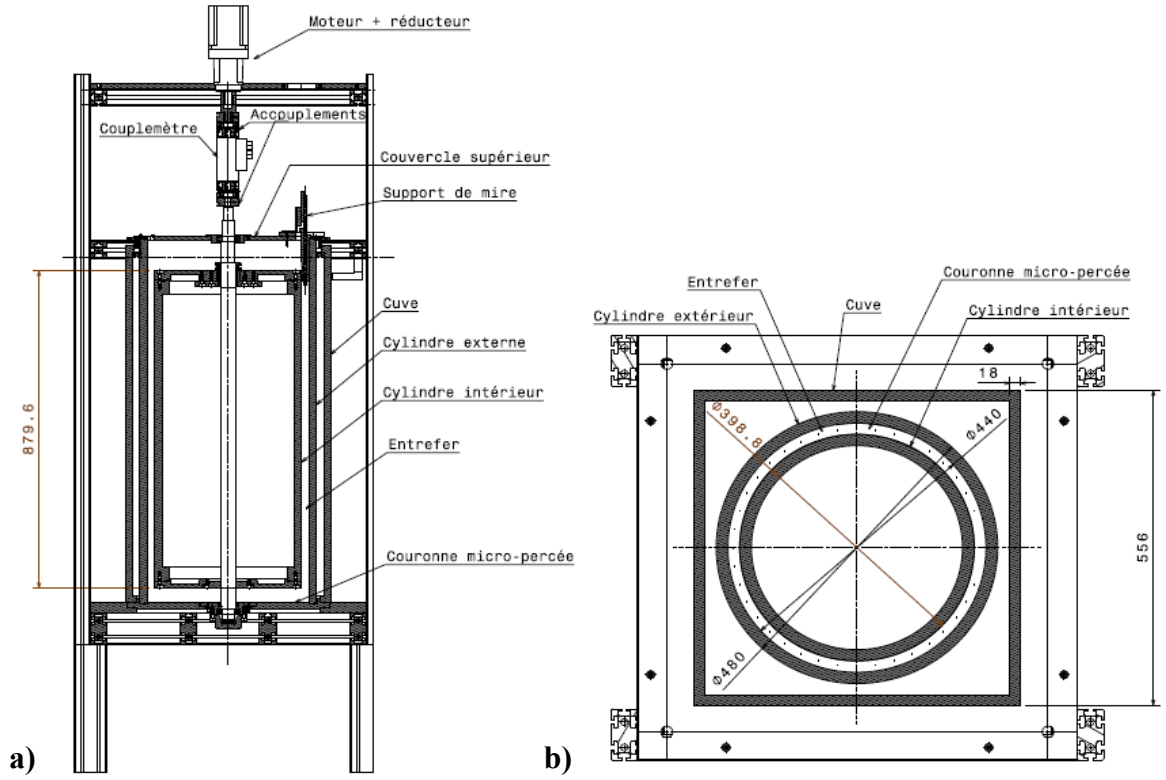


Figure III-1: a) Coupe verticale du système de Taylor Couette et b) Coupe horizontale du système de Taylor Couette

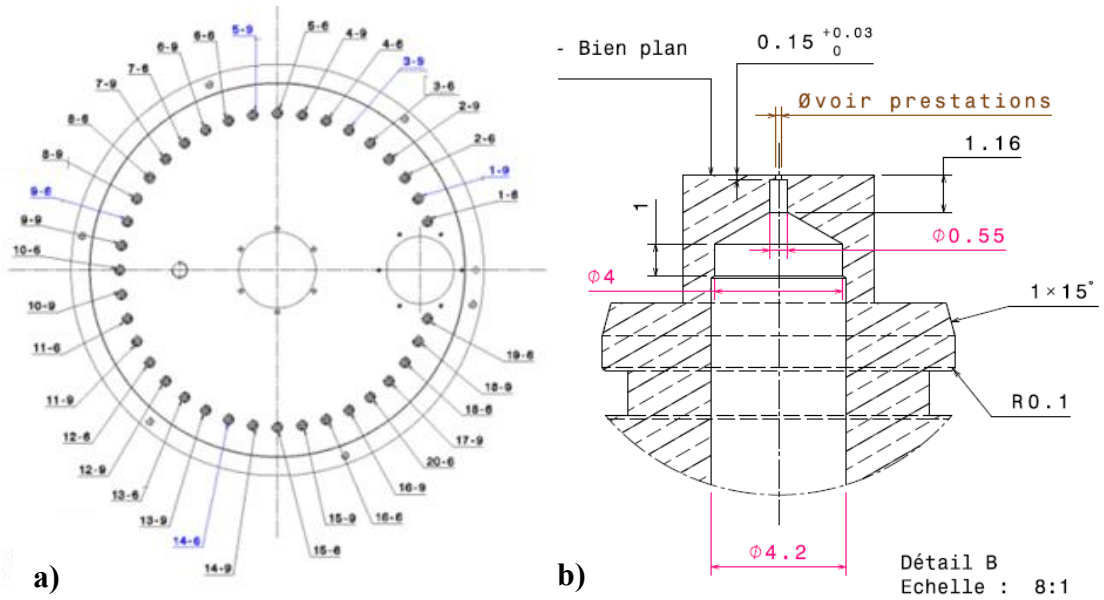


Figure III-2: a) Plan de la couronne micropercé et b) plan de coupe d'un injecteur

2-2) Système d'injection de bulles

La principale évolution du dispositif de Taylor Couette par rapport à Fokoua concerne le système d'injection de bulles. Une couronne micro-percée a été positionnée en bas du dispositif. Elle est constituée de 36 injecteurs équidistants, qui peuvent être activés indépendamment les uns des autres et qui sont placés au centre de l'espace annulaire. Chaque injecteur est une douille micropercée à Φ=65 µm ou Φ=95 µm, dont les caractéristiques techniques sont montrées dans la Figure III-2 b. Les injecteurs de différente taille sont montés en alternance sur la couronne (cf. Figure III-2 a). Pour l'étude, seuls les injecteurs de diamètre Φ=65µm sont utilisés, ils permettent d'obtenir une taille de bulle de l'ordre du millimètre. Les injecteurs non activés sont remplacés par des douilles pleines. On fait varier le nombre d'injecteurs activés de taille 65µm entre 0 et 19.

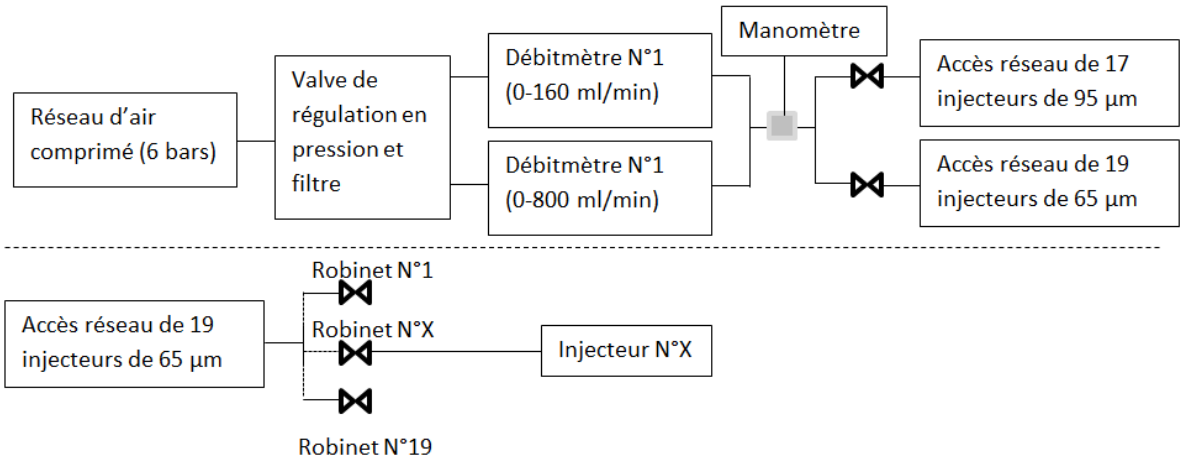


Figure III-3: Schéma de principe d'alimentation en air des injecteurs

La Figure III-3 est un schéma de principe du système d'injection. L'IRENav possède un réseau interne d'air comprimé d'une pression continue à 6 bars. Une première valve de régulation en pression avec filtre à particules est branchée en amont du circuit d'injection. Nous utilisons deux régulateurs de débit fournis par la société **BRONKHORST** (FG-201CV-RAD-33-V-DA-A1V opérationnel pour la gamme 3,2-160 ml/min et FG-201CV-RAD-22-V-DA-A1V opérationnel dans la gamme 16-800 ml/min). La précision sur le débit d'air obtenu avec ces deux régulateurs est présentée sur la Figure III-4. Le Tableau III-3 récapitule les plages de variation des débits d'air de l'étude et la précision des régulateurs utilisés sur ces plages. L'erreur globale sur le débit est inférieure à 1,2%.

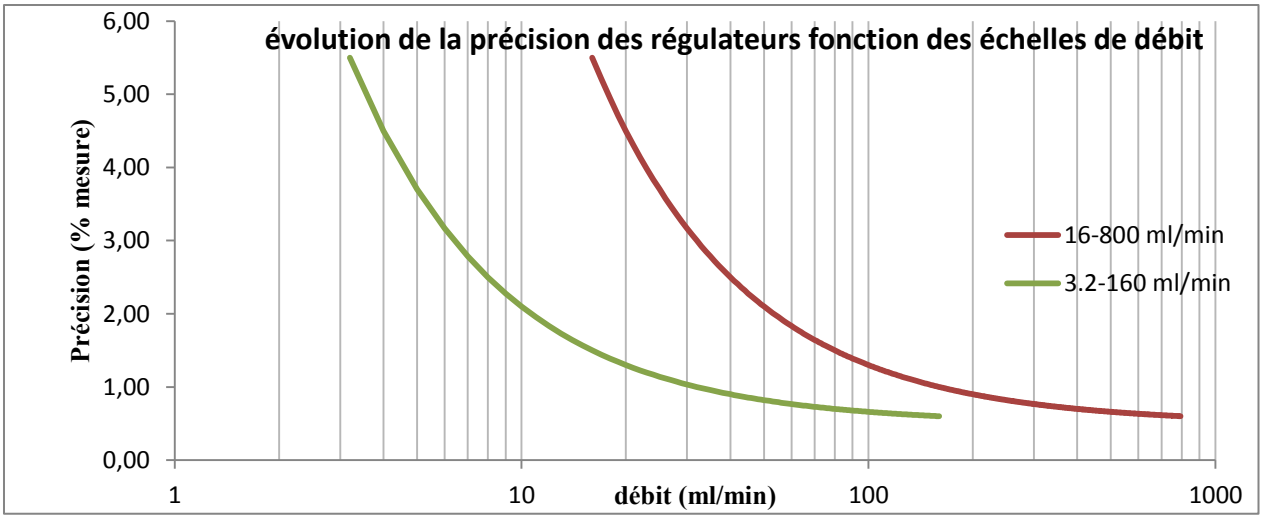


Figure III-4 : Evolution de la précision des régulateurs

Débitmètre	Gamme de débit d'air utilisée	Erreurs % de la régulation
FG-201CV-RAD-33-V-DA-A1V	$Q_g = 24 - 160\ ml/min$	1,2% -- 0,6%
FG-201CV-RAD-22-V-DA-A1V	$Q_g = 200 - 800\ ml/min$	0,9% – 0,6%

Tableau III-3 : Résumé des gammes utilisées en fonction des régulateurs de débit

Sur le circuit d'air en aval du débitmètre régulateur, un manomètre différentiel permet de mesurer la pression à $\pm\ 0{,}01b$ par rapport à la pression atmosphérique. Pour permettre le bullage, la pression d'injection doit être supérieure à 1,16 bar. A la suite du manomètre se trouve le réseau d'air permettant d'alimenter chacun des injecteurs. De sorte à équilibrer la pression d'injection en sortie des injecteurs activés, la longueur des tuyaux pour alimenter en air chaque injecteur est la même. Le débit volumique évacué par chaque injecteur est constant grâce aux régulateurs de débit en amont du circuit, nous respectons un temps d'attente à chaque changement de débit de 10 minutes afin d'assurer la stabilisation de l'écoulement et de l'éjection de bulles.

2-3) Fluide utilisé

Afin d'étudier l'interaction des bulles d'air avec les cellules de Taylor, il est nécessaire d'utiliser un mélange eau/glycérine permettant de retarder l'apparition des transitions. Dans la présente étude, nous utiliserons deux mélanges à 40% et 65 % en masse de glycérine (mélanges similaires utilisés par Fokoua (2013)). La viscosité du mélange est sensible à la variation de température, la loi de Walter eq.(III-1) permet de définir la viscosité dynamique du fluide une fois la température connue. Afin d'obtenir la température, un thermocouple est immergé au-dessous de la surface libre, sa précision est de $\pm 0{,}1°C$.

$$\mu_l = exp[a(T_o/T)^m] \qquad \text{(III-1)}$$

μ_l est la viscosité dynamique du mélange, $a = \ln(\mu_o)$ où $\mu_o$est la viscosité du mélange à $T_o = 273{,}15\ K$. Les valeurs de a et m sont données dans le tableau suivant et obtenues par Favé (1999) pour les deux mélanges étudiés.

Mélange en masse de glycérine	m	A
65%	-5,06	-2,6948
40%	-8,4031	-2,859

Tableau III-4 : Paramètres m et a de la loi de Walter pour les différents mélanges

La masse volumique ρ_l du mélange eau/glycérine n'est pas sensible à la variation de température contrairement à sa viscosité. Les valeurs de températures peuvent varier entre 15°C et 30°C en fonction de la saison (été et hiver). Le tableau suivant récapitule les variations des caractéristiques physiques des mélanges (masse volumique ρ_l, viscosité dynamique $\mu_l$et viscosité cinématique υ_l) en fonction des températures. Pendant la durée d'un essai, la température du fluide augmente d'un maximum de 0,1°C, le nombre de Reynolds peut dériver de 0,75% pour le mélange à 65% en masse de Glycérine et 2% pour le mélange à 40%.

Mélange	$\rho(Kgm^{-3})$	$T\ (°C)$	$\mu_l(Kgm^{-1}s^{-1}).10^{-3}$	$\nu(m^2s^{-1}).10^{-6}$	η (indice optique)
40% 15 °C	1089	15	11,3	10,4	1,38
40% 30 °C	1089	30	1,0	1,0	1,38
65% 15 °C	1154,9	15	29,2	25,3	1,41
65% 30 °C	1154,9	30	10,4	9,0	1,41

Tableau III-5 : Propriétés physiques des mélanges à 15°C et 30°C

Entre la cuve de correction optique et le cylindre extérieur, l'espace est rempli d'eau plutôt que de mélange eau-glycérine, afin de ne pas être confronté à un problème de stratification de mélange ou d'un développement bactérien lié à la présence de glycérine.

2-4) Paramètres de contrôle. Points de fonctionnement

Nous pouvons faire varier la vitesse du cylindre intérieur Ω_i, le débit global d'air injecté Q_g et le nombre d'injecteurs activés pour faire passer ce débit d'air global. La variation du nombre d'injecteurs activés permet de faire varier le débit d'air local en sortie des injecteurs et d'influencer la taille des bulles d_b.

Les paramètres adimensionnels de contrôle sont :

-le nombre de Reynolds : $Re = \frac{2\pi R_i \Omega_i d}{\upsilon}$, avec R_i le rayon du cylindre intérieur, Ω_i la vitesse de rotation du cylindre intérieur en rad/s, d la taille de l'entrefer et υ la viscosité cinématique du mélange.

-le taux de vide global Alpha : $Alpha(\%) = \frac{Q_g}{2\pi R_i dL\Omega_i}100$, ou fraction volumétrique, qui permet de quantifier le rapport entre le volume global de gaz injecté et le volume du liquide pour un tour du cylindre intérieur. Avec L la hauteur utile du cylindre intérieur et Q_g le débit imposé.

-le rapport entre la taille des bulles et la largeur d'entrefer : d_b/d

Afin d'obtenir des résultats similaires pour les transitions à Mehel (2006) et Fokoua (2013), il faut respecter un certain protocole de mise en rotation du système sans injection de bulles d'air. Fokoua (2013) décrivait un protocole de mise en rotation qui comprenait 3 paliers à des accélérations différentes et des temps de pause de plusieurs minutes entre ces paliers. Cependant, contrairement à Fokoua (2013), l'injection d'air doit se faire en continu et ce dès le début du remplissage du système. Nous avons imposé un seul palier (correspondant à l'accélération la plus faible : $dR_e/dt = 2{,}5\ s^{-1}$ des protocoles de Mehel (2006) et Fokoua (2013)) pour tous les cas étudiés (monophasique et diphasique). Le protocole utilisé est le suivant :

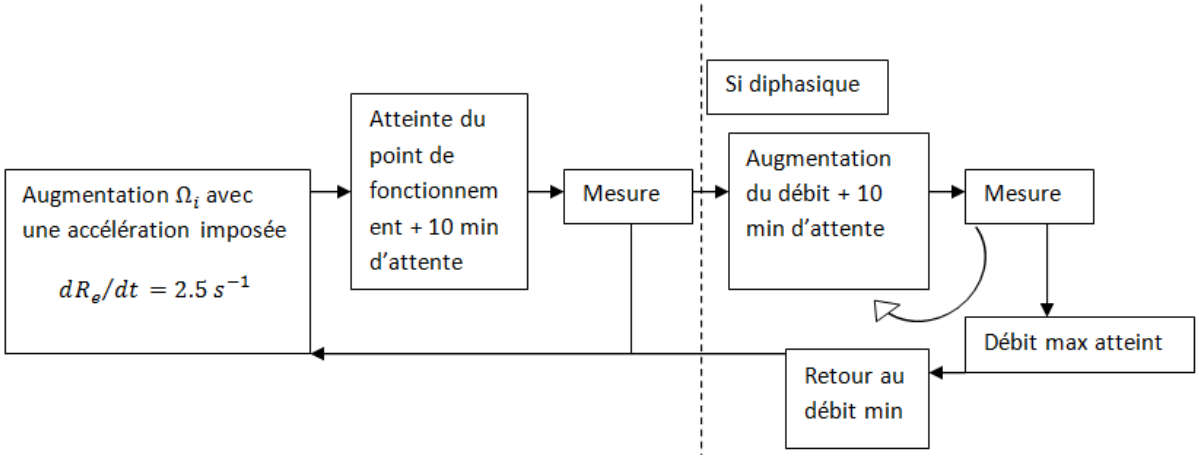


Figure III-5 : Schéma de mise en fonctionnement et mesures

En diphasique, une fois la vitesse de rotation du cylindre intérieur atteinte pour le débit d'air le plus faible, on balaie les différents points de fonctionnement à Reynolds constant, en faisant varier le débit d'air, en respectant 10 minutes de pause entre les points de fonctionnement (pour l'établissement du régime diphasique).

La distribution des diamètres de bulles pour chaque point de fonctionnement a été obtenue à l'aide du logiciel **Davis** de **Lavision**, en utilisant une procédure de shadowgraphie, pour la détection et la caractérisation des bulles isolées. Les mesures permettant l'analyse de taille de bulles sont effectuées lors de l'expérience de caractérisation de la phase gazeuse présentée dans la section (III-4). La procédure de shadowgraphie comprend une suppression de l'image moyenne, une dilatation de l'image, et une binarisation. Au cours de cette procédure, on estime l'erreur sur la détermination en pixel du diamètre de 0,5 pixel. L'erreur total sur la détermination du diamètre liée à la procédure et de l'erreur sur l'échelle de mesure est de 9% pour le mélange à 65% et 9,6% pour le mélange à 40%. La Figure III-6 montre l'évolution du diamètre moyen des bulles avec alpha. Lorsque le nombre d'injecteurs augmente, le débit par injecteur (débit local) diminue. Pour le mélange à 65%, la taille peut varier de 14% avec la variation du débit local pour des conditions d'injection globales identiques (même alpha) cela est due à une irrégularité d'injection lié aux douilles micropèrcées. Pour les différents points de fonctionnement, la sensibilité à alpha est de 25% pour le mélange à 65% et 15% pour le mélange à 40%. Les injecteurs étant placés au fond de la cuve, le diamètre des bulles évolue peu avec la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

Sur la Figure III-7 sont représentés des exemples de densité de probabilité des diamètres de bulles dites isolées.

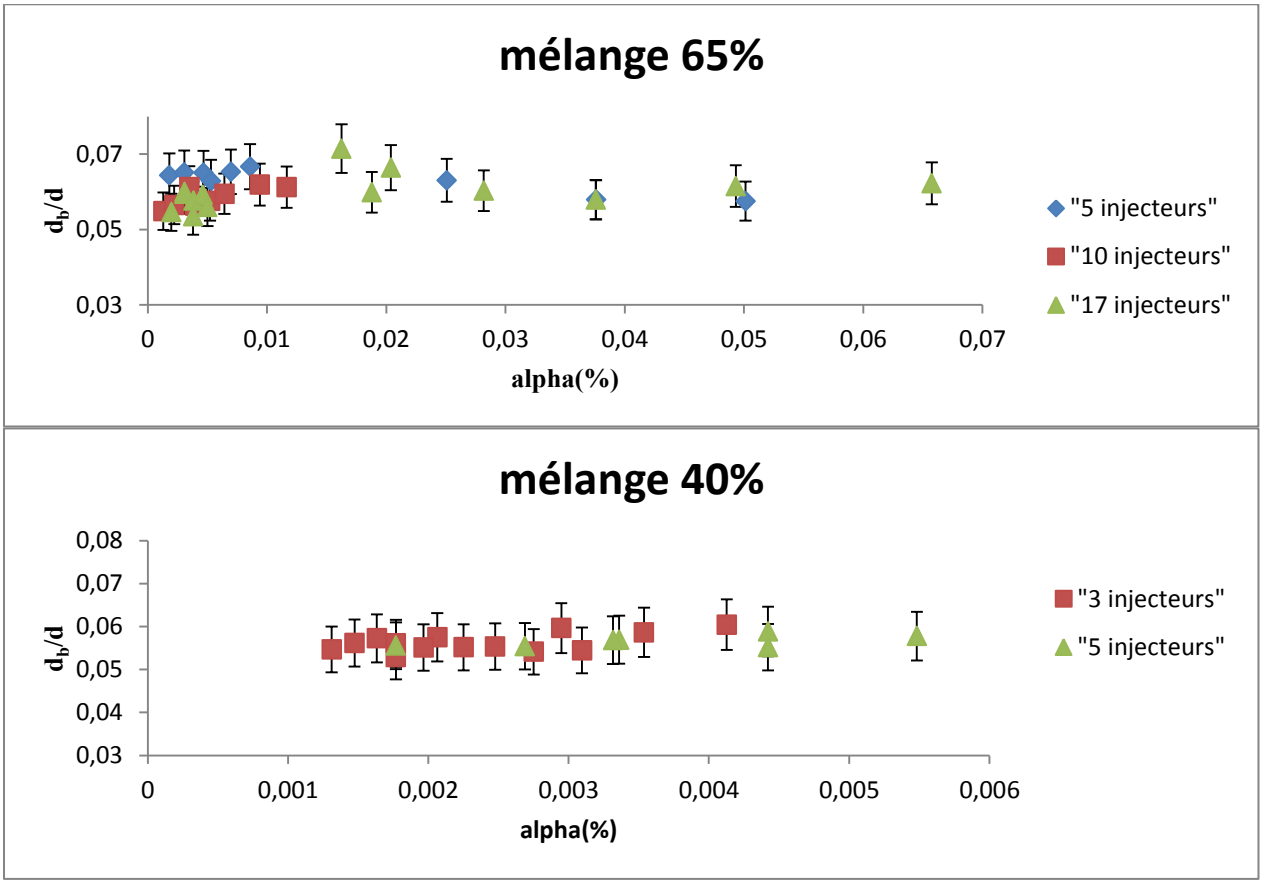


Figure III-6 : Diamètre de bulles moyen des points de fonctionnement pour les mélanges à 40% et 65% de glycérine

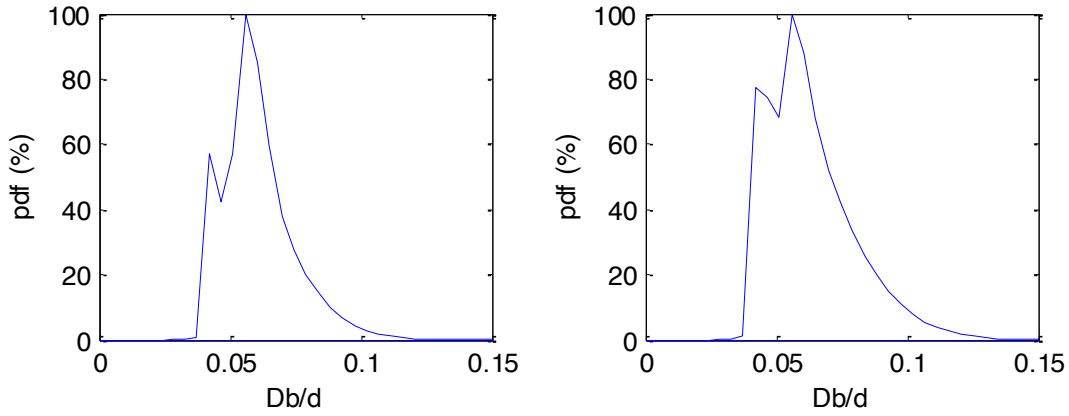


Figure III-7 : PDF des tailles de bulles issues du programme Davis8 par méthode de shadowgraphie pour le mélange à 65% pour des débits de $Q_g = 51\,ml/\min, Re = 4292, \Omega_i = 101{,}9 tr/min, alpha(\%) = 0{,}003$ avec 5 injecteurs activés et$Q_g = 800\,ml/min\,, R_e = 4983, \Omega_i = 94{,}17\,tr/min, alpha(\%) = 0{,}037$ avec 17 injecteurs d'activés.

La gamme de variation en Re, alpha des points de fonctionnement, ainsi que la gamme de variation des diamètres moyens de bulles, vitesses moyennes ascensionnelles de bulles obtenus, est résumée dans le tableau suivant. On a également reporté dans ce tableau la vitesse ascensionnelle des bulles

(V_b) attendues en fluide immobile (elle est obtenue par la corrélation de Maxworthy et al., 1996). Les points de fonctionnement en (alpha, Re) de l'ensemble des expériences effectuées sont regroupés dans le graphe suivant (Figure III-8).

	Mélange à 65%			Mélange à 40%	
alpha(%)	0,0011-0,0085	0,0032-0,016	0,0061-0,081	0,0011-0,0036	0,0018-0,0056
Re	1566-5587	1451-5687	1548-6510	8483-43371	9205-19727
d_b/d	0,054-0,065	0,053-0,066	0,057-0,065	0,053-0,060	0,055-0,058
Ω_i (tr/min)	41,25-127,92	44,2-115,14	38,81-94,17	60-130	60-100
Q_g (ml/min)	30,4-120	99,2-160	200-800	32,6-56	60-99,2
V_b (Maxworthy) (m/s)	0,038-0,05	0,035-0,05	0,047-0,061	0,106-0,195	0,108-0,121
Nombre d'injecteurs	5	10	17	3	5

Tableau III-6 : Récapitulatif des essais pour le mélange à 65% et à 40%

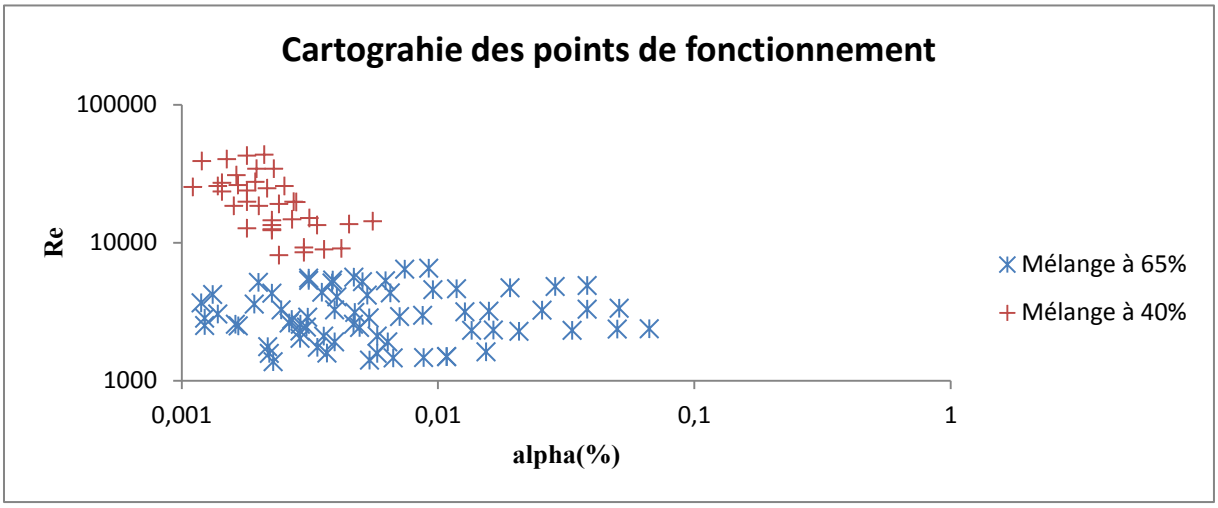


Figure III-8: Cartographie des points de fonctionnements pour les deux mélanges

III-3) Instrumentation pour la mesure du couple visqueux

3-1) Description

Le couple-mètre utilisé est identique à la thèse de Fokoua (2013). Il est situé en sortie du réducteur. C'est un capteur de couple linéaire à jauges de contrainte fourni par la société **KISTLER**. Les gammes de mesures possibles sont de 0-4 Nm et 0-20 Nm, pour une sortie analogique de 0-10V. L'erreur de précision globale chiffrée par Fokoua (2013) est de 0,035 Nm pour la gamme de mesure la plus large et 0,007 Nm pour la gamme la plus faible. Le couple mesuré comprend deux contributions : le couple visqueux T_{visq} global intégré sur toute la hauteur du cylindre auquel s'ajoute le couple mécanique T_{meca}.

Le couple visqueux T_{visq} s'obtient donc :

$$T_{visq} = T_{tot} - T_{meca} \qquad \text{(III-2)}$$

Le couple mécanique T_{meca} est mesuré en air et tracé en fonction de Ω_i sur la Figure III-9. T_{meca} est interpolé par une loi polynomiale d'ordre deux, il évolue peu ($0{,}03Nm < T_{meca} < 0{,}04Nm$) avec

l'augmentation de la vitesse du cylindre intérieur. Il représente 6% du couple total pour les points de fonctionnement de l'étude.

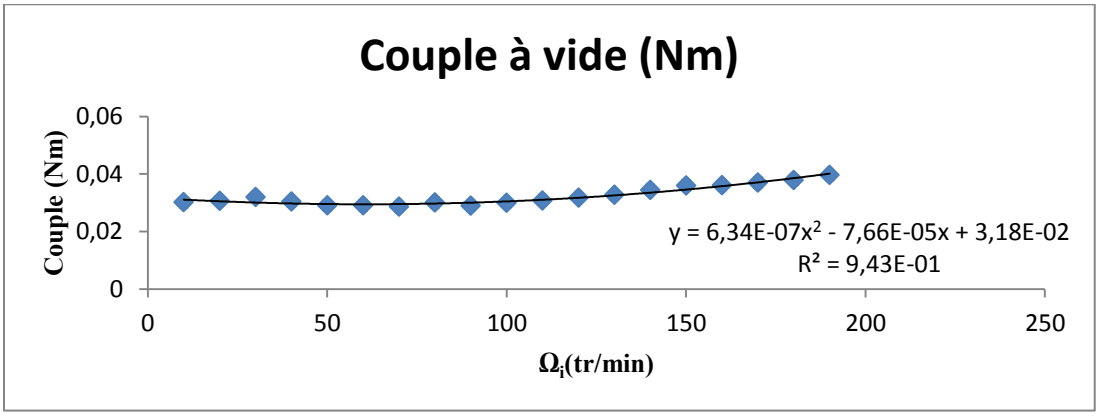


Figure III-9 : Couple mesuré en air

Par comparaison à la thèse de Fokoua (2013), le système de roulement étanche en bas du dispositif a été remplacé par un système de roulement inox sans joint d'étanchéité. Cela a permis de réduire les variations de couple mécanique exercé sur l'arbre avec la dilatation et l'échauffement du joint, ce qui a permis d'améliorer la reproductibilité de la mesure du couple par rapport à la thèse de Fokoua (2013), nous avons réduit d'un facteur 10 la valeur du couple mécanique à vide par rapport à la thèse de Fokoua (2013).

3-2) Validation de la mesure du couple visqueux en écoulement monophasique

Le couple visqueux normalisé est défini comme :

$$G = \frac{T}{\rho v^2 L} \tag{III-3}$$

A partir du couple visqueux nous pouvons obtenir le nombre de Nusselt qui est le couple visqueux normalisé divisé par le couple visqueux normalisé théorique en laminaire (G_{lam}).

$$N_u = \frac{G}{G_{lam}} \tag{III-4}$$

Avec :

$$G_{lam} = \frac{8\,\pi^2 R_i^2 \Omega_i}{v(1-\eta^2)} \tag{III-5}$$

Wendt (1993) a établi une corrélation qui donne l'évolution du couple visqueux normalisé en fonction du Reynolds et du rapport des rayons **:**

$$G = 1{,}45 \frac{\eta^{\frac{3}{2}}}{(1-\eta)^{\frac{7}{4}}} {R_e}^{1,5} \; pour \; 4 * 10^2 \leq R_e \leq 10^4 \tag{III-6}$$

$$G = 0{,}23 \frac{\eta^{\frac{3}{2}}}{(1-\eta)^{\frac{7}{4}}} {R_e}^{1,7} \; pour \; 10^4 \leq R_e \leq 10^5 \tag{III-7}$$

Le nombre de Nusselt mesuré en écoulement monophasique est tracé en fonction du nombre de Reynolds sur les Figure III-10 et Figure III-11. Il est comparé aux mesures de Fokoua (2013) dans les

mêmes conditions et à la corrélation de Wendt pour la même géométrie. Nous obtenons deux lois différentes selon les mélanges et de fait selon le nombre de Reynolds. Pour les Reynolds inférieurs à $R_e \leq 4 * 10^3$, nous obtenons une loi de puissance $Nu = 0{,}0169R_e^{0,49}$. Elle est proche de celle obtenue par Fokoua (2013) $N_u = 0{,}078R_e^{0,53}$ pour les Reynolds inférieurs à $Re \leq 1 \times 10^3$, de plus elle est très proche de la loi de Wendt où le facteur puissance attendu pour Nu est de 0,5. Pour les nombres de Reynolds les plus élevés ($R_e > 4 \times 10^3$), nous obtenons une loi en puissance $N_u \sim Re^{0,71}$. Cela ne correspond pas aux résultats numériques obtenus par Chouippe (2012) pour une géométrie similaire et cela ne correspond pas non plus aux résultats expérimentaux obtenus par Fokoua (2013) ($N_u \sim R_e^{0,62}$). Par contre, on se rapproche de la loi obtenue pour les grands nombres de Reynolds par van Gils et al., (2011) ($N_u \sim Re^{0,78}$) pour une géométrie η=0,716 et le facteur puissance obtenu est en accord avec la loi de Wendt ($N_u \sim Re^{0,7}$).

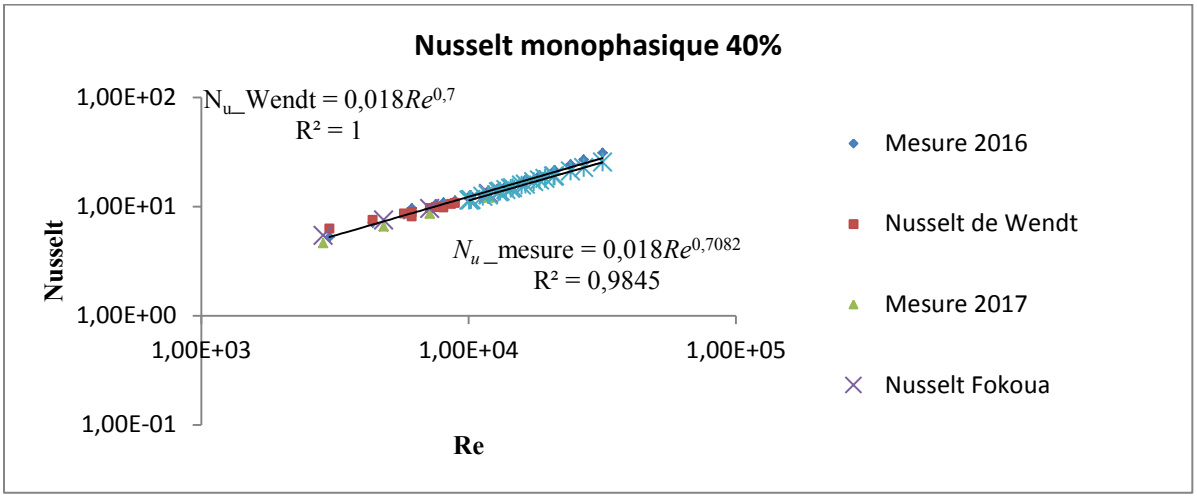


Figure III-10 : Nusselt en fonction du Reynolds, pour le mélange à 40% en monophasique

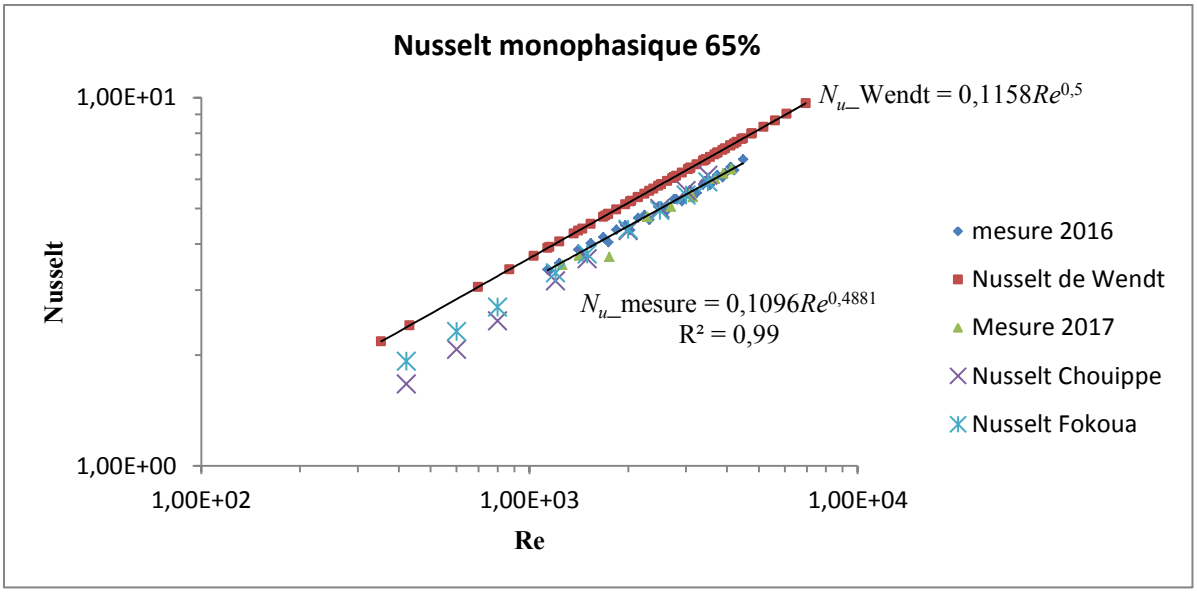


Figure III-11 : Nusselt en fonction du Reynolds, pour le mélange à 65% en monophasique.

Afin de tester la reproductibilité du Nusselt pour des Reynolds identiques et des conditions de température différentes, nous avons réalisé deux séries de mesure en monophasique (2016 et 2017).

On observe une bonne reproductibilité du Nusselt mesuré à 5% pour le mélange à 65% et 12% pour le mélange à 40%

III-4) Instrumentation pour la visualisation haute fréquence de la phase dispersée

Nous souhaitons caractériser en 2D dans le plan (θ,z) avec une bonne résolution temporelle :

- d'une part, l'organisation spatiale de la phase dispersée dans l'écoulement (mise en évidence de patterns) et procéder à une analyse des transitions (par analyse des défauts).

- d'autre part, la fraction volumique de la phase dispersée intégrée sur la largeur d'entrefer et sa cinématique dans ce plan.

Pour cela nous utilisons deux caméras rapides **synchronisées** en vue de face avec une résolution spatiale différente (Figure III-12). Les axes des caméras sont alignés sur la radiale, en opposition à 180°. Pour obtenir un contraste d'image suffisamment important et homogène, nous utilisons deux spots lumineux de la marque (COOLH dedoccol Tungsten Light Head).

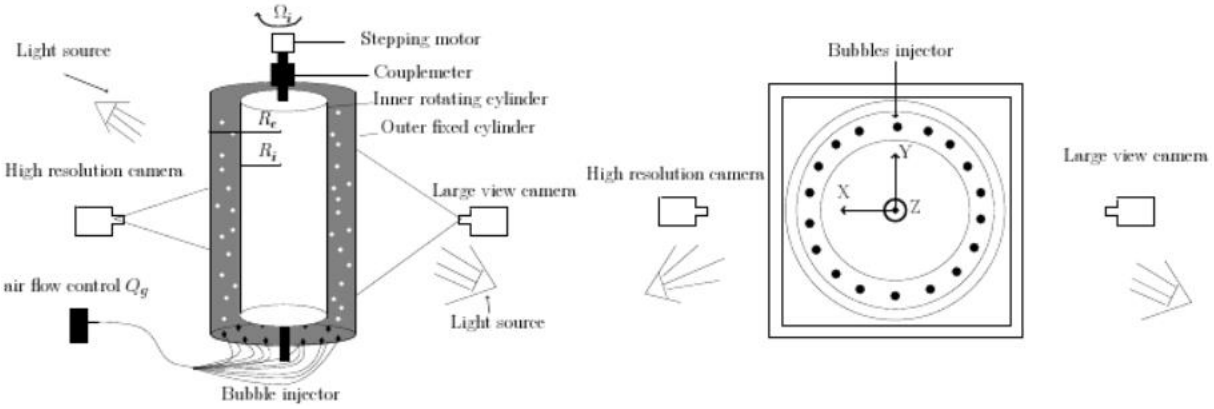


Figure III-12 : Schéma du montage pour la visualisation haute fréquencede la phase dispersée

Pour étudier l'évolution temporelle de l'organisation de la phase dispersée (évolution sur une hauteur de plusieurs longueurs d'onde axiale Cf. chapitre V), nous utilisons une caméra Photron Fascam Sa_3 120K d'une résolution de 1024X1024 pixels^2, associée à un objectif ZEISS de focale 50mm (large view caméra sur la figure NUM). Les procédures de traitement d'image associées basées sur l'analyse des diagrammes spatio-temporels sont décrites dans le chapitre V avec les résultats.

Pour étudier la cinématique de la phase dispersée (Cf. chapitre VII) et sa fraction volumique, nous utilisons une caméra **Phantom V611** d'une résolution de 1280*800 pixels^2, associée à un objectif ZEISS de focale 50mm (high resolution camera sur la Figure III-12). Ce sont les images obtenues par cette caméra qui ont été traitées avec Davis 8 pour obtenir la taille des bulles isolées. Les procédures de traitement d'image spécifiques développées dans le cadre de la thèse sont décrites dans le chapitre VII avec les résultats associés.

Les caractéristiques des visualisations par les deux caméras sont résumées dans le Tableau III-7. Un trigger a permis de synchroniser le déclenchement de l'acquisition des mesures de couple visqueux avec le déclenchement des visualisations haute fréquence. Le temps d'acquisition varie entre 36,73 et 88,74 fois la période de rotation du cylindre intérieur. Les erreurs liées à la convergence statistique sur la détermination du taux de vide, des vitesses azimutales et axiales de bulles seront présentées dans le

chapitre VII, dédié à l'analyse des résultats sur la cinématique de la phase dispersée. La mire de calibration utilisée est un double décimètre placé en milieu d'entrefer permettant d'obtenir l'échelle de conversion des pixels de caméra en µm.

	Caméra plan large (large view)		Caméra plan réduit (high resolution)	
Utilisée pour caractériser dans le plan (θ,z)	l'organisation de la phase dispersée et les transitions		la cinématique de la phase dispersée, sa fraction volumique, ainsi que la taille des bulles	
Nom de la caméra	Photron Fascam Sa_3 120K		Phantom V611	
Taille du pixel	17 µm		20 µm	
Objectif	50 mm		50 mm	
Ouverture diaphragme	8		8	
Fenêtre de visualisation (x,z)	256X1024 $pixel^2$		256X800 $pixel^2$	
Mélange	65%	40%	65%	40%
Fenêtre de visualisation (x,z)	164*656,4mm^2 8,2d*32,8 d	162*648mm^2 8,1d*32,4 d	48,8*152.4 mm^2 2.4d*7,61 d	48,7*152mm^2 2,4d*7,6 d
Fréquence d'acquisition	500Hz	500 Hz	500 Hz	500 Hz
Echelle (µm/pixel)	641 (µm/pixel)	633 (µm/pixel)	190,5 (µm/pixel)	190,1 (µm/pixel)
Incertitude en % sur l'échelle *(due à la résolution de la mire)*	2,6%	2,6%	1,4%	1,4%
Incertitude en % sur l'échelle *(due à l'intégration sur la largeur d'entrefer)*	0,37%	0,38%	1,35%	1,38%
Incertitude en % sur l'échelle en x *(due à la courbure des interfaces)*			0,53%	0,53%
Incertitude en % sur la vitesse azimutale (erreur de projection due à la courbure des interfaces)			0,87%	0,87%

Tableau III-7: Tableau récapitulatif des paramètres de visualisation haute fréquence pour les 2 caméras (l'erreur due à la courbure des interfaces n'est pas chiffrée pour la caméra en plan large, car pour cette caméra, seule la ligne verticale de pixels sur la radiale sera exploitée ultérieurement)

III-5) Stéréo-PIV (SPIV)

Nous souhaitons caractériser les trois composantes de la vitesse de la phase liquide dans le plan méridien (r,z) : vitesse radiale : u_r, vitesse axiale : u_z et vitesse azimutale : v_θ. Pour cela, nous utilisons la stéréo PIV ou PIV (2D, 3C). Le banc optique a été spécialement conçu et optimisé pour le dispositif. Afin de reconstruire le champ 3D à partir des champs 2D de vitesse de chacune des caméras, il est obligatoire de calibrer les caméras. Pour cela, nous avons également construit une mire spécifique. Nous décrivons tout d'abord le banc optique, puis la procédure de calibration. Nous discutons ensuite des critères de calcul des champs de PIV 2D 2C qui ont été appliqués aux 2 caméras.

Pour finir, nous comparons les profils radiaux des trois composantes de vitesse obtenus en stéréo-PIV pour l'écoulement laminaire aux profils attendus.

5-1) Description du banc optique

Il est nécessaire d'utiliser deux caméras ayant deux angles d'observation différents pour un même plan laser Figure III-14. Comme les mesures PIV 2D2C, pour chaque caméra, nous mesurons sur une fenêtre d'interrogation, un déplacement de particule le plus probable entre deux images successives. Dans la présente étude, nous utilisons le matériel et le software d'analyse fourni par Dynamics Studio. Le logiciel permet à la fois de synchroniser les 2 caméras avec le laser pulsé, de calculer le champ PIV en 2D pour chaque caméra puis de reconstruire le champ 3D grâce à une calibration multiple (mire placées à différentes positions). La Figure III-13 montre les éléments principaux dont est composé le banc d'essais.

Afin d'observer simultanément aux mesures SPIV et pour la même position axiale, l'évolution de l'organisation de la phase dispersée, nous avons positionné à 180° la caméra rapide **Photron Fascam Sa$_3$ 120K**, associée à un objectif ZEISS de focale 50mm. La caméra est utilisée en 256X1024 pixels², la hauteur de fenêtre de visualisation est de 14,67d et la fréquence d'acquisition est de 125 Hz. L'acquisition avec la caméra rapide est déclenchée avec un trigger, synchronisé avec le début des acquisitions SPIV. On déclenche en simultané l'acquisition des mesures de couple visqueux.

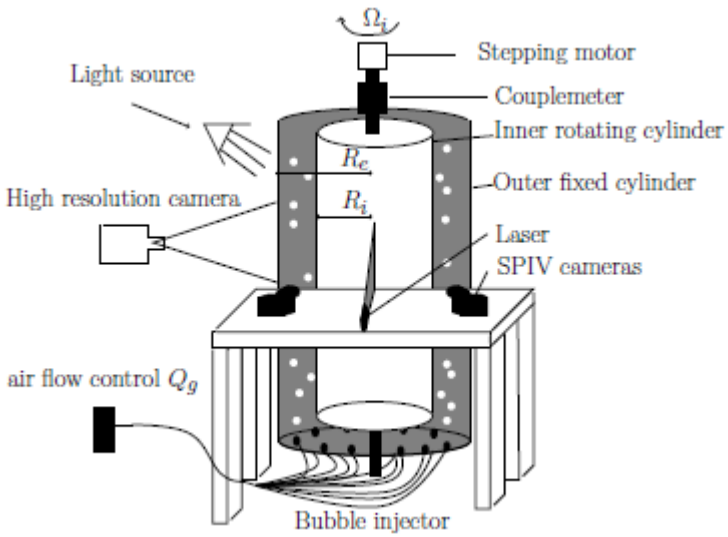


Figure III-13: Montage du banc d'essai SPIV

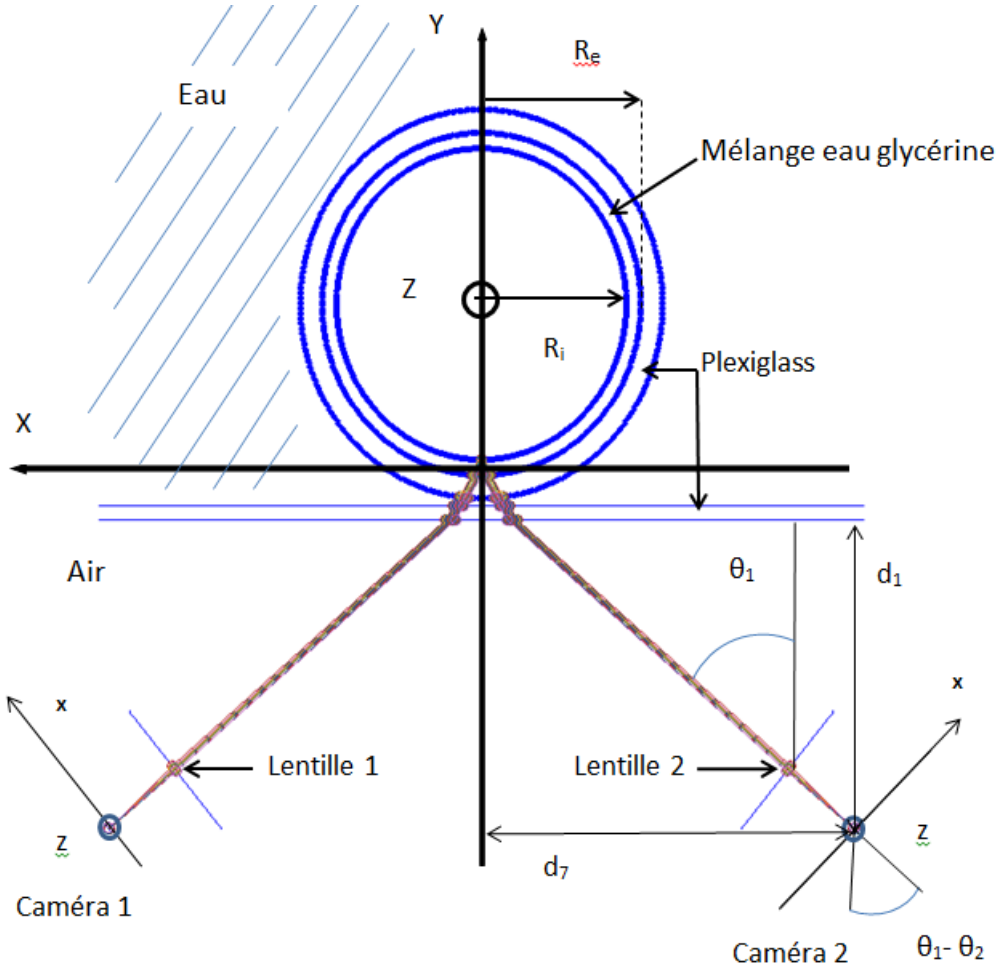


Figure III-14 : Tracé des chemins optiques pour les 2 caméras SPIV

Le laser utilisé est un laser Nd :YAG pulsé et bi-cavité DualPower 65-15 de 68mj. La fréquence maximum est de 15Hz et sa longueur d'onde d'émission est $\lambda_L = 532\ nm$. En présence de bulles, il est nécessaire d'ensemencer l'écoulement avec des particules fluorescentes, qui une fois excitées dans le vert à 532 nm, émettent dans le orange (avec une longueur d'onde préférentielle $\lambda_f = 584\ nm$). Les particules utilisées sont des particules de rhodamine (MF-Rhodamin-β-Partikel) de diamètre compris entre 1 à 20 µm.

Nous utilisons deux caméras (EO4M) d'une résolution de 2048X2048. Les caméras sont montées sur un marbre de 200 kg afin de stabiliser le banc d'essai. L'horizontalité du marbre et l'horizontalité des caméras ont été ajustées à l'aide d'un niveau de précision ($\pm$ 0,01). Les objectifs utilisés sont des objectifs Zeiss de focale de 100 mm (f 6,8), munis d'un filtre passe haut orange (de longueur d'onde de coupure à 570 nm).

Nous avons tracé sur la Figure III-14, un schéma en vue de dessus qui montre le positionnement des différents éléments (différents dioptres du dispositif Taylor Couette, lentille de l'objectif, capteur de la caméra) et les chemins optiques. (Y,Z) est le plan physique de visualisation, aligné avec le laser. Y représente ici la direction radiale, Z la direction verticale. X est ici la direction azimutale. (x, z) est le plan de la mesure, aligné sur le capteur.

Le montage permet de régler :

- la distance d_1 entre les caméras et le dioptre (face avant de la cuve de correction optique). Pour cela les 2 caméras sont montées sur un rail. Le parallélisme entre le rail, support des caméras,

et le dioptre ainsi que le réglage de d_1 sont assurés à l'aide d'un mesureur de distance laser d'une précision de 10 µm.
- la distance séparant les caméras d_7 et le plan laser, précise à ±0,1 mm.

- l'angle entre l'axe optique de la lentille et le plan laser (θ_1) à l'aide d'un goniomètre, de résolution ±0,5°.
- l'angle entre la lentille de l'objectif et le capteur de la caméra (θ_2) à l'aide d'un système Scheimpflug muni d'un mesureur d'angle avec une résolution de ±0,5°, fourni par Dantec.
- La distance d_i (distance entre la lentille et le capteur) de sorte à obtenir le facteur de grossissement désiré.

En principe, l'angle du Scheimflug permet de compenser la différence de chemin optique entre les différents points observés dans le plan physique, de sorte à avoir une image focalisée sur l'ensemble de la zone d'observation, c'est la condition de Scheimflug.

Ici, nous souhaitons visualiser une hauteur d'entrefer au moins égale à la longueur d'onde axiale (3,1d en monophasique sur la gamme de Reynolds de la mesure). L'utilisation de la SPIV dans le système de Taylor couette est donc un compromis pour maximiser à la fois la hauteur de la fenêtre de visualisation (direction Z) et la résolution spatiale dans l'espace annuaire (nombre de pixels dans la direction Y).

Un programme a été développé par nos soins sous Matlab afin d'optimiser le positionnement des caméras (paramètres θ_1, θ_2, d_i, d_1 et d_7). Ce programme permet le calcul des chemins optiques pour les différents points (Y,Z) localisés dans l'entrefer, à différentes positions X. Les réglages finaux des caméras sont résumés dans Tableau III-8. Pour ces réglages, le facteur de grossissement dans la direction Y varie peu avec la position Z

Distance capteur camera face avant plexiglas d_1	$d_1 = 39{,}6\ mm$
Distance capteur camera nappe laser d_7	$d_7 = 51{,}6\ mm$
Angle camera/ normale au dioptre θ1	$\theta_1 = 50{,}5°$
Angle caméra/objectif θ2	$\theta_2 = -1^{\circ}$
Épaisseur nappe laser	$\sim 1mm$
Distance capteur lentilles di attendu par le programme	11,84 mm
Hauteur de la fenêtre de visualisation attendue par le programme	3,53d
Nombre de pixels sur la largeur d'entrefer attendue par le programme	251
Hauteur de la fenêtre de visualisation effective	3,49d
Nombre de pixels sur la larguer de l'entrefer effectif	279

Tableau III-8 : Récapitulatif des paramètres de réglage de la SPIV

Il est important que le plan laser ici de 1mm soit aligné avec la radiale. Pour régler la verticalité du plan laser et son alignement, nous utilisons le protocole suivant :

- L'ajustement de la position du laser dans la direction Z se fait à l'aide d'une platine de déplacement micrométrique (±5µm) et l'ajustement de la verticalité à l'aide d'un goniomètre (±0,5°).
- La verticalité du plan laser et son alignement avec la radiale (plan (X, Y)) sont assurés grossièrement lorsque en visualisant la réflexion du laser sur le dioptre (face avant de la cuve), sur le cylindre extérieur et sur le cylindre intérieur, les trois faisceaux se recoupent au même endroit.

- Les réglages fins sont réalisés en écoulement laminaire. La vitesse radiale et la vitesse axiales doivent être minimums. Le profil radial de vitesse azimutale doit être en accord avec le profil théorique de l'écoulement de Couette.

5-2) Méthode de calibration

Un point important de la SPIV est de placer dans un repère connu la mire de calibration. Afin d'effectuer cela, un montage a été spécialement conçu Figure III-15. Une équerre de positionnement utilisant l'un des côtés de la cuve permet de récupérer l'emplacement de la radiale. Une cale en V placée au-dessus du support et présent uniquement pour le positionnement de la mire est installée afin de positionner la tige en V. Sur le couvercle supérieur du dispositif Taylor-Couette, on a est fixé le support de la platine de déplacement. Le support permet d'affiner l'horizontalité et la verticalité de la mire. La platine de déplacement permet de déplacer la mire dans l'entrefer dans la direction X (azimutale) Figure III-16.

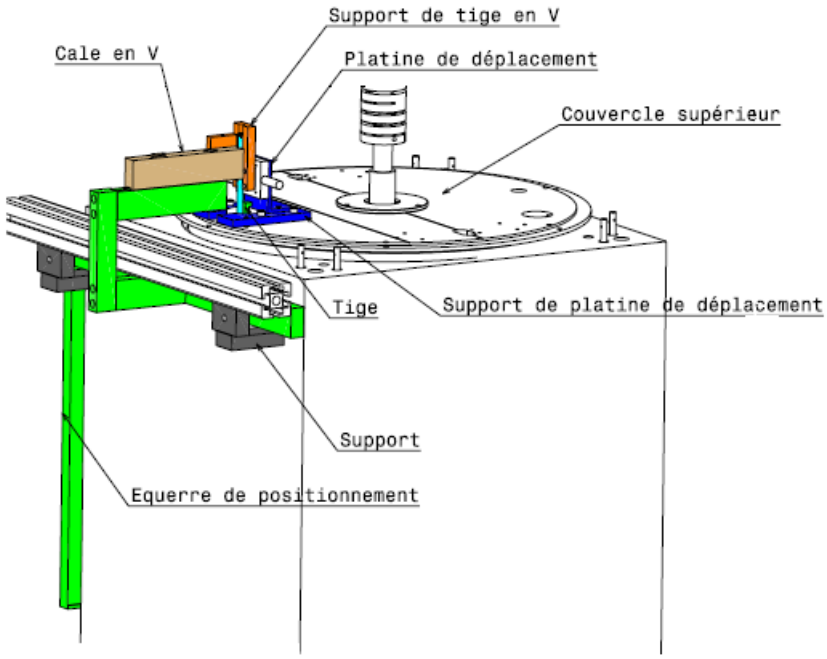


Figure III-15 : Montage et calage de la mire

La mire est composée d'une plaque de carbone d'épaisseur 2.3 mm, d'une hauteur de 80 mm et d'une largeur de 19 mm. Les caractéristiques de la mire sont résumées dans le Tableau III-9 et montrées sur Figure III-16. Les points de repère sur la mire sont percés et remplis avec de la microcristalline wax blanche (M-Coat W-1). Deux sources lumineuses de la société **PHLOX** (SLLUB White led Backlight 100x100) sont placées parallèlement à la mire de chaque côté de la cuve (Figure III-16) afin d'obtenir éclairage homogène et de même intensité sur toute la hauteur de la mire.

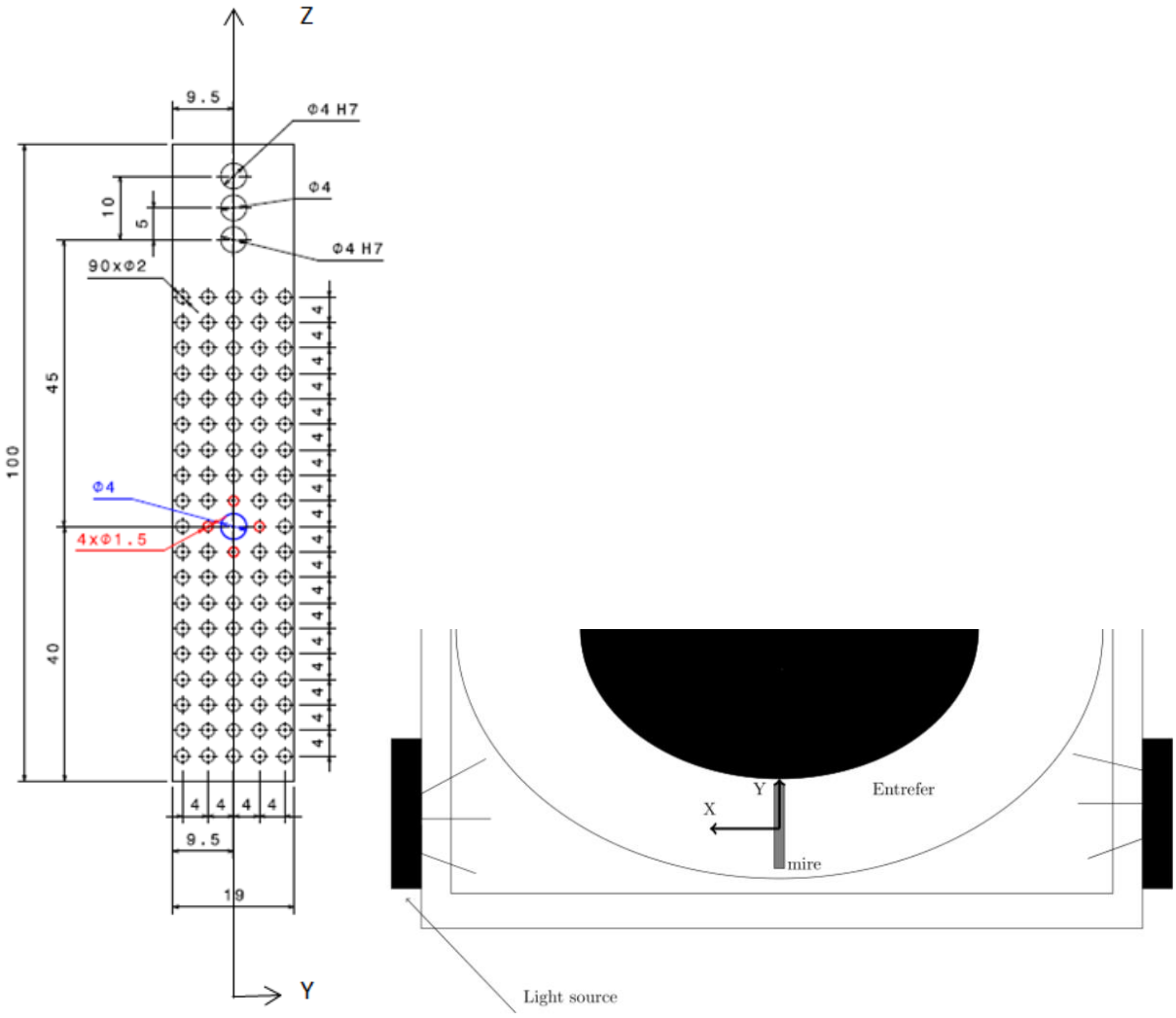


Figure III-16 : Schéma de la mire et vue du dessus de la mire dans l'entrefer

Le positionnement des 2 caméras étant symétrique par rapport à la radiale (plan de symétrie), on s'attend à avoir une position symétrique du centre de la mire sur les 2 capteurs. Dans notre cas, l'erreur de symétrie se traduit par un écart de 2 pixels du centre de la mire sur les 2 images.

Hauteur de la mire	80 mm
Largeur de la mire	19 mm
Épaisseur de la mire	2,3 mm
Diamètre du point principal	4 mm
Distance entre les points	4 mm
Diamètre des points des axes	1,5 mm
Diamètre des points de repère	2 mm
Nombre de points en Y	5
Nombre de points en Z	19

Tableau III-9: Résumé des caractéristiques de la mire

Le logiciel Dantec **DynamicStudio** permet pour chacune des caméras de repérer les différents marqueurs de la mire. Les axes (Y, Z) sont déterminés avec la détection des marqueurs plus petits en diamètre autour du marqueur principal (marqueur le plus large).

La platine de déplacement micrométrique permet de positionner la mire avec une précision de 0,02 mm à différentes positions X. $\pm\, 3\ mm$ ont été balayés de part et d'autre de la radiale par pas de 0,5 mm. La position X relevée est implémentée dans le logiciel. Pour chacune des caméras, nous utilisons la méthode 3'rd order XYZ polynomial imaging model fit de Dantec, la méthode permet de transformer un point objet dans le plan physique de coordonnées (X,Y,Z) en point-image sur le capteur (x,z) par la formulation suivante :

$$\begin{aligned} x^{(i)} = {} & A^{(i)}{}_{000} \\ & + A^{(i)}{}_{100}.X \quad + A^{(i)}{}_{010}.Y \quad + A^{(i)}{}_{001}.Z \\ & + A^{(i)}{}_{011}.YZ \quad + A^{(i)}{}_{110}.XY \quad + A^{(i)}{}_{101}.XZ \\ & + A^{(i)}{}_{200}.X^2 \quad + A^{(i)}{}_{020}.Y^2 \quad + A^{(i)}{}_{002}.Z^2 \\ & + A^{(i)}{}_{030}.Y^3 \quad + A^{(i)}{}_{021}.Y^2Z \quad + A^{(i)}{}_{120}.XY^2 \\ & + A^{(i)}{}_{003}.Z^3 \quad + A^{(i)}{}_{012}.YZ^2 \quad + A^{(i)}{}_{102}.XZ^2 \\ & + A^{(i)}{}_{210}.X^2Y \quad + A^{(i)}{}_{201}.X^2Z \quad + A^{(i)}{}_{111}.XYZ \end{aligned} \tag{III-8}$$

$$\begin{aligned} z^{(i)} = {} & B^{(i)}{}_{000} \\ & + B^{(i)}{}_{100}.X \quad + B^{(i)}{}_{010}.Y \quad + B^{(i)}{}_{001}.Z \\ & + B^{(i)}{}_{011}.YZ \quad + B^{(i)}{}_{110}.XY \quad + B^{(i)}{}_{101}.XZ \\ & + B^{(i)}{}_{200}.X^2 \quad + B^{(i)}{}_{020}.Y^2 \quad + B^{(i)}{}_{002}.Z^2 \\ & + B^{(i)}{}_{030}.Y^3 \quad + B^{(i)}{}_{021}.Y^2Z \quad + B^{(i)}{}_{120}.XY^2 \\ & + B^{(i)}{}_{003}.Z^3 \quad + B^{(i)}{}_{012}.YZ^2 \quad + B^{(i)}{}_{102}.XZ^2 \\ & + B^{(i)}{}_{210}.X^2Y \quad + B^{(i)}{}_{201}.X^2Z \quad + B^{(i)}{}_{111}.XYZ \end{aligned} \tag{III-9}$$

(i) représente ici le numéro de la caméra : (1)=gauche, (2)=droite en vue de dessus (Figure III-14)

L'ensemble de ces coefficients est répertorié dans un tableau de l'annexe A. La dissymétrie du montage des caméras se traduit par une dissymétrie maximum sur le coefficient A_{100} de 0,37 pixels/mm. Néanmoins cette dissymétrie est corrigée par les coefficients de la calibration (légèrement différents) pour les deux caméras. Les coefficients principaux sont A_{000}, A_{100}, A_{010}, B_{000} et B_{001}. Ils sont rappelés dans le Tableau III-10. Les autres coefficients ont une contribution inférieure à 2% du déplacement global en pixels.

On pourra donc estimer les erreurs de la mesure sur la position et les composantes de vitesse à partir des lois linéaires :

$$u_r(m.s^{-1}) = \frac{\Delta Y(mm)}{1000 * \Delta t_{pulse}} = -\frac{A^{(2)}_{100}.\Delta x^{(1)} - A^{(1)}_{100}.\Delta x^{(2)}}{A^{(2)}_{100}\,A^{(1)}_{010} - A^{(1)}_{100}.A^{(2)}_{010}}.\frac{1}{1000}.1/\Delta t_{pulse} \tag{III-10}$$

$$v_\theta(m.s^{-1}) = \frac{\Delta X(mm)}{1000 * \Delta t_{pulse}} = \frac{A^{(2)}_{010}.\Delta x^{(1)} - A^{(1)}_{010}.\Delta x^{(2)}}{A^{(2)}_{010}\,A^{(1)}_{100} - A^{(1)}_{010}.\,A^{(2)}_{100}}.\frac{1}{1000}.1/\Delta t_{pulse} \tag{III-11}$$

$$u_z(m.s^{-1}) = \frac{\Delta Z(mm)}{1000 * \Delta t_{pulse}} = 0{,}5.\left[\frac{\Delta z^{(2)}}{B^{(2)}_{001}} + \frac{\Delta z^{(1)}}{B^{(1)}_{001}}\right].\frac{1}{1000}.1/\Delta t_{pulse} \tag{III-12}$$

Où les Δ correspondent au déplacement en pixels mesuré et Δt_{pulse} le pas de temps séparant un doublet d'image.

5-3) Paramètres d'acquisition et de traitement PIV 2D2C

La méthode utilisée pour calculer le champ de vecteur 2C 2D par caméra est l'adaptative corrélation. La méthode consiste à calculer dans un premier temps le vecteur vitesse dans une fenêtre de mesure quatre fois supérieure à la fenêtre finale (128X128) puis raffiner pour des fenêtres plus petites (64X64 puis 32X32). Nous utilisons également un recouvrement de 75% permettant de réduire la résolution spatiale à 0,6 mm (0,03d). Et finalement, afin d'augmenter la robustesse du calcul nous utilisons les paramètres de haute précision et de fenêtre déformable. Nous implémentons également des critères de validation suivants:

-Le pic d'inter corrélation doit être plus grand que 1,4
-Utilisation de la validation par voisinage en 3x3 utilisant une méthode de moyenne mobile avec 0,2 de seuil d'acceptation.
-Déplacement estimé d'une particule est basé sur une méthode de différence centrée

En PIV 2D, on a une résolution subpixel pour la mesure des déplacements. Les erreurs de précision pour la détermination des positions et la recomposition du champ de vitesse sont reportées dans le Tableau III-10, elles prennent en compte la résolution spatiale liée à la taille de la fenêtre d'interrogation de la PIV et la résolution subpixel pour la mesure des déplacements.

La fréquence d'acquisition des doublets d'image a été calée à 8Hz. Le temps d'acquisition pour l'ensemble des mesures SPIV varie entre 50 et 150 fois la période de rotation du cylindre intérieur. Les erreurs liées à la convergence statistique seront présentées dans le chapitre IV, dédié à l'analyse des résultats de la SPIV. De même, toute la procédure de traitement statistique et la procédure d'analyse des cartographies instantanées de vitesses (2C, 3D), développée spécifiquement dans le cadre de la thèse, seront décrites dans le chapitre IV.

	Caméra (1)	Caméra (2)
A_{000} (pixels)	937,972	1107,793
A_{100} (pixels/mm)	-20,215	-20,584
A_{010} (pixels/mm)	13,029	-12,744
B_{000} (pixels)	1072,389	1073,103
B_{001} (pixels/mm)	28,770	28,947
Erreur de projection (pixels) (*équivalent à une erreur de linéarité*)	1,79	2,1
Erreur de projection sur la position radiale	$\Delta r<0,007d$	
épaisseur de la nappe laser (mm)	1	
Δt_{pulse} (ms) *(critère : les particules ont parcouru pendant Δt_{pulse} au maximum ½ épaisseur de la nappe)*	$0,398/\Omega_i$(tr/s)	
$F_{doublet}$ (Hz)	8 Hz	
T_{mesure} (s)	$50/\Omega_i$(tr/s) à $150/\Omega_i$(tr/s)	
Fenêtre d'interrogation *(critère : le déplacement des particules sur cam 1 et cam 2*	32*32 pixels^2	

pendant Δt_{pulse} est inférieur à ¼ de la fenêtre)	
Résolution sur la position radiale *(intégration spatiale sur la fenêtre d'interrogation)*	r±0,06d
Résolution sur la position axiale *(intégration spatiale sur la fenêtre d'interrogation)*	z±0,03d
Résolution subpixel	±0,01 pixel
Résolution pour la vitesse azimutale	v_θ ±0,1% V_i
Résolution pour la vitesse radiale	u_r±0,15% V_i
Résolution pour la vitesse axiale	u_z±0,07% V_i
overlap	75%
Distance radiale entre les points de mesure *(maillage)*	Δr=0,03d
Distance axiale entre les points de mesure *(maillage)*	Δz=0,015d
Erreur sur la vitesse azimutale *(due à la courbure de l'écoulement)*	Δv_θ <0,04% V_θ
Erreur sur la vitesse azimutale liée à l'alignement des cavités du laser	v_θ ±1,7% V_i
Erreur sur la vitesse radiale liée à l'alignement des cavités du laser	u_r ±2% V_i
Erreur sur la vitesse axiale liée à l'alignement des cavités du laser	u_z±1% V_i

Tableau III-10: Résumé des caractéristiques et des erreurs de la stéréo PIV

5-4) Validation de la mesure stéréo-PIV en écoulement laminaire

Les Figure III-17, Figure III-18 et Figure III-19 montrent les profils radiaux des 3 composantes de vitesse, mesurés en laminaire. A titre de comparaison, le profil de vitesse azimutale théorique attendu en écoulement laminaire est également reporté. Malgré la procédure de calibration fine mise en place, il existe une erreur **systématique** entre le profil théorique et le profil mesuré de vitesse azimutale, qui se traduit par un écart de 10% de la pente des profils. Cela correspond à un angle d'inclinaison de la mire par rapport au plan radial de 2,6° et une erreur systématique de 10% sur la détermination du coefficient A_{010}. Cela nous conduit à corriger de manière systématique la position radiale r* et la vitesse radiale mesurées :

$$r_{corrigé}{}^{*} = \frac{Y - Y_0}{(1 + 0{,}1)d} \quad \text{(III-13)}$$

$$u_{rcorrigé} = u_r/(1 + 0{,}1) \quad \text{(III-14)}$$

Avec Y la position radiale non corrigée et U_r la vitesse radiale non corrigée. r* est la position radiale normalisée sous la forme : $r^* = -0{,}5 + (r - R_i)/d$. Y_0=0 permet d'avoir un bon accord avec le profil laminaire, cela confirme que le centre de la mire était effectivement situé au milieu de l'entrefer.

La largeur et hauteur de la fenêtre de visualisation accessible à la mesure par la SPIV après correction sont reportées dans le tableau suivant :

Hauteur de la fenêtre	3,49d
Largeur radiale de la fenêtre	-0,38 < r*< 0,38

Tableau III-11 : Taille de la fenêtre de visualisation effective après correction en SPIV

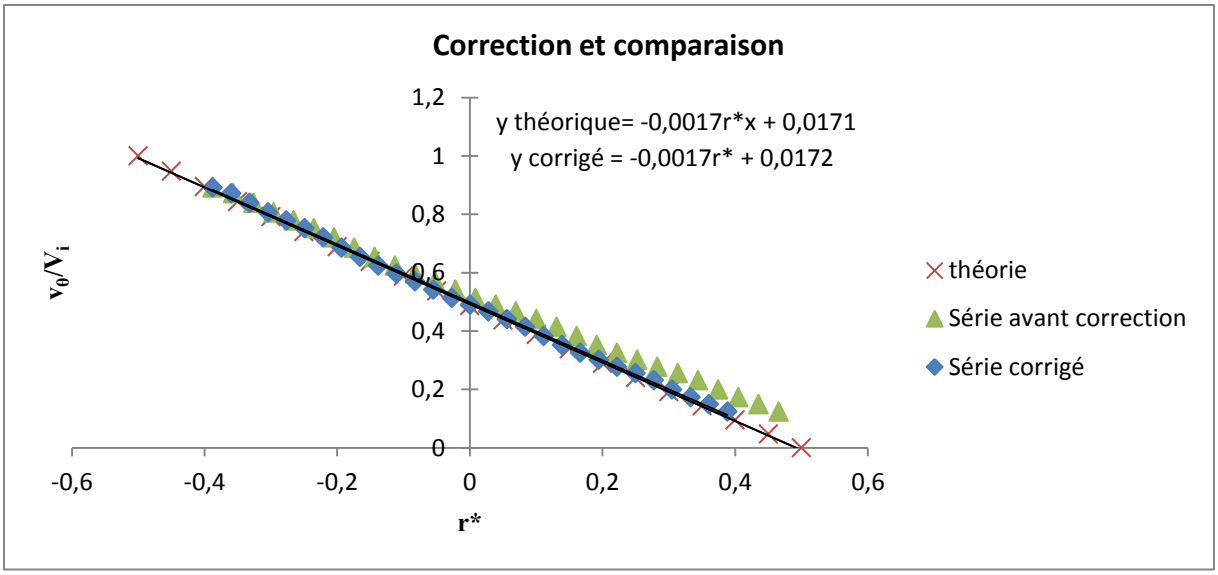


Figure III-17: Profil radial de vitesse azimutale V_θ/V_i avant et après correction pour l'écoulement laminaire monophasique (Re=56, V_i=0,034m.s^{-1}).

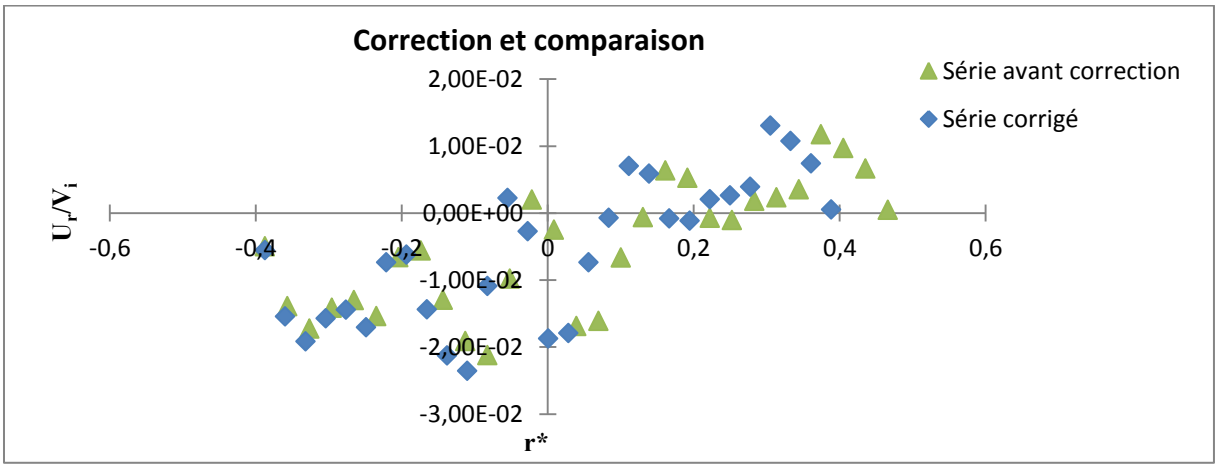


Figure III-18: Profil radial de vitesse radiale U_r/V_i avant et après correction pour l'écoulement laminaire monophasique ($Re = 56, Vi = 0{,}034 m.s^{-1}$).

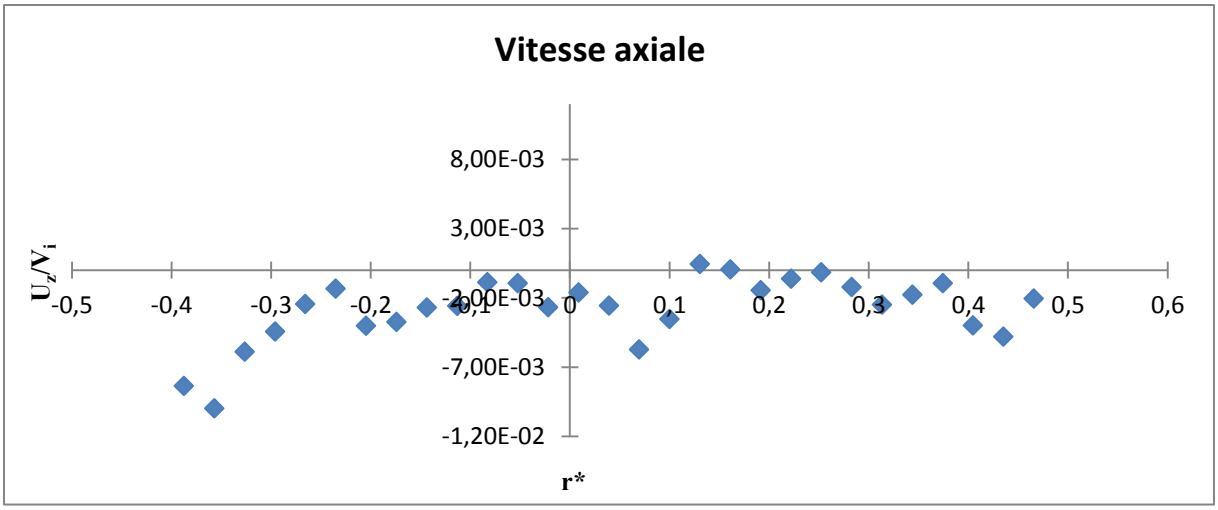


Figure III-19 : Profil radial de vitesse axiale U_z/V_i avant et après correction pour l'écoulement laminaire monophasique ($Re = 56, Vi = 0{,}034 m.s^{-1}$).

Dans le chapitre IV, on validera les profils de vitesse mesurés par stéréo PIV en monophasique pour des Reynolds plus élevés dans la gamme de mesure de la thèse. On discutera également de l'effet de l'injection de bulles sur les composantes de vitesse 3D.

III-6) CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental de Taylor Couette diphasique de l'IRENAv, son instrumentation. Par rapport à la thèse de Fokoua (2013), les améliorations principales que nous avons apportées au dispositif sont :

-Atténuation de la contribution du couple mécanique au couple total pour une meilleure reproductibité de la mesure du couple visqueux.

- Changement du système d'injection (monopoint) par une couronne d'injecteurs micro-percés afin d'obtenir des débits de gaz plus important et réparti de manière homogène.
- Mise en place d'un banc optique spécifique de stéréoPIV. Un gros effort a été porté à cet aspect.

Afin d'étudier le comportement de la phase dispersé (dans le plan z, θ) : nous utilisons deux caméras synchronisées haute fréquence en vue de face

- La première caméra en plan large permettra d'étudier l'évolution temporelle de l'organisation de la phase dispersée en fonction de différents débits et différents Reynolds. L'étude se fera à l'aide de programmes développés sous le logiciel Matlab en utilisant les diagrammes spatio-temporels de l'écoulement Chapitre V.
- La seconde caméra en plan rapproché permettra l'étude de l'évolution temporelle de la cinématique et de la fraction volumique de la phase dispersée intégrée Les procédures d'analyse seront décrites dans le Chapitre VII.

Fokoua (2013) avait mis en œuvre précédemment la méthode PIV 2D2C pour caractériser le champ de vitesse 2D dans un plan (r,z). Dans cette étude, nous avons mis en place la méthode Stéréo-PIV (SPIV), qui nous donne accès aux trois composantes de la vitesse dans le plan (r,z). Cette méthode de mesure nous permettra de suivre l'influence du débit de gaz aux différents Reynolds sur l'évolution

temporelle des caractéristiques des cellules de Taylor et sur les profils radiaux et axiaux des 3 composantes de vitesse en moyenne statistique. Les méthodes de traitements et d'analyses des cartographies des vitesses issues de la SPIV seront décrites dans le chapitre IV. Les résultats des champs de vitesse obtenue par la S-PIV en diphasique seront présenté chapitre VI.

Dans ce chapitre, nous avons également décrit les points de fonctionnement : ils sont obtenus en faisant varier la vitesse de rotation du cylindre intérieur, le débit global d'air injecté et le nombre d'injecteurs. Les paramètres adimensionnels de contrôle sont le nombre de Reynolds et le paramètre alpha qui dépend à la fois de la vitesse de rotation et du débit d'air global. La taille de bulles varie peu (de 0,053d à 0,065d). Nous avons validé les mesures de couple visqueux en écoulement monophasique sur la gamme de Reynolds et nous avons également validé la méthode de mesure stéréo PIV en écoulement monophasique laminaire.

Dans le chapitre suivant, nous décrirons les caractéristiques de l'écoulement monophasique obtenu par SPIV et la validation S-PIV pour des Reynolds compris entre $Re = 1700 - 3800$.

IV. Caractéristiques de la phase liquide par mesure Stéréo-PIV (S-PIV) _____ 61

IV-1) Introduction _____ 61

IV-2) Description de la procédure de traitement et d'analyse des mesures S-PIV _____ 61

2-1) Post traitement des cartographies S-PIV _____ 61

a) Proper Orthogonal Decomposition (POD) _____ 62

b) Procédure de correction des valeurs aberrantes _____ 64

c) Méthode de discrimination des cellules de Taylor _____ 65

d) Détermination des caractéristiques instantanées des cellules _____ 69

IV-3) Analyse statistique des cartographies S-PIV _____ 70

3-1) Validation des méthodes de post-traitement et d'analyse _____ 72

3-2) Profils radiaux de vitesse moyenne _____ 73

3-3) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement cohérent) _____ 74

3-4) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement aléatoire) _____ 76

3-5) Profil radiaux du Nusselt Nu _____ 76

3-6) Influence de la position axiale _____ 77

3-7) Conclusion _____ 80

IV-4) Influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement monophasique _____ 81

4-1) Profils radiaux _____ 81

4-2) Caractéristiques des cellules de Taylor _____ 85

4-3) Conclusion _____ 88

IV. Caractéristiques de la phase liquide par mesure Stéréo-PIV (S-PIV)

IV-1) Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des mesures S-PIV (2D3C) en écoulement monophasique pour un mélange à 65%. Un autre objectif est aussi de décrire et valider la procédure d'analyse statistique des trois composantes du champ de vitesse de la phase liquide mesuré dans le plan radial.

Dans une première partie, nous expliquons la méthodologie de traitement et d'analyse des champs de vitesse instantanée issue de la S-PIV, et les programmes spécifiques qui ont été développés dans le cadre de cette étude. Nous validons également dans cette partie la méthode de mesure et d'analyse pour un Reynolds de 2760 en monophasique.

Dans une seconde partie, nous discutons de l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement monophasique (profils radiaux de vitesse et caractéristiques des cellules de Taylor).

Tous les profils sont tracés en variables adimensionnelles. La vitesse azimutale du cylindre intérieur V_i est l'échelle de vitesse, la largeur de l'entrefer d est l'échelle de longueur et Ti, la période de rotation du cylindre intérieur est l'échelle de temps de la normalisation. r^*=-0,5 représente la position radiale normalisée du cylindre intérieur et r^*=0,5 représente celle du cylindre extérieur.

IV-2) Description de la procédure de traitement et d'analyse des mesures S-PIV

2-1) Post traitement des cartographies S-PIV

La Figure IV-1 montre un exemple de cartographies instantanées des 3 composantes de vitesse obtenues par le logiciel Dynamics Studio à l'issue du traitement S-PIV décrit dans le chapitre III. Des valeurs aberrantes persistent (visibles ici sur la cartographie de la vitesse radiale).

Afin de minimiser la contribution d'erreurs aléatoires, nous utilisons la méthode de décomposition POD (Proper Orthogonal Decomposition). La POD a été introduite en premier par Kosambi (1943), puis Sirovich (1987) qui propose la méthode de « Snapshot POD» utilisée ici.

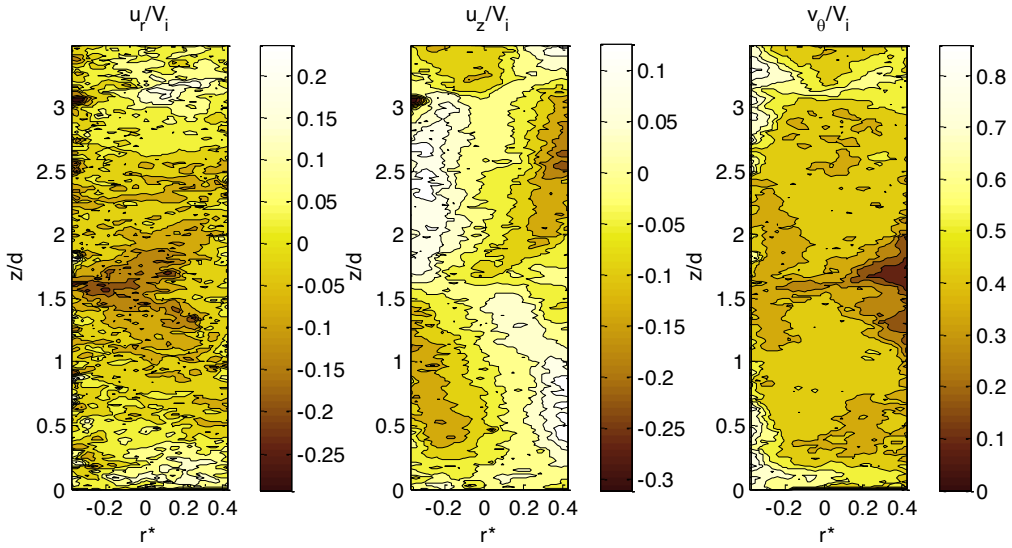


Figure IV-1 : Cartographies de la vitesse instantanée issue du logiciel Dynamics Studio en monophasique pour $Re = 2700$: a) Vitesse radiale b) Vitesse axiale c) Vitesse azimutale

a) Proper Orthogonal Decomposition (POD)

La POD est une méthode objective permettant d'identifier et d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement, permettant ainsi d'accéder à une réduction de modèle en éliminant le bruit de mesures. Sous des conditions expérimentales identiques (condition vérifiée durant le temps d'une acquisition), la POD décompose une série d'images en système de fonctions. Elle s'effectue en deux étapes :

- Le « Snapchot POD » d'une série de données.
- La projection des données à partir d'un nombre de modes sélectionné.

Le « Snapchot POD » consiste à décomposer une série d'images en somme d'éléments énergétiques (mode Φ) qui composent l'écoulement. Elle nous renvoie une évolution de la cascade d'énergie cinétique de tous les différents modes Figure IV-2. Il existe autant de modes que d'images. Nous avons choisi de filtrer le signal en récupérant 99,5% de son intensité, le choix de cette valeur sera expliqué dans la partie validation. Les modes les plus énergétiques sont les premiers modes (Figure IV-3 a-b). Le premier mode (mode 0) correspond au champ moyen. Comme on peut le voir sur la Figure IV-3 a), l'alternance axiale et radiale du signe du premier mode de la vitesse axiale met en évidence les cellules de Taylor visibles en moyenne temporelle pour l'écoulement monophasique. Les modes suivants sont issus de la contribution des fluctuations de vitesse Figure IV-3 b) montre le mode 1 qui met en évidence l'équivalent d'une recirculation secondaire dans les zones de jets entre les structures primaires (cellules de Taylor) et les derniers modes représentent le bruit de fond Figure IV-3 c).

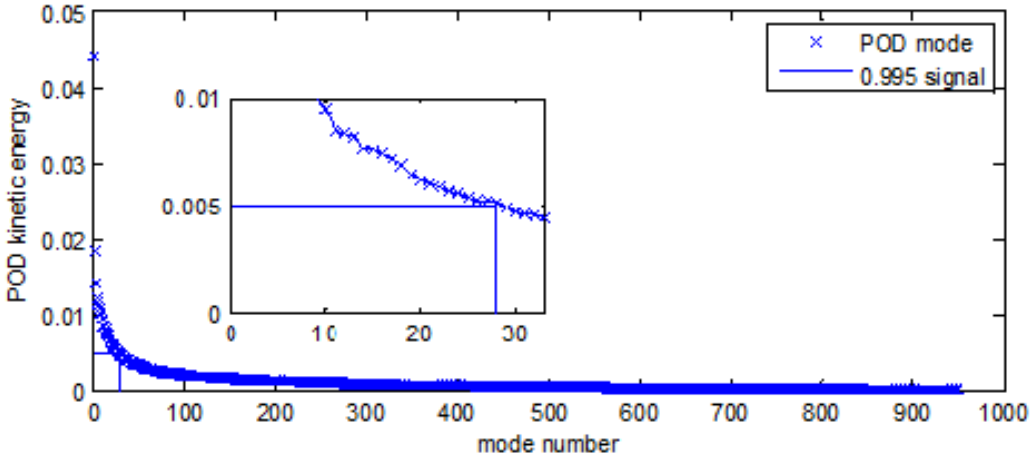


Figure IV-2 : Exemple de répartition de l'énergie cinétique en fonction des modes en monophasique ($Re = 2760$)

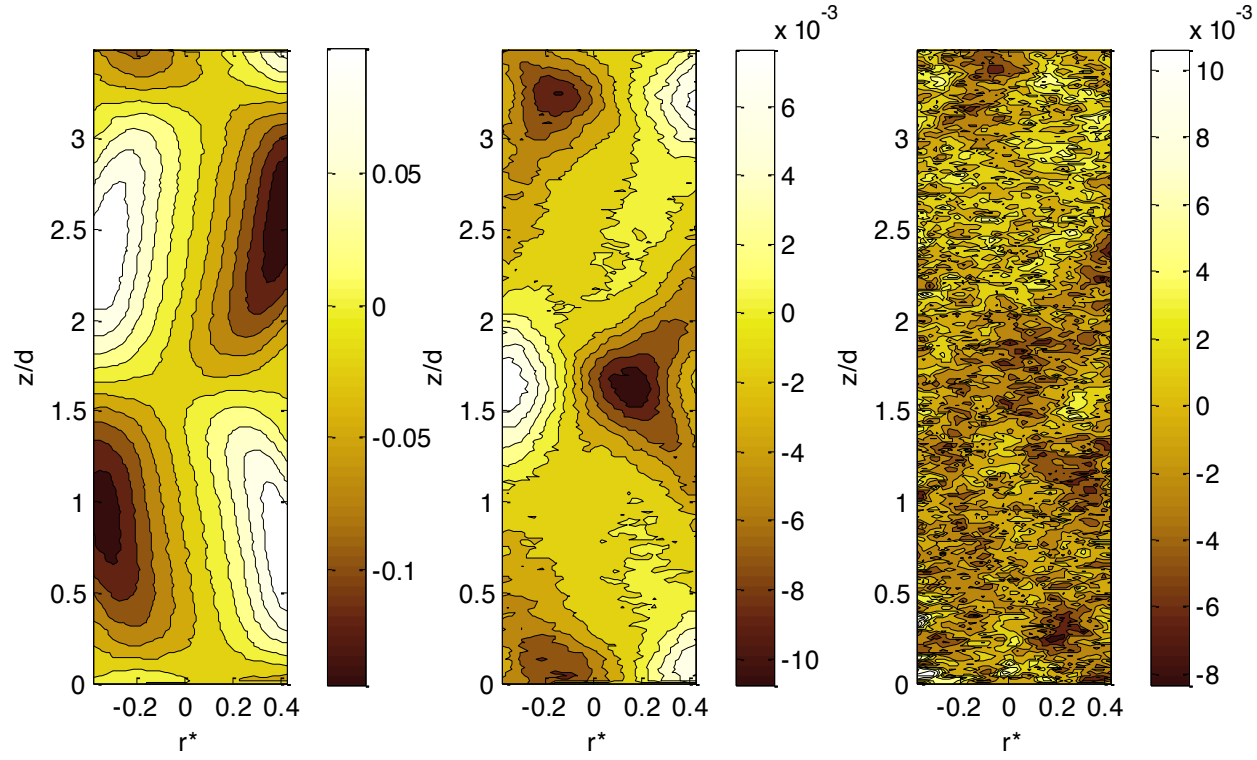


Figure IV-3 : Modes POD de la vitesse axiale en monophasique pour $Re = 2760$: a) mode 0 b) mode1 c) mode 100

A chacun des champs instantanés de vitesse est associé un coefficient a_n correspondant à l'intensité de chacun des modes participant à ce champ de vitesse. Nous pouvons ainsi reconstruire le champ de vitesses tronqué à l'ordre N comme :

$$u(r,z,t) = \sum_{n=0}^{N} a_n^u(t)\ {\phi_n}^u(r,z) \qquad \text{(IV-1)}$$

avec ${\phi_n}^u$ correspondant au mode n de la composante u de vitesse.

La Figure IV-4 montre le champ de vitesse instantanée reconstruit par la méthode POD tronquée à l'ordre 28 (99,5% de l'énergie) au même pas de temps que la Figure IV-1. Les valeurs aberrantes liées au bruit ont été éliminées.

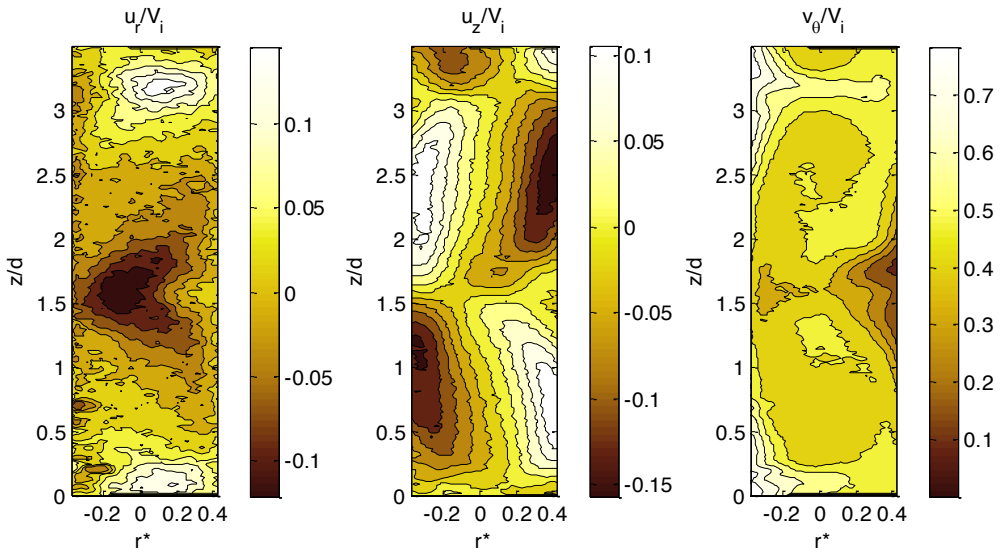


Figure IV-4 : Cartographies de la vitesse instantanée issue de la POD en monophasique pour $Re = 2760$ (POD à l'ordre 28, soit 99,5% de l'énergie): a) Vitesse radiale b) Vitesse axiale c) Vitesse azimutale

b) Procédure de correction des valeurs aberrantes

Les valeurs de vitesse ($u_r, u_z \; et \; v_\theta$) sont corrigées aux nœuds de mesures voisins des cylindres intérieur et extérieur par une interpolation linéaire, en imposant les conditions aux limites connues aux parois ($u_r(r* = \pm 0{,}5) = 0; u_z(r = \pm 0{,}5) = 0; v_\theta(r^* = -0{,}5) = V_i; \; v_\theta(r^* = 0{,}5) = 0$).

Pour finir, on applique un dernier critère de détection des valeurs aberrantes qui auraient pu passer au travers du filtre imposé par la POD. On impose des critères de limitation aux 3 composantes de vitesse instantanée, basés sur les maximas de vitesses obtenus lors de précédentes études (Chouippe (2012), Mehel (2008), Fokoua (2013), Ozaki (2015)). Le vecteur aberrant est interpolé par l'ensemble des 8 vecteurs voisins valides. Les critères choisis sont les suivants :

Critère sur la vitesse axiale u_z	$-0{,}4V_i \leq u_z \leq 0{,}4V_i$
Critère sr la vitesse radiale u_r	$-0{,}25V_i \leq u_r \leq 0{,}25V_i$
Critère sur la vitesse azimutale v_θ	$0 \leq v_\theta \leq 1{,}3V_i$

Tableau IV-1 : Récapitulatif des critères de sélection des vecteurs vitesses valides

La Figure IV-5 montre les champs de vitesses instantanées après l'application du filtre POD et la procédure de correction des valeurs aberrantes).

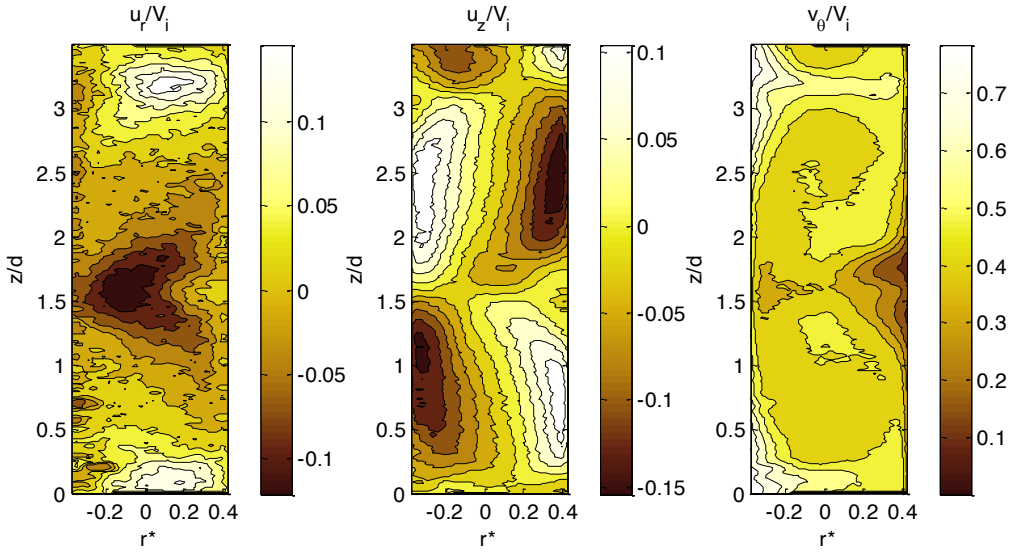


Figure IV-5: Cartographies de la vitesse instantanée en monophasique pour $Re = 2760$ à l'issue de la POD et de la procédure de correction des valeurs aberrantes : a) Vitesse radiale b) Vitesse axiale c) Vitesse azimutale

c) Méthode de discrimination des cellules de Taylor

L'intérêt de la méthode S-PIV est d'obtenir les trois composantes de la vitesse et de pouvoir suivre en temps l'évolution des caractéristiques des cellules de Taylor, nous détaillons dans cette partie la méthode de discrimination utilisée.

À partir des cartographies instantanées de la vitesse axiale, la première étape consiste à déterminer la longueur d'onde axiale instantanée λ(t). Elle est obtenue par calcul de la fonction d'intercorrélation spatiale dans la direction axiale de la vitesse axiale, moyennée dans la direction radiale.

En utilisant la propriété d'alternance des jets (inflow/outflow), nous pouvons séparer et identifier les cellules contrarotatives. Nous procédons donc à une détection des jets inflows et des jets outflows sur les cartographies de la vitesse instantanée.

Pour cela, nous lissons dans la direction axiale, en intégrant sur 20 points (z/d=0,3), les profils axiaux de vitesse radiale obtenus en milieu d'entrefer (r*=0) et les profils axiaux des vitesses azimutales obtenus en proche paroi du cylindre intérieur (r*=-0,25) et extérieur (r*=0,25) (Figure IV-6). Nous effectuons une recherche des extrema sur les vitesses radiales et azimutales. Pour chaque type de jet que nous cherchons à détecter, nous imposons un critère sur la distance entre deux extrema et la valeur minimum que ces extrema doivent atteindre. Les critères sont résumés dans le Tableau IV-1, les critères de choix des extrema ont été établis empiriquement afin qu'ils satisfassent l'ensemble des cas étudiés. À l'aide de cette méthode, les jets inflows et outflows peuvent être détectés à la fois sur la vitesse radiale et sur la vitesse azimutale. Nous donnons la priorité aux jets détectés par la vitesse radiale en milieu d'entrefer. La distance de séparation entre un extrema détecté avec la vitesse radiale et la vitesse azimutale doit être supérieure à z/d = 1,07. Dans le cas où ce critère est respecté, nous pouvons considérer l'existence d'un nouveau jet alterné.

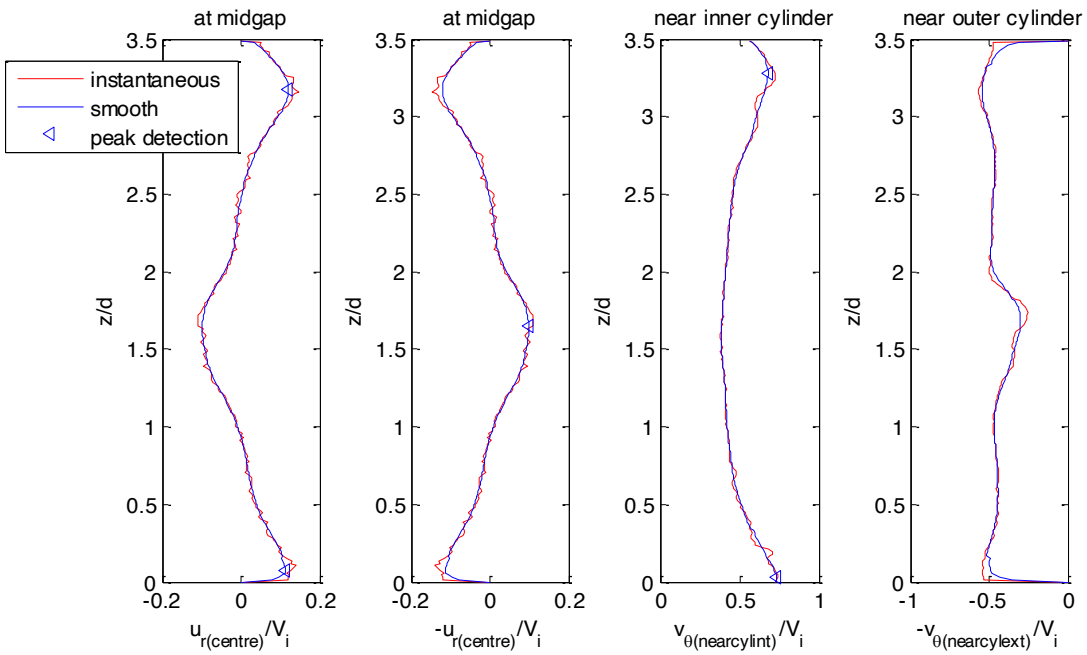


Figure IV-6 : Exemples de profils instantanés bruts et profils lissés de la vitesse radiale en milieu d'entrefer, de la vitesse azimutale en proche paroi du cylindre intérieur et en proche paroi du cylindre extérieur

Pour cet exemple obtenu à Re=2760 en monophasique et correspondant aux cartographies de la Figure IV-5, les critères de détection des jets sont satisfaits pour la vitesse radiale.

	Critère sur u_r (r*=0)	Critère sur $-u_r$ (r*=0)	Critère sur v_θ (r*=-0,25)	Critère sur $-v_\theta$ (r*=0,25)
Distance entre les extremas	0,89d	0,89d	0,89d	0,89d
Distance minimum des extremas détectés sur la vitesse radiale et sur la vitesse azimutale	1,07d	1,07d	1,07d	1,07d
Valeur minimum des extrema (en valeur absolue)	0,035 V_i	0,035 V_i	0,6 V_i	-0,14 V_i
Type de jet	outflow	inflow	outflow	inflow

Tableau IV-2 : Récapitulatif des critères d'identification des jets

Un autre critère imposé est celui de l'alternance entre le type de jet inflow et outflow. Deux jets consécutifs doivent être en opposition. Dans le cas ou deux jets consécutifs sont du même type, seul le jet dont la valeur de l'extrema est la plus importante sera conservé, toujours en donnant une priorité aux jets détectés par la vitesse radiale en milieu d'entrefer.

Dans un second temps, nous souhaitons à partir de la détection des jets inflows et outflows délimiter les cellules de Taylor. Pour cela, nous calculons les lignes de courant du champ de vitesse en 2D (u_r,u_z). Nous traçons les lignes de courant qui passent par le point de détection des jets (r*=0 ou -0,25

ou 0,25 selon le critère satisfait). Si la ligne de courant établie dans la zone de jet ne permet pas de séparer les cellules (ie : au-delà d'un certain point près des cylindres, la ligne de courant ne varie plus de manière monotone ou présente une courbure au-delà d'une valeur seuil), alors on extrapole la ligne de courant jusqu'au cylindre intérieur ou extérieur en conservant sa pente calculée au point de mesure précédent. Un exemple de tracé des lignes de courant et de leur extrapolation pour séparer les cellules est montré sur la Figure IV-7.

D'autre part, pour un jet situé en partie haute ou basse de la fenêtre de visualisation, si la ligne de courant (extrapolée si nécessaire) intercepte la limite haute ou basse de la fenêtre de visualisation, ce jet ne sera pas validé.

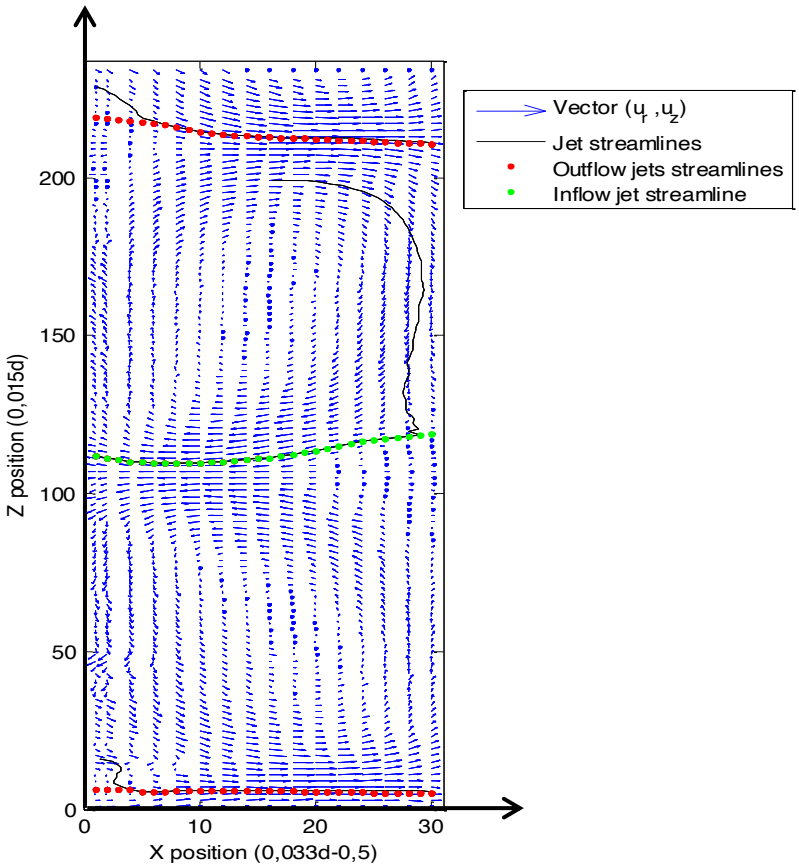


Figure IV-7 : Exemple de ligne de courants obtenus par calcul dans les zones de jets et leur extrapolation (rouge : outflow, vert : inflow). Superposition au champ de vecteur instantané (u_r,u_z) (calcul en monophasique pour $Re = 2760$)

Figure IV-8 montre le tracé des lignes de courant instantanées et leur superposition avec les cartographies instantanées des 3 composantes de vitesse. Ces lignes de courant séparent distinctement les cellules de Taylor.

Il peut arriver pour certains champs de vitesse instantanée qu'avec les critères de détection des jets, en utilisant les lignes de courant, nous n'ayons pas réussi à obtenir 3 jets alternés valides qui séparent 2 cellules contrarotatives.

Les différentes configurations sont résumées dans le Tableau IV-2. Si uniquement 2 jets sont validés (par exemple lorsque le troisième jet est en dehors de la fenêtre de visualisation), une seule cellule est

délimitée par les 2 jets, la cellule complémentaire est alors délimitée par le jet commun et la longueur d'onde axiale.

Un indice A est affecté à chaque point de mesure dans le plan (r*, z/d), selon son appartenance aux cellules (cellules entre jets validés ou cellules complémentaires) et en fonction du sens de rotation des cellules. Lorsqu'aucune cellule n'est détectée, un indice est attribué aux points de mesure sur une hauteur λ(t). Les indices sont récapitulés dans le Tableau IV-2.

De manière générale, seules les cellules de Taylor délimitées par 2 jets seront utilisées pour les calculs statistiques des caractéristiques des cellules.

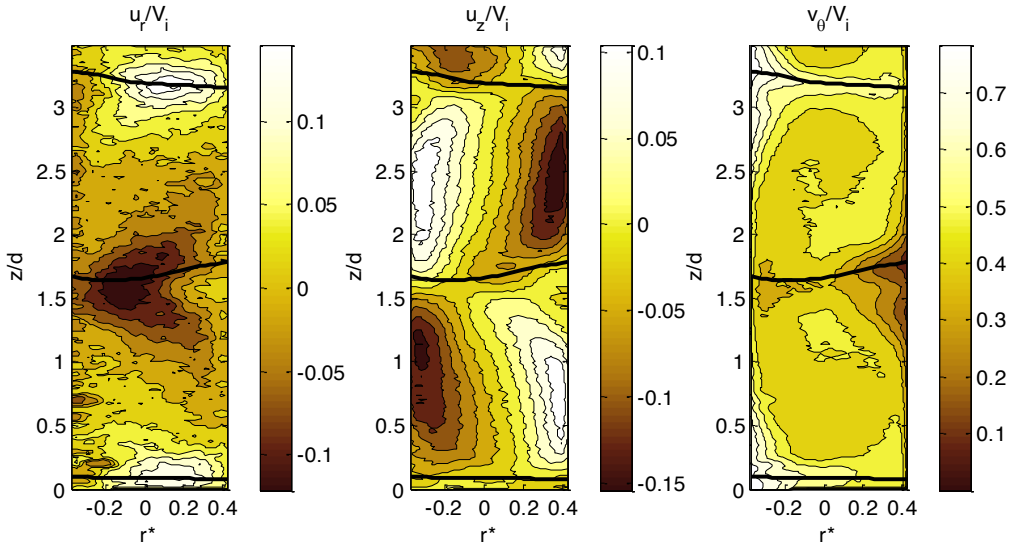


Figure IV-8 : Exemple de cartographies de la vitesse instantanée superposées aux lignes de courant extrapolées qui permettent de délimiter les cellules de Taylor (cas monophasique pour $Re = 2700$: a) vitesse radiale b) vitesse axiale c) vitesse azimutale

Indice	Localisation des points associés aux indices A	Nombres de jets validés		Contribution au calcul statistique des caractéristiques des cellules
A=1	Cell1 (anti horaire)	3	Cellule à vorticité positive détectée entre deux jets	×
A=2	Cell 2 (horaire)		Cellule à vorticité négative détectée entre deux jets	×
A=5	Cell 1 complémentaire	2	2 jets détectés délimitent la cellule 2, la cellule n°1 est alors délimitée par 1 jet et la longueur d'onde axiale	
A=2	Cell 2			×
A=1	Cell 1	2	2 jets détectés délimitent la cellule 1, la cellule 2 est alors délimitée par 1 jet et la longueur d'onde axiale	×
A=6	Cell 2 complémentaire			

A=3	Points entre la ligne de courant associée au jet et une longueur d'onde axiale (vers le haut ou le bas)	1	pas de discrimination possible entre les cellules sur une longueur d'onde axiale	
A=4	Du 2ème point de mesure en partant du haut de la fenêtre de visualisation, en descendant vers le bas sur une longueur d'onde axiale	0	pas de discrimination possible entre les cellules sur une longueur d'onde axiale	

Tab IV.1 : Récapitulatif des indices attribués aux points de mesure, en fonction des critères de délimitation des cellules (NB : les autres points ont un indice A =0).

d) Détermination des caractéristiques instantanées des cellules

Dans chaque cellule délimitée par 2 jets, on peut calculer sa vorticité azimutale locale instantanée. Elle est définie comme :

$$\omega = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial z}\right) \quad \text{(IV-2)}$$

La vorticité locale est calculée en tout point des cellules sauf aux points de mesure des bords du domaine. On utilise de préférence un schéma centré pour le calcul des dérivées, sauf au voisinage des bords du domaine où le schéma est un schéma amont ou aval. À partir de la vorticité locale moyennée sur la surface des cellules ω_{moy}, il est possible de remonter à la circulation Γ des cellules. La circulation est définie comme :

$$\Gamma = \int \omega dS = \sum\sum \omega_{i,j}\Delta r \Delta z = \omega_{moy}\sum\sum \Delta r \Delta z \quad \text{(IV-3)}$$

La vorticité moyenne et la circulation sont calculées sur l'ensemble des points d'indice A=1, ou A=2, selon le sens de rotation des cellules pour les positions radiales $-0{,}35 < r^* < 0{,}35$.

À partir de maintenant, toutes les caractéristiques relatives à la cellule de vorticité positive (sens anti-horaire, cellule située au-dessus de l'outflow) seront indiciées par cell1. A contrario, toutes les caractéristiques relatives à la cellule de vorticité négative (sens horaire de rotation, cellule située au-dessous de l'outflow) seront indiciées par cell2.

À cette étape du traitement, pour chaque champ S-PIV instantané reconstruit par POD et corrigé pour éliminer les valeurs aberrantes, nous récupérons les caractéristiques instantanées des cellules suivantes :

- La longueur d'onde axiale $\lambda(t)$
- La position axiale du jet outflow, $z_{outflow}(t)$ (elle est caractérisée pour le jet outflow situé le plus bas sur la zone de visualisation et déterminée en milieu d'entrefer). $z_{outflow}(t)$ permet de suivre l'élévation axiale des cellules de Taylor en fonction du temps dans une configuration diphasique fortement instationnaire.
- La taille des cellules $L_{cell1}(t)$, $L_{cell2}(t)$ (elle caractérisée en milieu d'entrefer pour les cellules délimitées par les lignes de courant des jets).
- Le maximum et le minimum des vitesses axiales et radiales mesurés dans les cellules $u_{z_max}(t)$, $u_{z_min}(t)$, $u_{r_max}(t)$, $u_{r_min}(t)$ pour chaque type de cellule cell1 et cell2.
- La vorticité moyenne $\omega_{moy}(t)$ dans chaque cellule de type cell1 ou cell2,
- La vorticité locale maximum en valeur absolue $\omega_{max}(t)$ dans chaque cellule de type cell1 ou cell2,

- La circulation Γ(t) dans chaque cellule de type cell1 ou cell2,
- La matrice A(r*, z/d) qui caractérise l'appartenance ou non des points de mesure aux cellules et/ou à une longueur d'onde axiale.

Le tableau suivant résume les incertitudes sur la détermination de ces différentes grandeurs.

Distance radiale entre les points de mesure *(maillage)*	$\Delta r = \pm 0{,}03d$
Distance axiale entre les points de mesure *(maillage)*	$\Delta z = \pm 0{,}015d$
Erreur totale sur la vitesse azimutale instantanée S-PIV	$\Delta v_\theta = \pm 0{,}15\%\ V_i$
Erreur totale sur la vitesse radiale instantanée S-PIV	$\Delta u_r = \pm 1{,}73\%\ V_i$
Erreur totale sur la vitesse axiale instantanée S-PIV	$\Delta u_z = \pm 0{,}077\%\ V_i$
Incertitude sur la longueur d'onde instantanée	$\Delta\lambda = \pm 0{,}006d$
Incertitude sur la taille instantanée des cellules	$\Delta L = \pm 0{,}03d$
Incertitude sur la position axiale instantanée de l'outflow	$\Delta z_{outflow} = \pm 0{,}015d$
Incertitude sur la vorticité locale instantanée	$\Delta\omega = \pm 6{,}1\%\ V_i/d$
Incertitude sur la vorticité moyenne instantanée	$\Delta\omega_{moy} = \pm 0{,}10\%\ Vi/d$
Incertitude sur la circulation instantanée	$\Delta\Gamma = \pm 5{,}2\%\ V_i * d$
Incertitude sur la circulation moyenne instantanée	$\Delta\Gamma_{moy} = \pm 0{,}42\%\ V_i * d$

Tableau IV-3 : Résumé des incertitudes aléatoire sur la détermination des caractéristiques instantanées des cellules

IV-3) Analyse statistique des cartographies S-PIV

À partir des champs de vitesse instantanée u_r, u_z et v_θ après reconstruction POD, corrections des valeurs aberrantes et discrimination des cellules, nous souhaitons caractériser l'écoulement en moyenne statistique.

En particulier nous nous intéressons d'une part aux caractéristiques des cellules en moyenne temporelle. La moyenne temporelle est représentée par l'opérateur $< >_t$.

Toute moyenne temporelle est calculée sur un nombre entier de périodes de rotation du cylindre intérieur.

Nous nous intéressons d'autre part à la caractérisation des valeurs moyennes et valeurs RMS des 3 composantes de vitesse pour 2 types d'analyse statistique différente. Pour cela, nous utilisons les opérateurs statistiques analogues à ceux utilisés dans les travaux de Bilson (2007), Dong (2007), et Chouippe (2012) :

-le premier type d'analyse prend en compte la contribution des structures cohérentes à la turbulence. Ces structures cohérentes (ici cellules de Taylor) introduisent une grande variabilité dans la direction axiale. Ainsi, les fluctuations de vitesse associées sont définies comme :

$$u' = u - < u >_{z,t} \qquad \text{(IV-4)}$$

Où u est la composante de vitesse instantanée et $< u >_{z,t}$ la composante de vitesse d'abord moyennée dans la direction axiale z sur une longueur d'onde axiale λ(t), puis moyennée en temps.

-le deuxième type d'analyse prend en compte la contribution du mouvement aléatoire local à la turbulence. On définit alors les fluctuations de vitesse par rapport à la moyenne temporelle locale :

$$u'' = u - < u >_t \tag{IV-5}$$

Avec $< u >_t$ la composante de vitesse u moyennée en temps.

L'analyse statistique permet de relier le couple aux moyennes du champ de vitesse. Le couple T, moyenné sur une longueur d'onde axiale, sur une période azimutale de 2π et moyenné en temps, est déterminé de la façon suivante :

$$T(r) = \tau_{tot}(r)\, 2\pi r L \tag{IV-6}$$

Avec L la hauteur du cylindre intérieur. $\tau_{tot}(r)$ est le frottement total à la position radiale r qui comprend le frottement visqueux et le frottement turbulent :

$$\tau_{tot}(r) = \rho \upsilon r \frac{\partial(< v_\theta >_{z\theta t}/r)}{\partial r} - \rho < u'_r v'_\theta >_{z\theta t} \tag{IV-7}$$

En écoulement monophasique, d'après le théorème du moment cinétique, on peut montrer que le couple se conserve dans la direction radiale (Eckhardt, 2007, Chouippe, 2012). D'autre part, lorsqu'on fait de la mesure en un point en fonction du temps, l'intégration en temps sur un nombre entier de périodes de rotation du cylindre intérieur revient également à intégrer sur une période azimutale. Le couple devient :

$$T(r) = 2\pi\rho L r^3 * \left[\upsilon \frac{\partial(< v_\theta >_{zt}/r)}{\partial r} - \frac{< u'_r v'_\theta >_{zt}}{r}\right] = \mathrm{T_i}|_{r=Ri} = \mathrm{T_e}|_{r=Re} \tag{IV-8}$$

Avec T_i le couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur, T_e le couple visqueux exercé sur le cylindre extérieur. On définit alors le flux radial de vitesse angulaire J_ω (Eckhardt, 2007). Il est associé au couple C et invariant dans la direction radiale.

$$J_\omega(r) = r^3 \left[\frac{< u'_r v'_\theta >_{z,t}}{r} - \upsilon \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{< v_\theta >_{z,t}}{r}\right]\right] = \frac{\mathrm{T_i}}{2\pi\rho L} = \frac{\mathrm{T_e}}{2\pi\rho L} \tag{IV-9}$$

Il se compose d'un premier terme représentant la diffusion turbulente et d'un second terme représentant la diffusion visqueuse. Le flux radial de vitesse angulaire pour un écoulement de Couette laminaire est :

$$J_{\omega_{lam}} = 4\pi\upsilon {R_i}^2 \frac{\Omega_i}{1-\eta^2} \tag{IV-10}$$

Ainsi le couple normalisé (IV-9) peut être relié à J_ω:

$$G = \frac{T_i}{\rho \upsilon^2 L} = \frac{2\pi\, J_\omega(r)}{\upsilon^2} \tag{IV-11}$$

On peut donc définir un nombre de Nusselt à partir du flux radial de vitesse angulaire sous la forme suivante (Dubrulle, 2002 et Eckhardt, 2007) :

$$Nu_\omega(r) = \frac{J_\omega(r)}{J_{\omega_{lam}}} = \frac{G}{G_{lam}} = Nu \tag{IV-12}$$

En écoulement monophasique, Nu_ω est invariant dans la direction radiale et égal à *Nu* (IV-12). En écoulement diphasique, on s'attend à ce que les transferts de quantité de mouvement entre les phases liquide-gaz brise cette invariance.

À l'issue du calcul statistique, nous distinguons trois types d'erreurs de mesures :

- Les erreurs de mesures liées à la convergence statistique, elles sont calculées en supposant une répartition des valeurs de mesures suivant une loi normale et en prenant un intervalle de confiance de 95%.
- Les erreurs de mesures systématiques liées au banc d'essais S-PIV, qui découlent des problèmes d'alignement du laser, chiffrées dans le chapitre III (Tableau III-10)
- Les erreurs de mesures aléatoires liées au banc d'essais S-PIV. Elles sont résumées dans le Tableau suivant.

Distance radiale entre les points de mesure *(maillage)*	$\Delta r = \pm 0{,}03d$
Distance axiale entre les points de mesure *(maillage)*	$\Delta z = \pm 0{,}015d$
Erreur sur la vitesse azimutale instantanée	$\Delta v_\theta = \pm 0{,}1\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse radiale instantanée	$\Delta u_r = \pm 0{,}15\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse axiale instantanée	$\Delta u_z = \pm 0{,}07\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse azimutale moyenne	$\Delta < v_\theta >_{z,t} = 2 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse radiale moyenne	$\Delta < u_r >_{z,t} = 3 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse axiale moyenne	$\Delta < u_z >_{z,t} = 1{,}4 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse azimutale moyenne	$\Delta < v_\theta >_t = 8 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse radiale moyenne	$\Delta < u_r >_t = 1{,}2 * 10^{-2}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse axiale moyenne	$\Delta < u_z >_t = 5{,}7 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS azimutale (mouvement cohérent)	$\Delta < v'_\theta >_{z,t} = \pm 1{,}4 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS radiale (mouvement cohérent)	$\Delta < u'_r >_{z,t} = \pm 1{,}19 * 10^{-2}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS axiale (mouvement cohérent)	$\Delta < u'_z >_{z,t} = \pm 0{,}94 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS azimutale (mouvement aléatoire)	$\Delta < v''_\theta >_{z,t} = \pm 2{,}4 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS radiale (mouvement aléatoire)	$\Delta < u''_r >_{z,t} = \pm 1{,}5 * 10^{-2}\%\ V_i$
Erreur sur la vitesse RMS axiale (mouvement aléatoire)	$\Delta < u''_z >_{z,t} = \pm 5{,}21 * 10^{-3}\%\ V_i$
Erreur sur le flux radial de vitesse angulaire	$\Delta J_\omega = \pm 1{,}17 * 10^{-3}\ \%\ V_i^2 R_i^2$ $\Delta J_\omega = \pm 12{,}5\ \%\ J_\omega$

Tableau IV-4 : Erreurs de mesure aléatoire des statistiques des vitesses liée au banc d'essai S-PIV

Dans cette partie, nous avons décrit la méthode de post-traitement appliquée à la S-PIV et les différentes méthodes d'analyse statistique mises en œuvre. Il est nécessaire de caler le niveau de la troncature de la POD. Cela sera fait dans la section suivante qui est consacrée à la validation des profils radiaux des statistiques des 3 composantes de vitesse mesurées par S-PIV en monophasique.

3-1) Validation des méthodes de post-traitement et d'analyse

Afin de valider la méthode de post-traitement et d'analyse des mesures S-PIV, nous comparons nos mesures en monophasique pour une valeur du Reynolds (Re=2700) avec de précédentes études (PIV, LDV et DNS). Le Tableau IV-5 fait la liste des différentes études auxquelles nous pouvons nous référer, les nombres de Reynolds et la géométrie associés.

En 2014, dans le cadre de la thèse, avec un étudiant de master de l'université d'Hokkaido, nous avons réalisé sur le dispositif de l'IRENav, des mesures en PIV 2D2C en plan horizontal avec une résolution spatiale très fine. Ces mesures ont été réalisées à différentes positions axiales, ce qui a permis de reconstruire le champ (u_r,v_θ) dans le plan (r,z) pour l'écoulement monophasique. Les résultats de ces mesures ont été présentés au congrès ICTW 2015 (Ozaki et al., 2015). Le détail des essais est donné en annexe B.

Lors de l'étape de reconstruction par la POD, nous devons choisir le nombre de modes de la troncature. Pour cela, nous allons comparer trois différents cas où nous reconstruisons le signal à partir de la POD à différents niveaux d'énergie (95,6% d'énergie : POD 0-10, 99,5% d'énergie : POD 0-28 et 100% d'énergie : sans POD) aux résultats cités en référence (Tableau IV-5).

Nous commençons par la comparaison des profils radiaux de la vitesse moyenne, puis celle des profils radiaux des vitesses RMS, en moyenne globale axiale et temporelle. Puis nous comparons les profils radiaux obtenus à différentes positions axiales aux résultats de référence. Les barres d'erreurs sur les profils correspondent aux erreurs liées à la convergence statistique prise avec un intervalle de confiance de 95%.

	Type de mesures	Composantes mesurées	Reynolds	Géométrie
van Ruymbeke (thèse)	S-PIV	$v_\theta - u_r - u_z$	$R_e = 2700$	$\eta = 0{,}909$
Mehel (2008)	LDV	$v_\theta - u_z$ (normalisation par ν/d)	$R_e = 2466$	$\eta = 0{,}909$
Fokoua (2013)	PIV 2D2C Plan vertical (r,z)	$u_r - u_z$	$R_e = 2466$	$\eta = 0{,}909$
Ozaki (2015)	PIV 2D2C Plan horizontal (r,θ) A différentes positions axiales [Δz=0,15d]	$v_\theta - u_z$	$R_e = 2468$	$\eta = 0{,}909$
Chouippe (2012)	DNS	$v_\theta - u_r - u_z$	$R_e = 5000$	$\eta = 0{,}909$
Chouippe (2012)	DNS	$v_\theta - u_r - u_z$	$R_e = [1000 - 8000]$	$\eta = 0{,}5$

Tableau IV-5 : Tableau récapitulatif des études de référence pour la validation des méthodes de post-traitement et analyse de la S-PIV

3-2) Profils radiaux de vitesse moyenne

Les profils radiaux de vitesse moyennée dans la direction axiale et en temps sont présentés sur les figures suivantes pour les 3 composantes de vitesse et comparés à Ozaki (2015).

La Figure IV-9 a) montre les profils de la vitesse radiale. En théorie, la vitesse radiale moyennée sur une longueur d'onde axiale doit être nulle pour toutes les positions radiales. Dans le cas de la S-PIV, nous obtenons une valeur plus proche de zéro que dans le cas de la PIV horizontale, sauf en proche paroi à $0{,}13d$ des cylindres intérieur et extérieur.

La Figure IV-9 b) montre les profils de la vitesse axiale. Le cas sans traitement de la POD montre une inclinaison du profil. En théorie, on s'attend également à avoir la vitesse axiale moyennée sur une longueur d'onde axiale nulle pour toutes les positions radiales. Encore une fois, l'application de la POD permet de minimiser les valeurs de la vitesse axiale en moyenne et l'écart avec la théorie.

La Figure IV-9 c) montre les profils de la vitesse azimutale. Avec application de la POD, nous sommes en bon accord avec les mesures en plan horizontal, sauf pour les 2 premiers points de mesure en proche paroi du cylindre intérieur (r^*<-0,32).

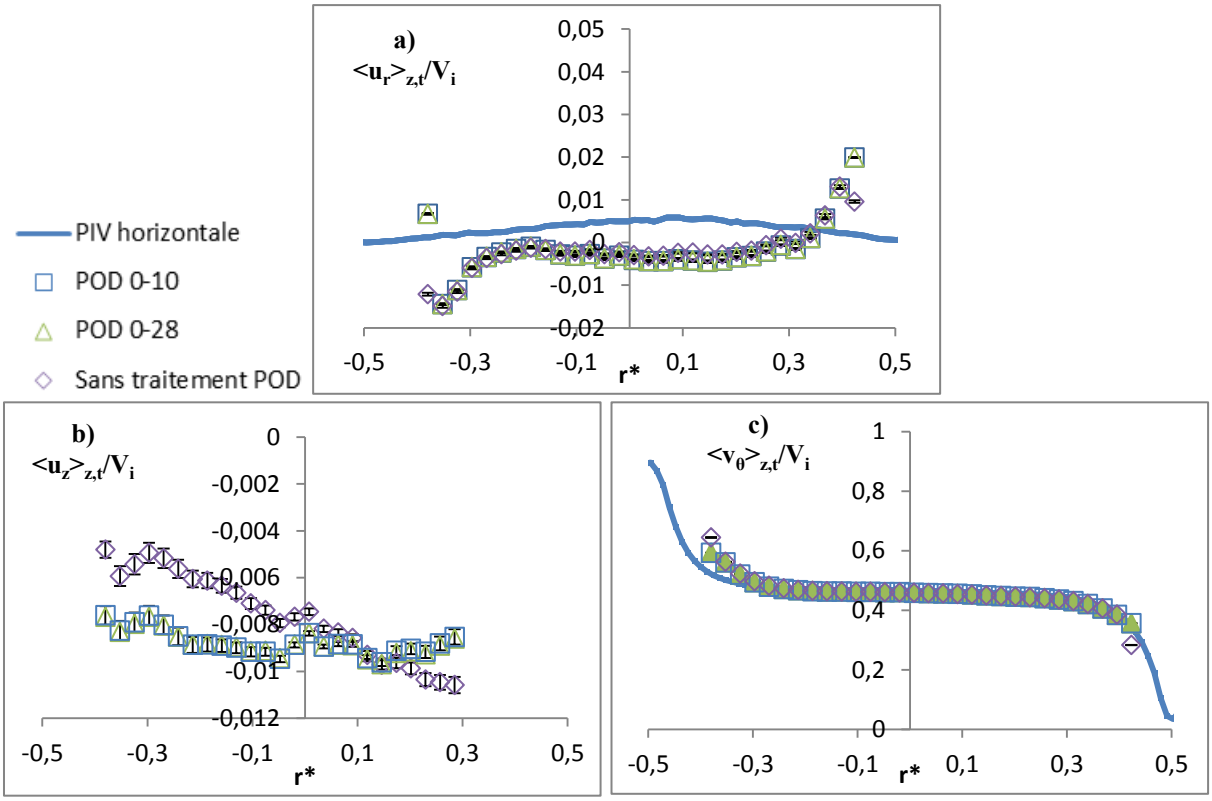


Figure IV-9 : Profils radiaux obtenus en monophasique à Re=2760 a) de la vitesse radiale moyenne b) de la vitesse axiale moyenne c) de la vitesse azimutale moyenne pour différents niveaux de troncature de la POD et comparaison à la PIV horizontale

3-3) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement cohérent)

Dans la gamme des nombres de Reynolds de notre étude, les profils radiaux de la vitesse RMS due au mouvement cohérent sont de loin les plus importants à examiner. En effet, ils indiquent la participation des cellules de Taylor à la turbulence. La PIV horizontale étant notre référence, nous pouvons en déduire la bonne valeur de la troncature en énergie pour l'utilisation de la POD.

- La Figure IV-10 a) montre les profils de la vitesse RMS radiale. Pour notre géométrie d'entrefer, on s'attend à avoir un profil symétrique avec un maximum en milieu d'entrefer et une diminution à proximité des cylindres (Chouippe, 2012). Par comparaison à la PIV horizontale, si aucun traitement POD n'est appliqué, la vitesse RMS radiale est légèrement surestimée en milieu d'entrefer, mais fortement surestimée près des cylindres. Le traitement POD tend à sous-estimer la vitesse RMS, mais les valeurs restent proches des valeurs obtenues en PIV horizontale. Même avec l'application de la POD, on note toujours une surestimation de la vitesse RMS radiale en proche paroi du cylindre intérieur, pour $r^* < -0{,}32$, mais elle est atténuée par la POD, d'autant plus que l'ordre de la troncature est faible (0-10).

-La Figure IV-10 b) montre les profils de la vitesse RMS axiale. Les tendances obtenues avec et sans POD sont similaires est en accord avec les tendances obtenues par Chouippe (2012). On retrouve bien

un profil symétrique avec des maxima de vitesse RMS axiale proche des cylindres. Pour Re=5000, Chouippe obtenait des maximas de 0,09V_i. Pour Re=2700, avec la S-PIV, nous obtenons des maximas de vitesse RMS axiale plus élevés que Chouippe (0,097V_i), mais ceci est cohérent avec une diminution du Reynolds par rapport à Chouippe. Le minimum de vitesse RMS axiale est légèrement décalé vers le cylindre extérieur (r*=0,035), c'est ce que l'on retrouve chez Chouippe pour une géométrie d'entrefer plus large. Sans traitement POD, le minimum est de 0,03V_i, en accord avec les résultats de Chouippe à Re=5000. Or on s'attend à une augmentation de ce minimum avec la diminution du Reynolds : le minimum de vitesse RMS axiale obtenu avec la POD (à 0,022V_i) paraît plus cohérent.

-La Figure IV-10 c) montre les profils de la vitesse RMS azimutale. En accord avec les simulations de Chouippe (2012) pour un entrefer mince, le profil est symétrique. Avec la POD, même si on observe une légère sous-estimation du minimum de la vitesse RMS en milieu d'entrefer, on a dans l'ensemble un bon accord avec le profil obtenu par PIV horizontale. Par contre, lorsqu'on n'applique pas la POD, la vitesse RMS en proche paroi du cylindre extérieur est trop atténuée.

Pour ce type de moyennage statistique, la meilleure adéquation entre les résultats S-PIV et les résultats en PIV horizontale est obtenue en appliquant la POD en prenant 99,5% de l'énergie, soit dans le cas présent, les 29 premiers modes (0-28).

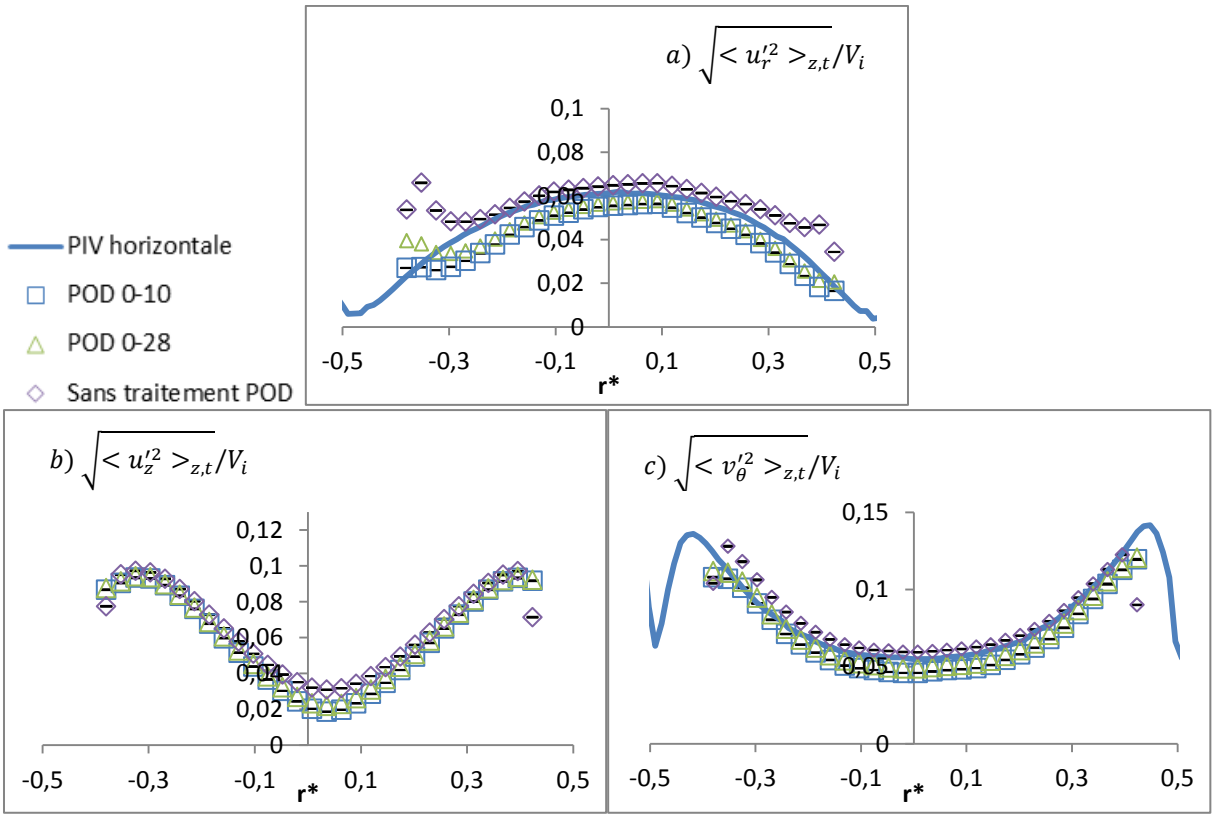


Figure IV-10 : Profils radiaux obtenus en monophasique à Re=2760 des vitesses rms (avec la contribution du mouvement cohérent) a) vitesse radiale b) vitesse axiale c) vitesse azimutale pour différents niveaux de troncature de la POD et comparaison à la PIV horizontale

3-4) Profils radiaux de la vitesse RMS (contribution du mouvement aléatoire)

Les profils radiaux de vitesse RMS due à la contribution du mouvement aléatoire, sans la contribution du mouvement cohérent, sont présentés sur les figures suivantes pour les 3 composantes de vitesse.

Pour l'ensemble des composantes de vitesse, sans traitement par POD la valeur RMS prend en compte le bruit de la mesure et est toujours surestimée par rapport aux valeurs de référence obtenues en PIV horizontale. Par exemple, pour la composante radiale de vitesse, sans POD, sa valeur RMS est surestimée de 45%. Par contre, lorsqu'on applique la POD, les composantes de vitesse RMS sont systématiquement sous-estimées, cela est d'autant plus vrai que l'ordre de la troncature diminue. La POD jusqu'à l'ordre 28 sous-estime la vitesse RMS de -21% pour la composante azimutale et -30% pour la composante radiale.

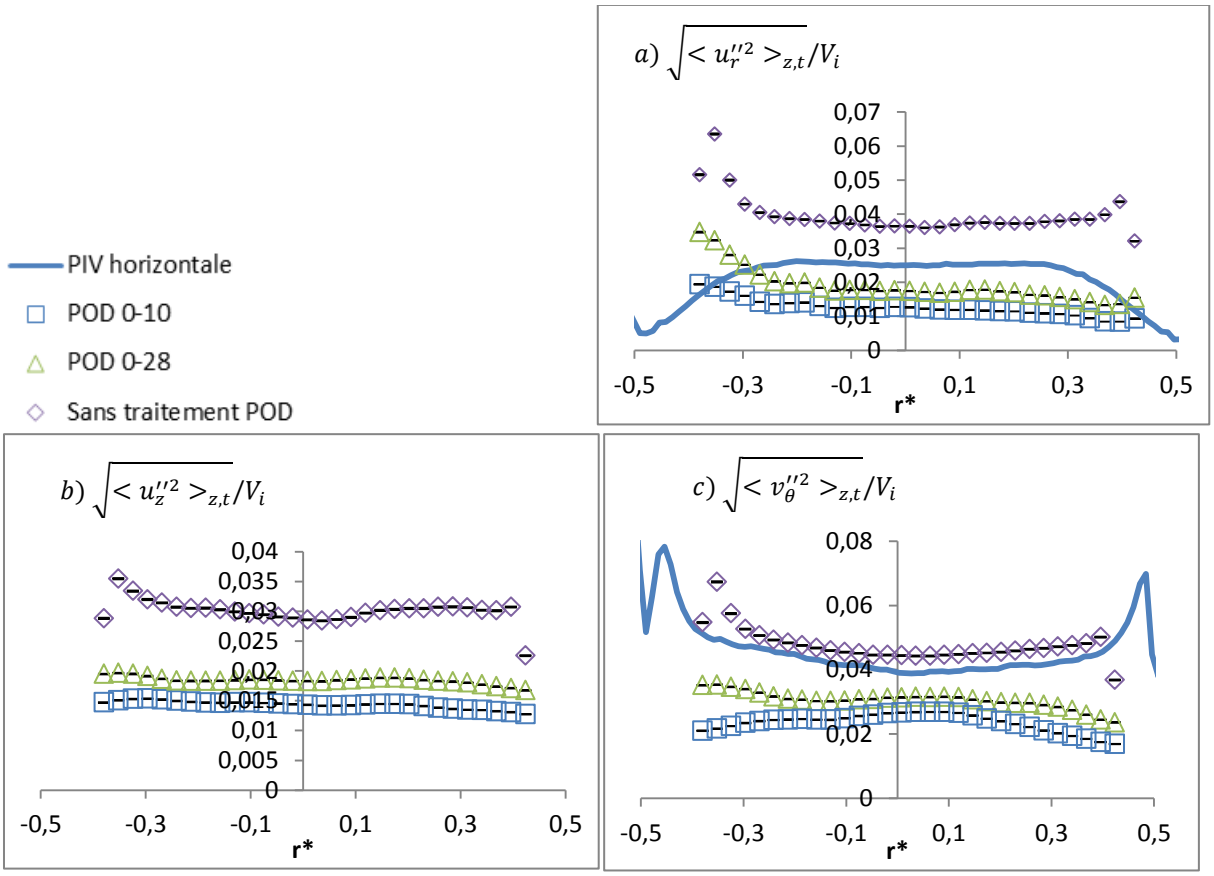


Figure IV-11: Profils radiaux obtenus en monophasique à Re=2760 des vitesses RMS (contribution du mouvement aléatoire sans la contribution du mouvement cohérent) a) vitesse radiale b) vitesse axiale c) vitesse azimutale pour différents niveaux de troncature de la POD et comparaison à la PIV horizontale

3-5) Profil radiaux du Nusselt Nu_ω

La Figure IV-12 compare le profil radial du Nusselt local (Nu_ω) calculé à partir du flux radial de la vitesse angulaire J_ω obtenu par PIV horizontale et nos résultats S-PIV. Entre les différentes méthodes de mesure, il n'existe pas de différence notable sur la valeur obtenue. Tout comme en PIV horizontale, pour $-0{,}3 \leq r^* \leq 0{,}3$, Nu_ω est bien invariant dans la direction radiale, mais il est sous-estimé, égal à 64% de la valeur de Nusselt global Nu, obtenu par la mesure du couple.

Le Nusselt calculé à partir du flux radial de vitesse angulaire est peu modifié avec la troncature de la POD. Néanmoins, l'application de la POD, en supprimant une partie du bruit de la mesure, permet d'avoir un meilleur accord avec les mesures en PIV 2D2C horizontale.

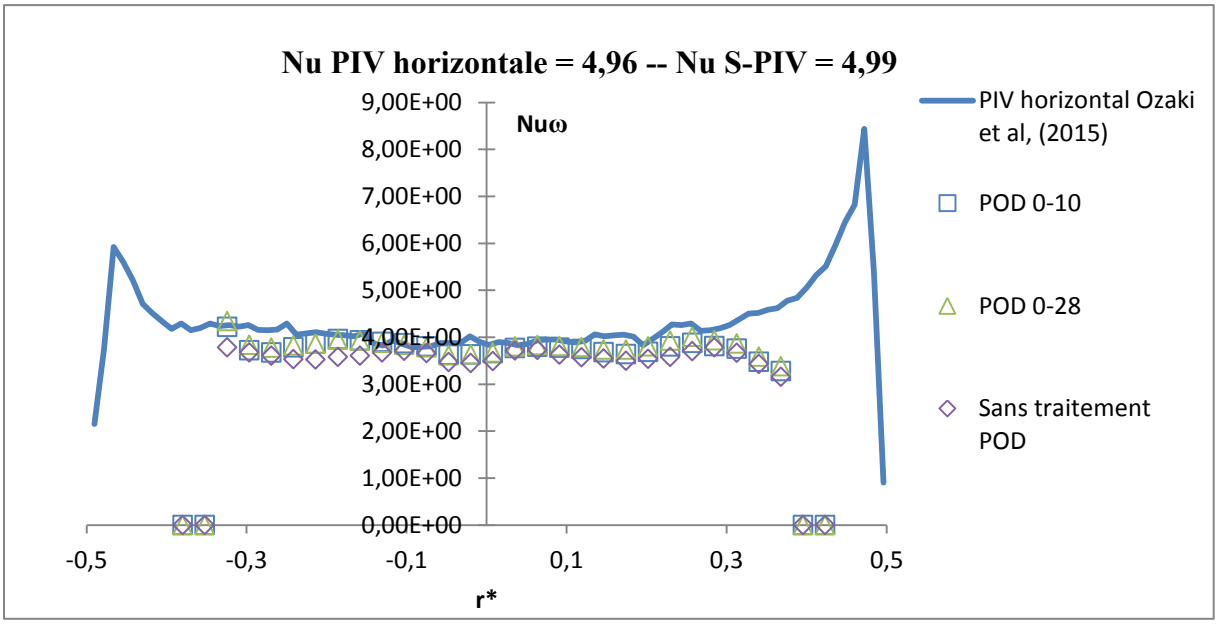


Figure IV-12 : Profil radial de Nu_ω obtenu en monophasique à Re=2760 pour différents niveaux de troncature de la POD et comparaison à la PIV horizontale

À partir de maintenant, toujours dans un souci de validation, seuls les résultats issus de la combinaison des champs de vitesse obtenus par POD jusqu'au mode à 99,5% d'énergie (POD : 0-28 pour le cas Re=2760 qui nous intéresse), seront présentés et discutés.

3-6) Influence de la position axiale

Dans cette partie, nous allons mettre en évidence l'influence de la position axiale (inflow, outflow et cœur de cellules) sur les profils radiaux de la vitesse moyenne et RMS. Les moyennes sont ici des moyennes temporelles uniquement. À titre de validation, on compare les résultats aux mesures obtenues en PIV horizontale par Ozaki (2015), aux mesures LDV de Mehel (2007) et aux mesures PIV en plan vertical de Fokoua (2013).

Les Figure IV-13, Figure IV-14 montrent les profils radiaux de la vitesse moyenne azimutale mesurée avec la S-PIV, extraits à différentes positions axiales. On remarque que :

- Les profils dans la zone de jet inflow sont en accord avec les profils obtenus en PIV horizontale, mais la vitesse azimutale y est légèrement sous-estimée par rapport aux mesures LDV.
- Les profils dans les cœurs de cellules ont une bonne concordance avec les profils obtenus par LDV sur toute la zone de mesure. Par contre, on observe un écart avec les profils mesurés en PIV horizontale.
- Les profils dans la zone de jet outflow sont en accord avec les profils obtenus en LDV, la vitesse azimutale reste cependant légèrement supérieure à celle obtenue en PIV horizontale.

Notons qu'en PIV horizontale, la résolution spatiale dans la direction axiale est moins bonne qu'en S-PIV et qu'en LDV, on a donc moins confiance dans la position d'extraction des profils pour cette méthode de mesure.

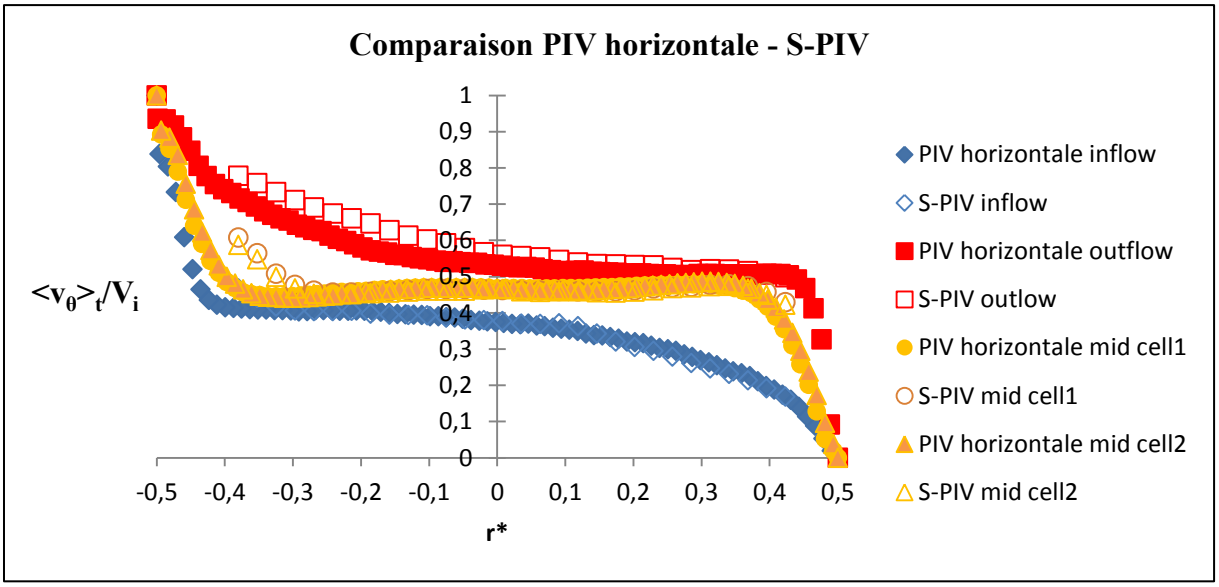


Figure IV-13 : Profils radiaux de la vitesse azimutale moyenne, obtenus en monophasique dans les zones de jets et cœur de cellule (Re=2700), comparaison avec les mesures PIV horizontale (Re=2468)

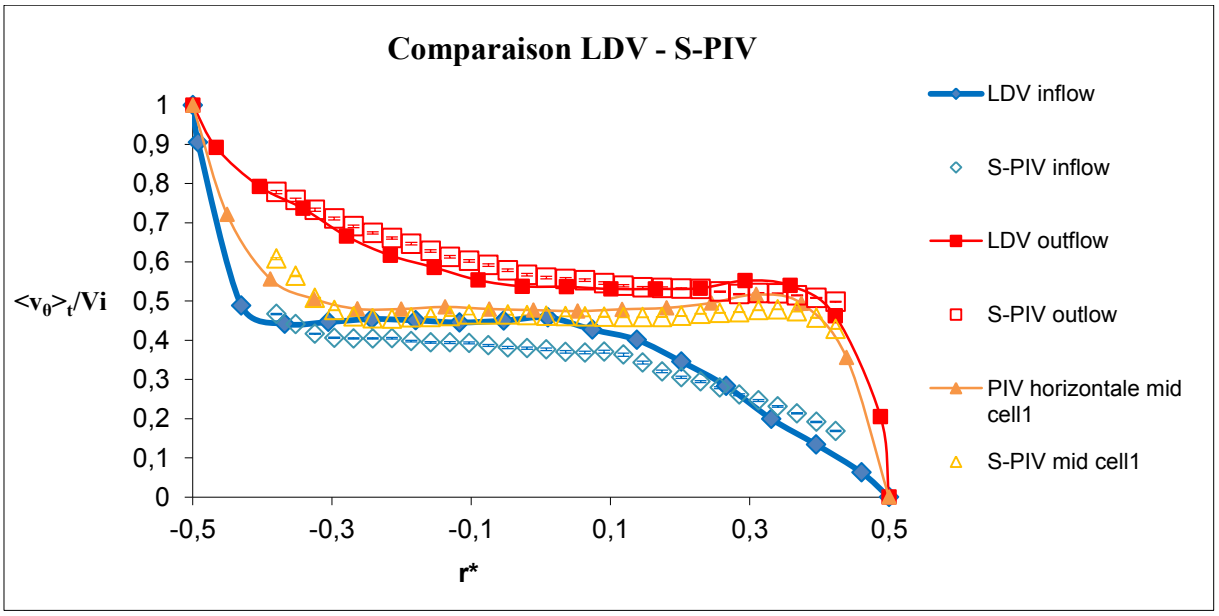


Figure IV-14 : Profils radiaux de la vitesse azimutale moyenne, obtenus en monophasique dans les zones de jets et cœur de cellule (Re=2760), comparaison avec les mesures LDV (Re=2466)

Figure IV-15 montre les profils radiaux de la vitesse radiale moyenne aux différentes positions axiales. Les mesures S-PIV sont en bon accord avec les mesures PIV en plan horizontal. La dissymétrie de la position radiale des maxima de vitesse radiale dans les jets est bien reproduite.

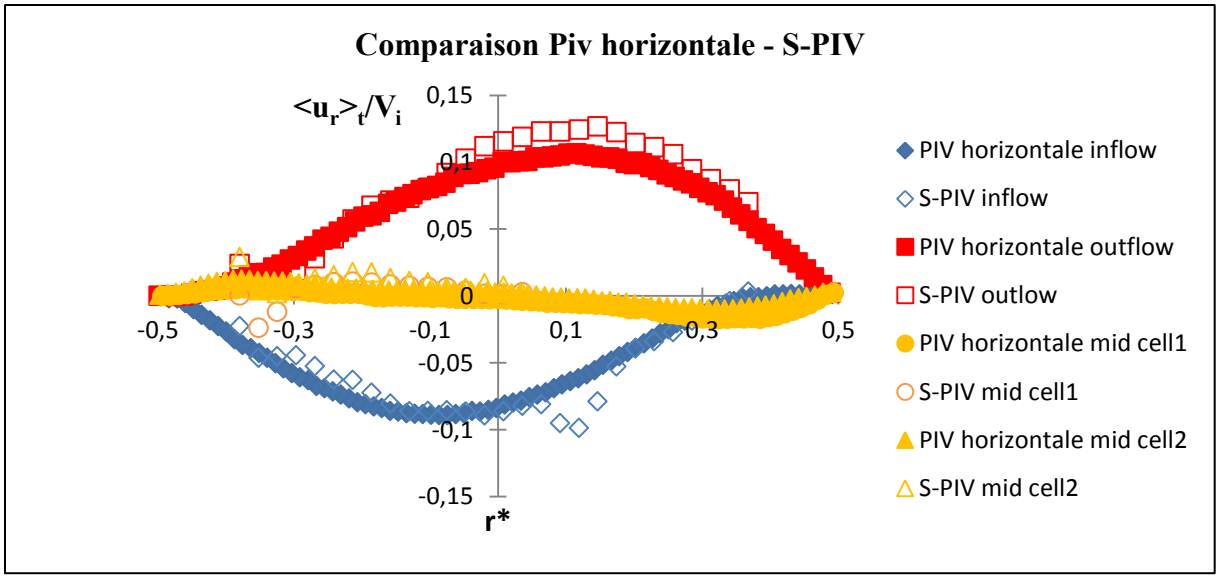


Figure IV-15 : Profils radiaux de la vitesse radiale moyenne, obtenus en monophasique dans les zones de jets et cœur de cellule (Re=2760), comparaison avec les mesures PIV horizontales (Re=2468)

Figure IV-16 montre les profils radiaux de la vitesse axiale moyenne, extraits au cœur des cellules contrarotatives (cell1, cell2), et la comparaison avec les mesures LDV et PIV en plan vertical. Les profils obtenus par S-PIV dans cell2 sont en meilleur accord avec les profils de PIV verticale. Pour la cell1, les mesures S-PIV sont en meilleur accord avec les mesures obtenues par LDV.

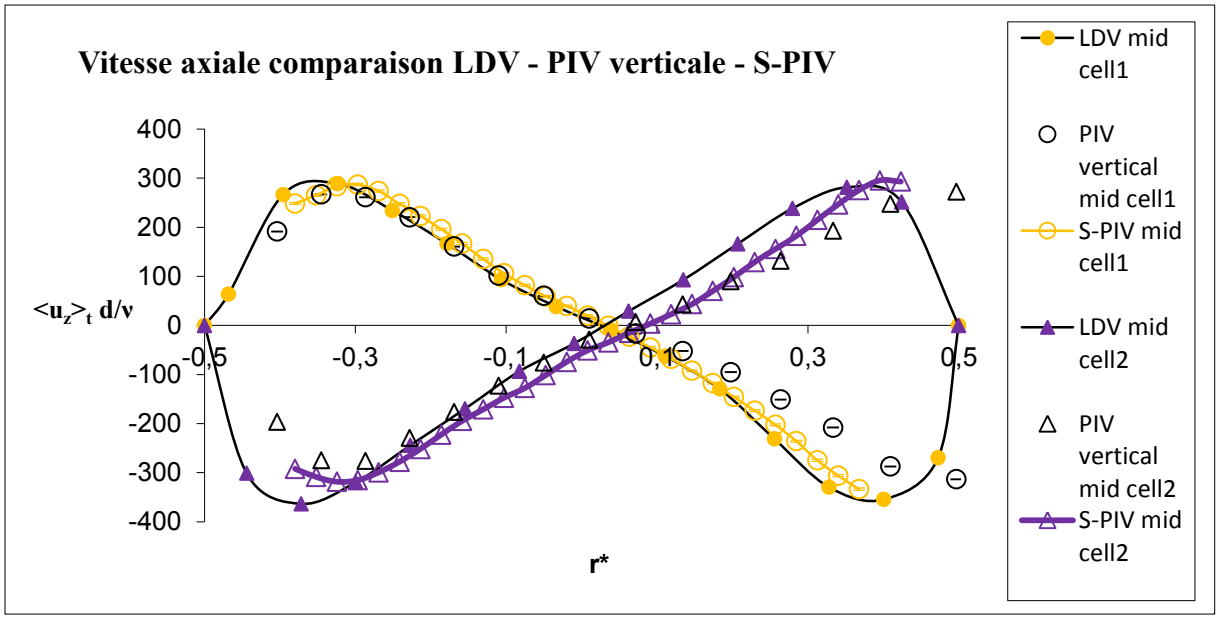


Figure IV-16: : Profils radiaux de la vitesse axiale moyenne, obtenus en monophasique dans les cœurs de cellule (Re=2760). Comparaison avec les mesures PIV verticale et LDV (Re=2466)

Les Figure IV-17 et Figure IV-18 montrent les profils radiaux à différentes positions axiales de la vitesse RMS pour la composante azimutale et la composante radiale respectivement. On s'intéresse ici à la contribution de la turbulence aléatoire uniquement. On compare les résultats de la S-PIV aux mesures LDV de Mehel (2007). De manière générale, la technique PIV sous-estime les vitesses RMS induites par le mouvement aléatoire, par rapport à la technique LDV, très ponctuelle. Ici en rajoutant à la S-PIV un post traitement par décomposition POD, on sous-estime encore plus les vitesses RMS. En

milieu d'entrefer, par rapport à la LDV, on relève -32% sur la vitesse RMS axiale et azimutale dans les jets et approximativement 2 fois plus dans les zones de cœur de cellules. Les vitesses RMS dues au mouvement fluctuant aléatoire sont plus importantes dans les zones de jets qu'en cœur de cellule. Ce ratio est correctement conservé avec les mesures S-PIV, en accord avec les mesures LDV.

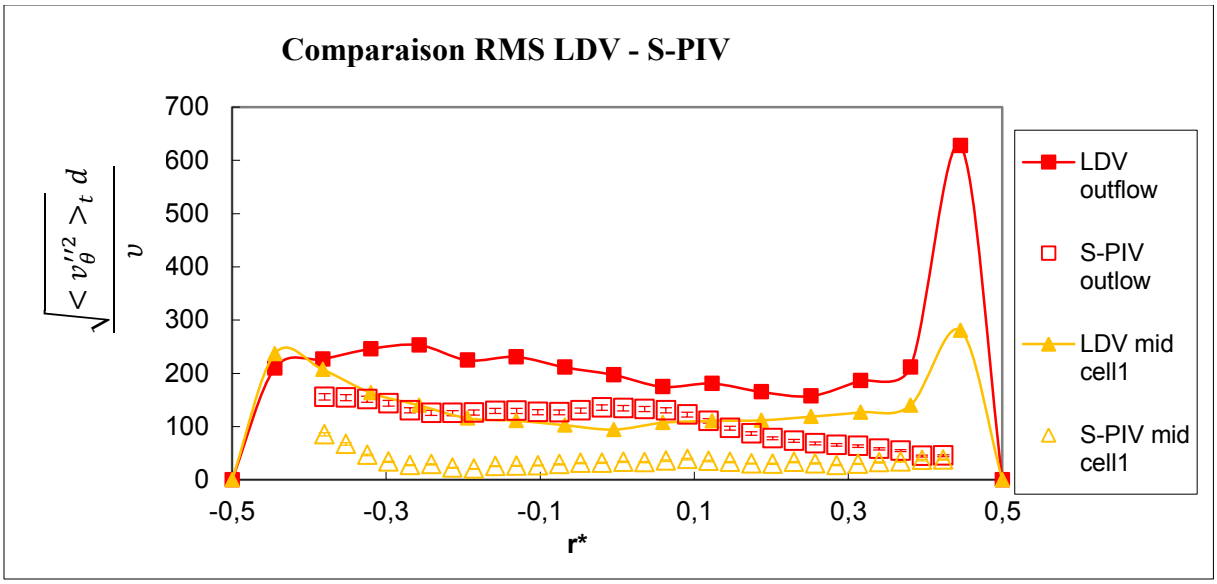


Figure IV-17 : Profils radiaux de la vitesse RMS azimutale obtenus en monophasique à différentes positions axiales (Re=2760). Comparaison avec les mesures LDV (Re=2466)

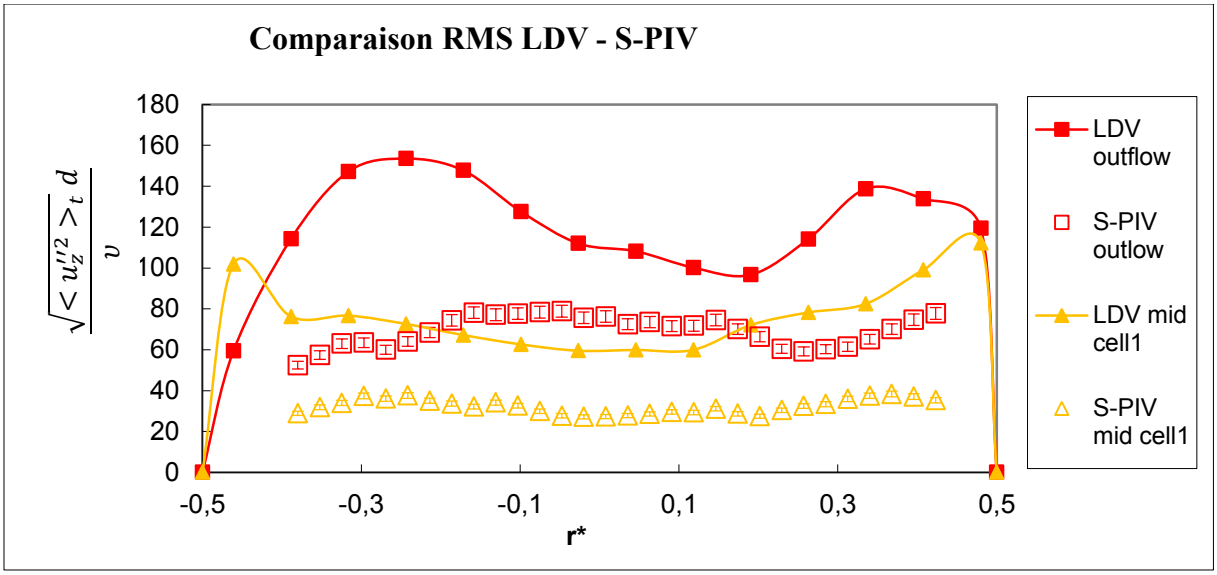


Figure IV-18: Profils radiaux de la vitesse RMS axiale obtenus en monophasique à différentes positions axiales (Re=2700). Comparaison avec les mesures LDV (Re=2466)

3-7) Conclusion

La reconstruction du champ de vitesse par POD est un élément important du processus de traitement. Elle permet de lisser les valeurs enlevant les éléments de vitesse liés au bruit de la mesure. Nous avons calé le niveau énergétique de la troncature de la reconstruction POD, en cherchant à valider les profils de vitesse obtenus par S-PIV par comparaison à des résultats d'études antérieures. En prenant 99,5% de l'énergie globale du signal, les statistiques qui caractérisent la turbulence du mouvement cohérent

sont en en bon accord avec les résultats obtenus par PIV horizontale (Ozaki, 2015). Par contre l'énergie cinétique turbulente induite par le mouvement aléatoire sera systématiquement sous-estimée.

IV-4) Influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement monophasique

Nous présentons et discutons dans cette section l'influence du nombre de Reynolds sur les profils radiaux des 3 composantes de vitesses et sur les caractéristiques des cellules de Taylor.

4-1) Profils radiaux

Les barres d'erreurs présentées sur les différents profils radiaux montrent uniquement les erreurs de convergence statistique prise sur un intervalle de confiance de 95%. La Figure IV-19 a) et Figure IV-19 b) montrent les profils radiaux des vitesses radiales et axiales moyennes normalisées pour 3 Reynolds différents. La moyenne axiale et temporelle de ces 2 composantes de vitesse reste proche de zéro dans tout l'entrefer, valeur attendue, quel que soit le Reynolds. L'écart observé est lié à l'erreur d'alignement du laser (cf. Chapitre III). Figure IV-19 c) montre les profils radiaux de la vitesse azimutale moyenne normalisée pour les 3 Reynolds.

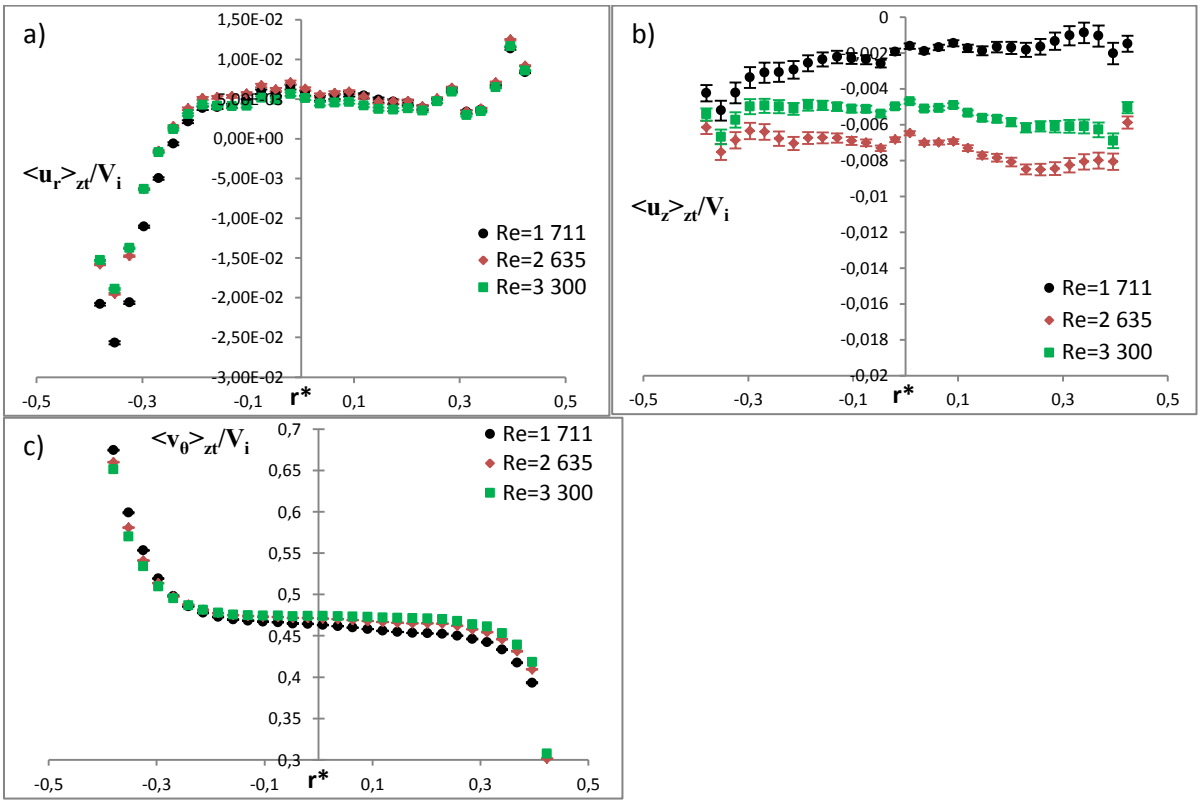


Figure IV-19: Influence du Reynolds en monophasique sur les profils radiaux des 3 composantes de vitesse moyenne : a) radiale b) axiale c) azimutale

L'augmentation du nombre de Reynolds montre une augmentation du gradient en proche paroi du cylindre intérieur et en proche paroi du cylindre extérieur avec une réduction de l'épaisseur de la couche limite en proche paroi, ce résultat est en accord avec Ostilla et al., (2013). Avec le développement de la turbulence, l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne un aplatissement du profil de vitesse azimutale en milieu d'entrefer (plateau) et un élargissement de ce plateau. Pour Re =

3300, nous obtenons une valeur du plateau de vitesse azimutale $V_\theta = 0{,}47V_i$, cette valeur est proche de Chouippe (2012) ($V_\theta = 0{,}5V_i$) pour un Reynolds de 5000 dans la même configuration géométrique.

Les Figure IV-20 a-c-e) montrent les profils radiaux des valeurs RMS normalisées des 3 composantes de vitesse pour les 3 Reynolds. Ces valeurs RMS prennent en compte la contribution du mouvement cohérent. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution des valeurs RMS normalisées pour les 3 composantes de vitesse, cela montre une diminution de la contribution du mouvement cohérent à la turbulence. Chouippe (2012) a obtenu un résultat similaire pour un entrefer large (η=0,5). Pour la vitesse radiale, la réduction tend à se faire en milieu d'entrefer. Pour la vitesse axiale, on a une réduction préférentiellement lorsque l'on se rapproche des bords du cylindre intérieur et extérieur. Pour la vitesse azimutale, la réduction est observée sur toute la largeur d'entrefer de manière équivalente.

Les Figure IV-20 b-d-f) montrent pour les 3 Reynolds les profils radiaux des valeurs RMS, des 3 composantes de vitesses respectivement, induites par le mouvement aléatoire. On n'observe pas de variation significative des valeurs RMS normalisées des vitesses radiales et axiales avec le nombre de Reynolds pour la gamme de Reynolds analysée ici [1700-3300]. Par contre, on note une légère réduction de la valeur RMS de la composante azimutale lorsque l'on augmente le Reynolds. Chouippe (2012) a également observé cette tendance pour une gamme de Reynolds entre 5000 et 8000 en entrefer large (η=0,5).

Pour toutes les composantes de vitesse, la comparaison des vitesses RMS pour les 2 types de prise de moyenne montre évidemment que la fluctuation de vitesse u' qui tient compte à la fois de la contribution du mouvement cohérent des cellules et du mouvement aléatoire est supérieure à plus petite échelle est supérieure à la fluctuation de vitesse u'' qui ne tient compte que de la contribution du mouvement aléatoire.

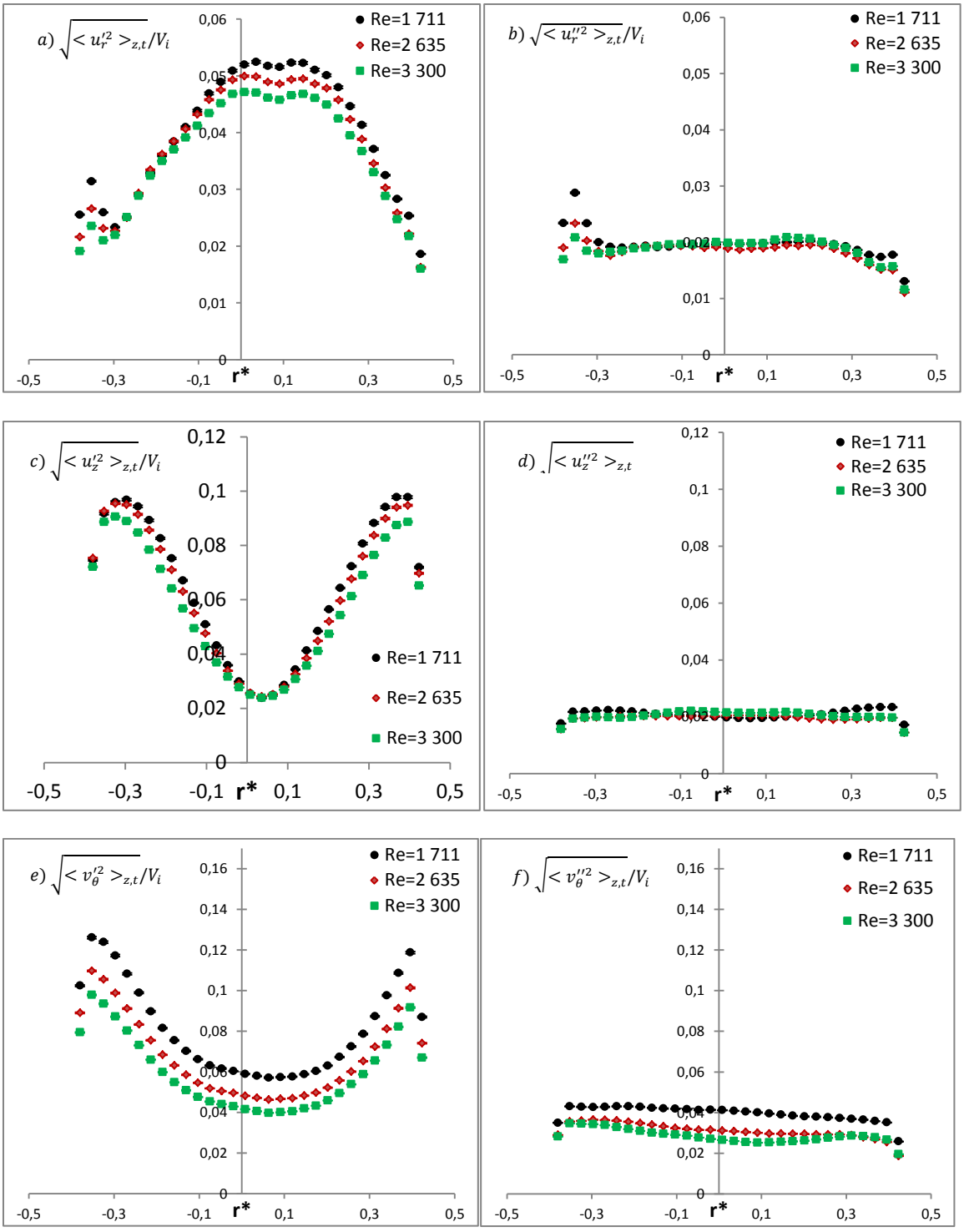


Figure IV-20 : Influence du Reynolds en monophasique sur les profils radiaux des 3 composantes de vitesse RMS pour les deux types de moyennes statistiques

La Figure IV-21 montre les profils radiaux du Nu_ω pour 3 Reynolds. Les profils forment un plateau entre $-0{,}26 \leq r^* \leq 0{,}28$. L'augmentation du Nu_ω avec le nombre de Reynolds correspond bien à l'augmentation du frottement de paroi et du couple visqueux exercés sur les cylindres du fait de l'augmentation de vitesse de rotation du cylindre intérieur et du développement de la turbulence.

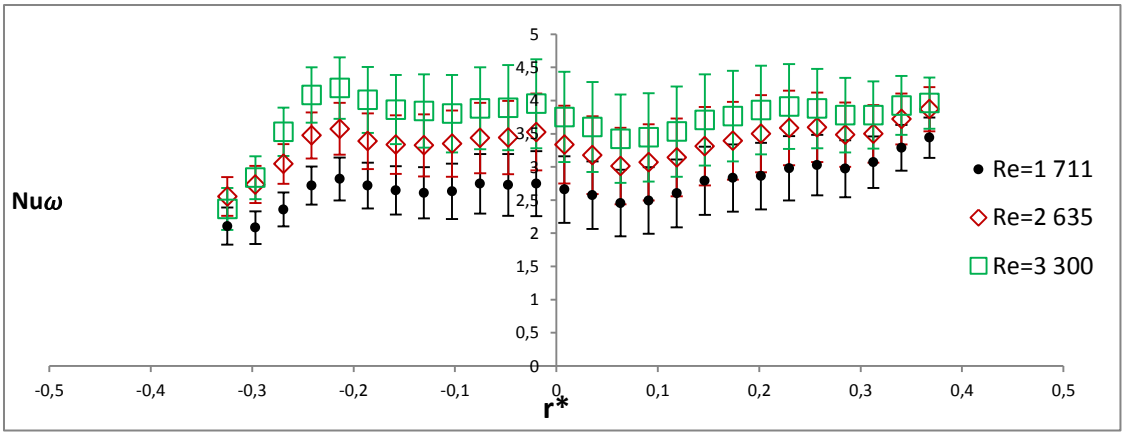


Figure IV-21 : Influence du Reynolds en monophasique sur le profil radial de Nuω

La Figure IV-22 montre l'évolution en fonction du nombre de Reynolds du Nusselt Nu_ω calculé à partir du flux radial de vitesse angulaire et relevé en milieu d'entrefer. Pour la gamme de Reynolds réduite qui nous intéresse entre 2000 et 4000, Nu_ω suit une loi quasi linéaire avec le Nombre de Reynolds.

Le rapport entre le nombre de Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer Nu_w et le nombre de Nusselt global Nu obtenu par la mesure du couple sur le cylindre intérieur, est présenté Figure IV-22 b). Pour une faible valeur de Reynolds (Re=1700), le ratio entre les deux est de 0,75, le régime monophasique est alors MWVF. Au-delà de ce Reynolds, pour les régimes de TN et TTVF, le ratio chute entre [0,66 – 0,7]. Ce ratio est inférieur à la valeur théorique de 1 attendue en monophasique, car nous sous-estimons les valeurs des fluctuations de vitesse du mouvement aléatoire par la méthode de la S-PIV. Elles sont d'autant plus sous-estimées que la turbulence se développe vers les petites échelles.

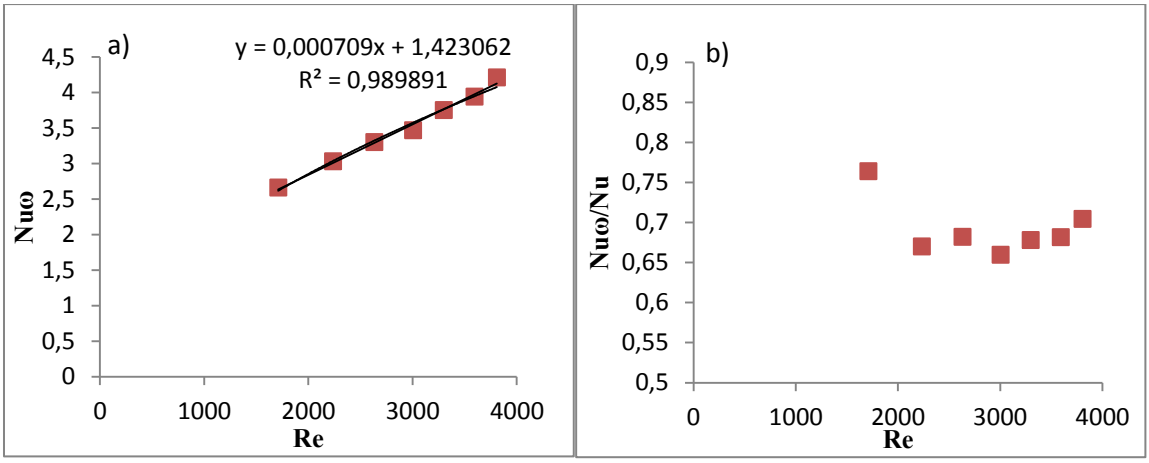


Figure IV-22 : Influence du Reynolds en monophasique sur Nu_w en milieu d'entrefer : a) $Nu_\omega(Re)$ b) Ratio entre le Nusselt local et le Nusselt global $Nu_\omega/Nu(Re)$

4-2) Caractéristiques des cellules de Taylor

Dans cette section, les barres d'erreurs sur les graphiques correspondent au cumul de l'erreur de convergence statistique, des erreurs aléatoires et de l'erreur systématique de la mesure.

La Figure IV-23 a) montre l'évolution de la taille de cellules en fonction du nombre de Reynolds, nous rappelons que les cellules cell1 sont les cellules à vorticité positive (sens anti-horaire) et cell2 à vorticité négative (sens horaire). Les écarts entre les tailles des cellules sont de l'ordre de grandeur de l'erreur de mesure. Figure IV-23 b) montre l'évolution de la longueur d'onde en fonction du nombre de Reynolds, nous observons une tendance à l'augmentation de la longueur d'onde, pour $Re < 2300$, $\lambda \approx 3d$ et pour $Re > 2300$, $\lambda \approx 3{,}1d$. On note le bon accord de la longueur d'onde axiale calculée à partir de la taille des 2 cellules et basée sur la délimitation par les jets avec les valeurs de la longueur d'onde obtenues par intercorrélation spatiale axiale du champ de vitesse mesuré par PIV verticale chez Fokoua (2013) et de la vitesse axiale mesurée par LDV (Mehel, 2006).

Les Figure IV-24 a) et b) montrent l'évolution avec le Reynolds des extrema de la vitesse axiale adimensionnée les extrema de vitesse axiale sont récupérés sur la cellule à vorticité positive puis moyennée en temps. La vitesse axiale négative, vitesse mesurée en proche paroi du cylindre intérieur est plus importante que la vitesse axiale positive mesurée en proche paroi du cylindre extérieur. La vitesse axiale des cellules adimensionnée par d/ν (Figure IV-24 a)) est comparée aux résultats de Fokoua (2013). Nous obtenons une valeur moyenne maximale de la vitesse axiale 20% à 30% supérieures aux résultats obtenus par Fokoua en PIV verticale. Cependant, il est à noter que chez Fokoua, la procédure de calcul statistique était différente, elle est basée sur les extrema du champ de vitesse moyenné en temps et ne permet pas de récupérer la valeur maximale instantanée qui peut être localisée à une position radiale différente à différents pas de temps. La vitesse axiale des cellules adimensionnée par V_i (Figure IV-24 b)) est comparée aux résultats de Chouippe (2012) pour 2 valeurs du Reynolds et la même géométrie. On observe un bon accord avec Chouippe du maxima de vitesse négative.

La Figure IV-25 montre l'évolution avec le nombre de Reynolds des extrema de la vitesse radiale, qui correspondent à l'intensité des jets inflow/outflow, On compare la vitesse radiale normalisée par V_i à celle obtenue par Chouippe pour 2 valeurs du Reynolds. Comme chez Chouippe dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse, nous n'observons pas de variation significative avec le Reynolds de la vitesse radiale normalisée. La vitesse radiale négative (jet inflow) tend à être inférieure de 15% par rapport à la vitesse radiale maximale moyenne dans le jet outflow. En monophasique, Fokoua(2012) a relevé pour $Re = 2466$ une dissymétrie de l'intensité des jets de 20%, cette dissymétrie est attribuée à un jet inflow plus large que le jet outflow.

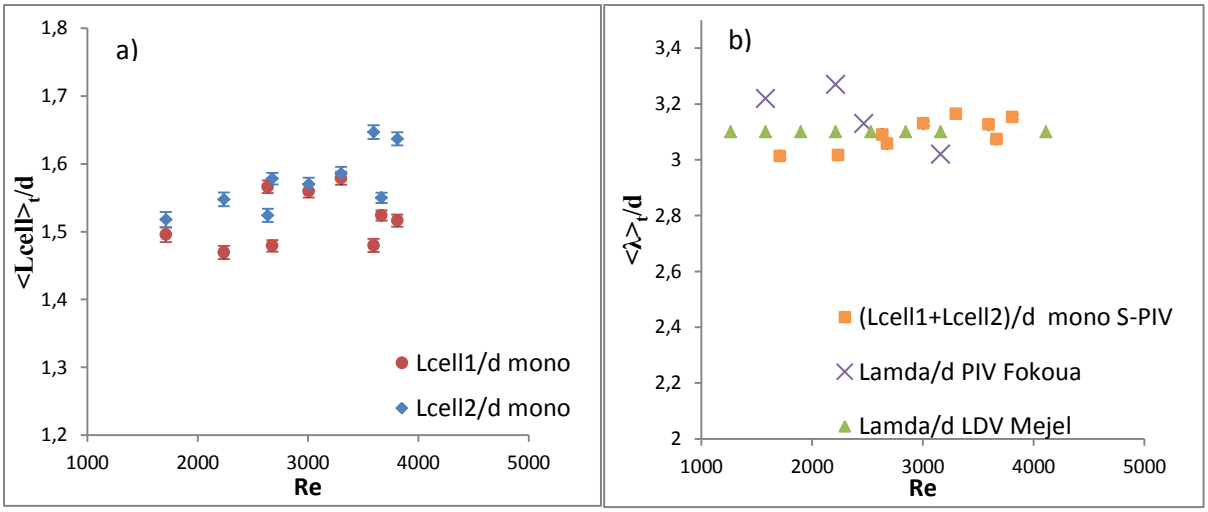


Figure IV-23 : Influence du Reynolds en monophasique sur : a) la taille adimentionelle des cellules, b) la longueur d'onde

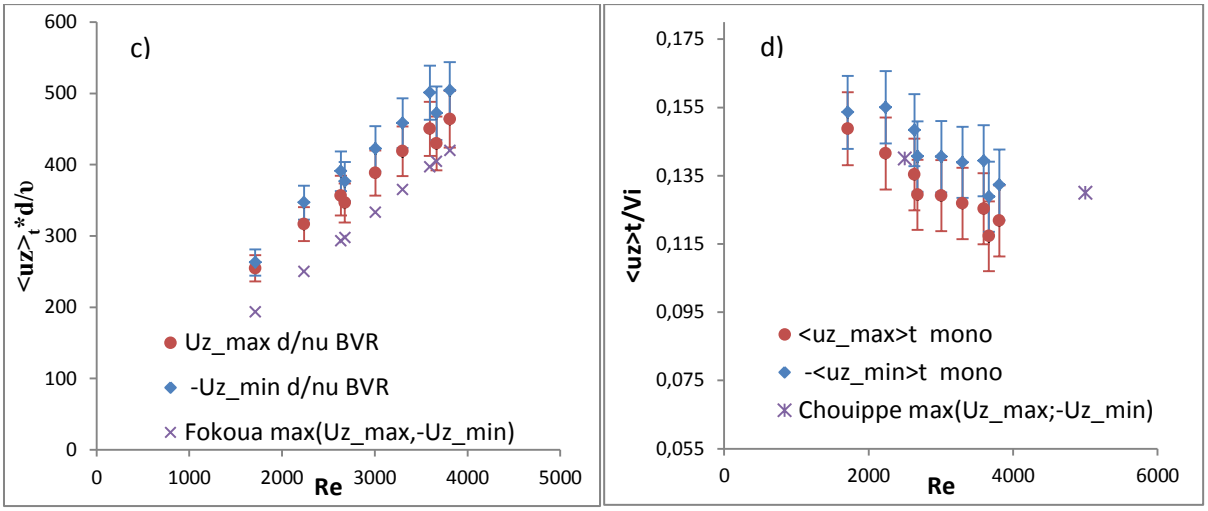


Figure IV-24 : Influence du Reynolds en monophasique sur les extrema de la vitesse axiale dans les cellules a) normalisation par ν/d des extremas de vitesse axiale dans la cellule à vorticité positive et comparaison à Fokoua (2013), b) normalisation par V_i et comparaison à Chouippe (2012)

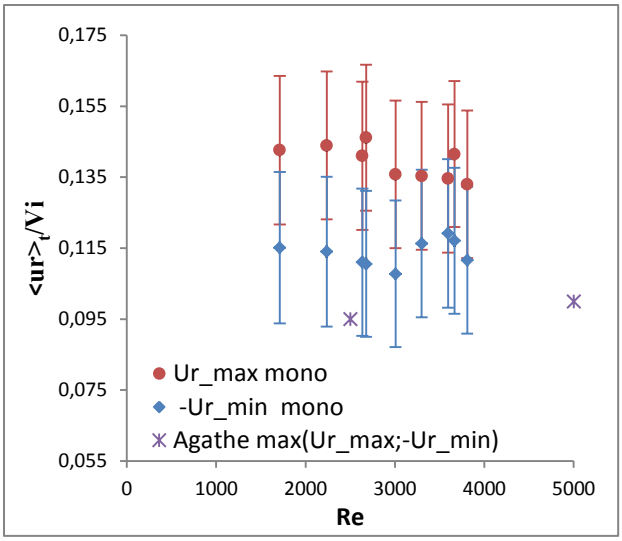


Figure IV-25 : Influence du Reynolds en monophasique sur les extrema de la vitesse radiale dans les jets et comparaison à Chouippe (2012)

La vorticité et la circulation adimensionnelle (Figure IV-26) tendent à diminuer avec l'augmentation du Reynolds en suivant l'évolution des extrema de la vitesse axiale, c'est en accord avec une perte d'intensité relative des cellules de Taylor avec le développement de la turbulence. Les disparités entre les deux cellules sont comprises dans l'erreur de mesure.

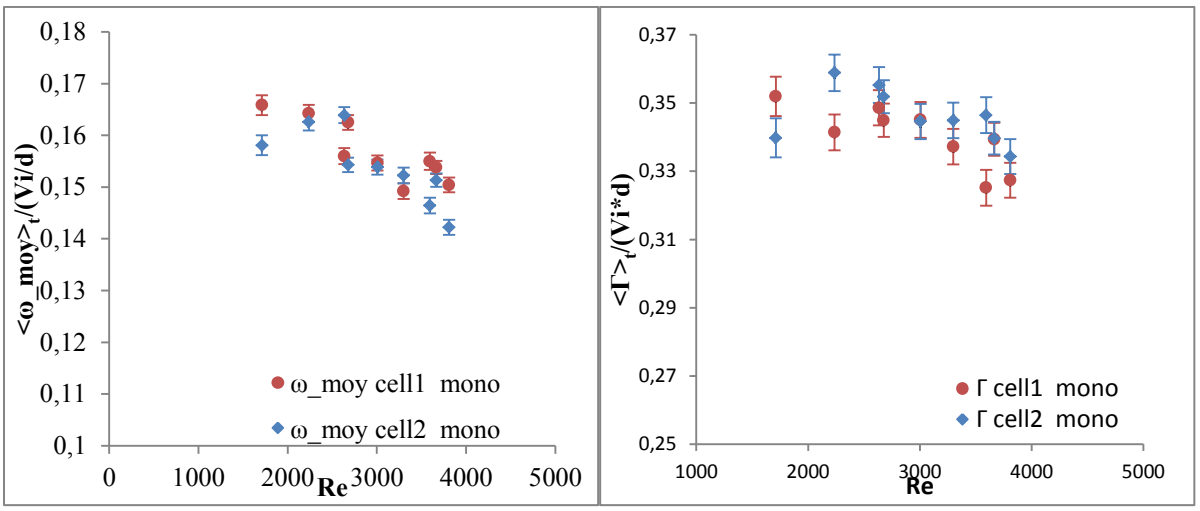


Figure IV-26 : Influence du Reynolds en monophasique sur : a) la vorticité adimensionnelle b) la circulation adimensionnelle

4-3) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode de traitement et d'analyse des mesures S-PIV. Nous procédons à une décomposition du champ de vitesse par la méthode POD, et une reconstruction du champ basé sur 99,5% de l'énergie. La mise en place d'une procédure de séparation des cellules de Taylor par la détection des jets en suivant la courbure des lignes de courant a été nécessaire pour caractériser les cellules contra-rotatives. La mise en place de cette procédure a été compliquée, car nous avons fait en sorte de généraliser les critères aux écoulements monophasique et diphasiques (plus compliqués). Aux champs de vitesse 3 composantes issus de la S-PIV et de la reconstruction POD, nous avons appliqué 2 types d'analyse statistique pour séparer la contribution de la turbulence aléatoire de la contribution de la turbulence du mouvement cohérent induit par les cellules. Nous avons pu valider nos mesures monophasiques en les comparants à de précédentes études LDV, PIV verticale, PIV horizontale effectués sur le même banc d'essai et DNS. Les comparaisons ont été effectuées pour un même nombre de Reynolds (Re≈2500) et à différentes positions de l'écoulement (jets, cœurs de cellules).

Si la méthode S-PIV associée à la méthode de traitement POD permet une mesure quantitative correcte des fluctuations de vitesse liées à la turbulence du mouvement cohérent, elle sous-estime de manière significative les fluctuations de vitesse liées à la turbulence aléatoire. Cependant, nous avons montré que la méthode reproduit qualitativement bien l'évolution radiale et l'évolution avec le Reynolds des fluctuations de vitesse du mouvement aléatoire pour les 3 composantes radiales, axiale et azimutale. Les données S-PIV monophasiques nous serviront de référence pour les comparaisons avec les mesures diphasiques.

Dans le chapitre suivant, nous décrirons les différents régimes diphasiques existants pour différents nombres de Reynolds et pour différents débits. Nous caractériserons la transition vers un régime chaotique.

V. Analyse des régimes d'écoulement diphasique et des transitions, études des défauts _ 90

V-1) Motifs de l'écoulement diphasique _____ 91

1-1) Prétraitement des diagrammes spatiotemporel _____ 91

1-2) Mise en évidence des différents motifs diphasiques et régimes diphasiques _____ 93

a) Mélange à 40% _____ 93

b) Mélange à 65% _____ 96

1-3) Discrimination des régimes par autocorrélation et FFT _____ 99

V-2) Défauts d'onde _____ 106

2-1) Théorie des défauts _____ 106

2-2) Démodulation complexe _____ 107

2-3) Détection des défauts du signal _____ 112

2-4) Méthode d'analyse des défauts _____ 114

2-5) Nombre de défauts _____ 114

2-6) Evolution des défauts : du chaos des défauts vers le chaos développé _____ 120

V-3) Discussion et conclusion _____ 124

V. Analyse des régimes d'écoulement diphasique et des transitions, études des défauts

Dans ce chapitre, nous présentons les différents régimes diphasiques de Taylor-Couette pour deux mélanges en eau et en glycérine à 65% et à 40%. La gamme des nombres de Reynolds Re varie entre 1360 et 43400 tandis que le débit d'air injecté Q_g varie ente 24 ml/min et 800 ml/min. La gamme des valeurs de Re exploré correspond aux régimes de TN et de TTVF. La gamme des nombres de Reynolds, des débits et de taux de vide alpha(%) correspondant par mélange est récapitulée dans le tableau V-I. On a également reporté la gamme de vitesse de bulles et de Reynolds de bulles, car elles sont très différentes pour les 2 mélanges considérés.

Mélange	65%	40%
Gammes des débits étudiés	[30 – 800] ml/min	[24 – 99,2] ml/min
Gamme du paramètre alpha(%)	$[1,3x10^{-3} – 6,68x10^{-2}]$ (%)	$[8,29x10^{-4} - 4,5x10^{-3}]$ (%)
Gamme de Reynolds Re	[2200 – 6510]	[8080 – 43400]
Gamme de vitesse de bulles V_b	[0,038 m/s - 0,062 m/s]	[0,106 m/s - 0,195 m/s]
Gamme de Reynolds de bulles $Re_b=V_b\, d_b/\nu$	[3,9 - 9,1]	[44,4 – 198,5]
Temps d'acquisition (seconde)	42s	42s

Tableau V-1 : Paramètres des expériences réalisées des écoulements diphasiques de Taylor-Couette.

Pour étudier la dynamique spatiotemporelle de la structuration de l'écoulement diphasique, l'écoulement est visualisé dans le plan (θ,z) sur une hauteur d'une dizaine de longueurs d'onde axiales à l'aide d'une caméra haute fréquence. (cf. Tableau III-7 (du Chapitre III))

L'écoulement diphasique de Taylor-Couette est le résultat de la compétition entre la force de gravité due à la différence de densités des bulles d'air et du liquide et la force de capture des bulles d'air par les structures tourbillonnaires de Taylor (Chouippe, 2012, Fokoua, 2014). Aussi, la mise en évidence des régimes diphasiques est assurée grâce à la capture des bulles par les structures tourbillonnaires de la phase liquide.

Dans une première partie, les diagrammes spatiotemporels ainsi que l'autocorrélation et leur spectre de Fourrier sont analysés afin de mettre en évidence différents motifs et différents régimes de l'écoulement diphasique. Pour certains régimes, on observe l'existence de défauts ponctuels (fusion ou dislocation des structures tourbillonnaires, Figure V-1). Ils sont observés lorsque deux vortex fusionnent ou au contraire lorsqu'un vortex subit une dislocation.

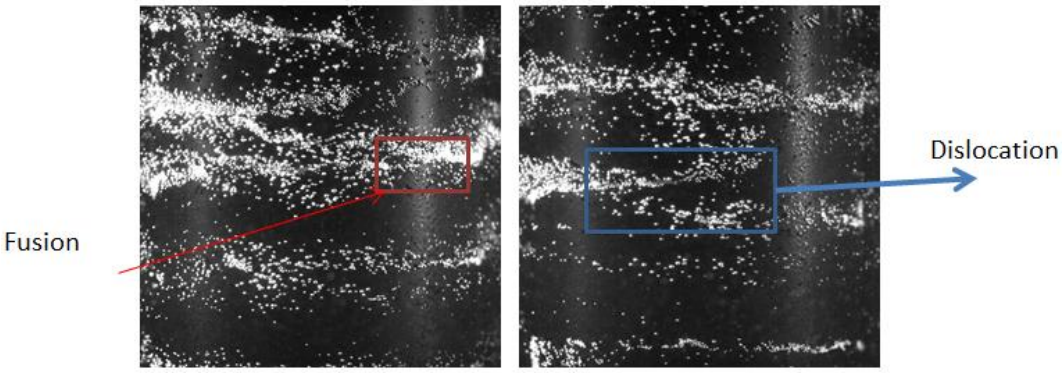


Figure V-1 : Images vues de face de défauts : a) cas de fusion de deux tourbillons, b) cas de dislocation d'un tourbillon issue de van Ruymbeke (2015)

Dans un deuxième temps, l'objectif de ce chapitre est de quantifier statistiquement les propriétés spatiotemporelles de ces défauts en fonction du paramètre de contrôle alpha et d'analyser les résultats dans le cadre de la théorie des équations complexes de Ginzburg-Landau. La technique de la démodulation complexe est appliquée sur les diagrammes spatiotemporels pour mesurer le nombre de défauts, la durée de vie d'un défaut, le temps et la distance séparant deux défauts successifs.

V-1) Motifs de l'écoulement diphasique

1-1) Prétraitement des diagrammes spatiotemporel

La caméra enregistre l'intensité réfléchie par les bulles d'air I(x,z,t) (Figure V-2) en niveau de gris sur 8 bits. Nous avons choisi de sélectionner la position radiale correspondant au milieu de l'image et de relever l'évolution dans le temps des profils axiaux de l'intensité lumineuse I(z). La superposition chronologique de ces profils donne un diagramme spatiotemporel I(z,t) (Figure V-2).

L'image spatiotemporelle de la Figure V-2 présente des zones diphasiques de capture des bulles d'air par les structures tourbillonnaires caractérisées par une forte intensité (couleur blanche) et des zones de faible intensité lumineuse (couleur noire) correspondant à la phase liquide sans présence de bulles. Les zones de capture et d'accumulation des bulles présentent des périodicités spatiotemporelles (Figure V-2). Le bruit de fond lié à la mesure est éliminé en retranchant l'image moyenne de l'écoulement. Pour les traitements en temps et en espace par la transformée de Fourrier en 2 dimensions, il est nécessaire d'obtenir un diagramme spatiotemporel sur lequel nous pouvons suivre le déplacement des cellules de Taylor, afin de les traiter tel que des ondes. Les bulles, ici, sont utilisées comme traceur de l'écoulement. Celles-ci étant réparties de manière inhomogène dans les cellules horaire et antihoraire, il est nécessaire d'intensifier les zones de forte concentration et réduire celles de faible concentration. Pour cela, sous le logiciel ImageJ, nous appliquons un filtre en fréquence basse bande d'une taille de [0,5d – 1,9d] (avec d la largeur d'entrefer) permettant de supprimer les bulles isolées et de conserver les bulles concentrées sur la longueur d'onde et de diffuser leur intensité.

Le diagramme spatiotemporel filtré correspondant à la Figure V-2 est présenté sur la Figure V-3. Les maximas de concentration de bulles sont situés sur les crêtes des ondulations. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par Climent et al., (2007) et van Ruymbeke et al., (2016). Sur les ondes, les minimas de concentration de bulles d'air dans les creux nous contraignent pour l'analyse du signal, il nous faut discriminer les annulations d'amplitude (défauts) des trous d'amplitudes (faible concentration de bulles d'air dans les cellules tourbillonnaire). Pour supprimer l'effet des trous d'amplitude, nous prenons une fenêtre d'une taille de [2d, 0,064s]. Cette fenêtre se déplace avec un pas temporel de 0,004s et spatial de 0,06d, à chacun de ces pas, l'intensité de la section est redistribuée entre 0 et 255. La Figure V-4 présente le résultat de ce deuxième filtrage.

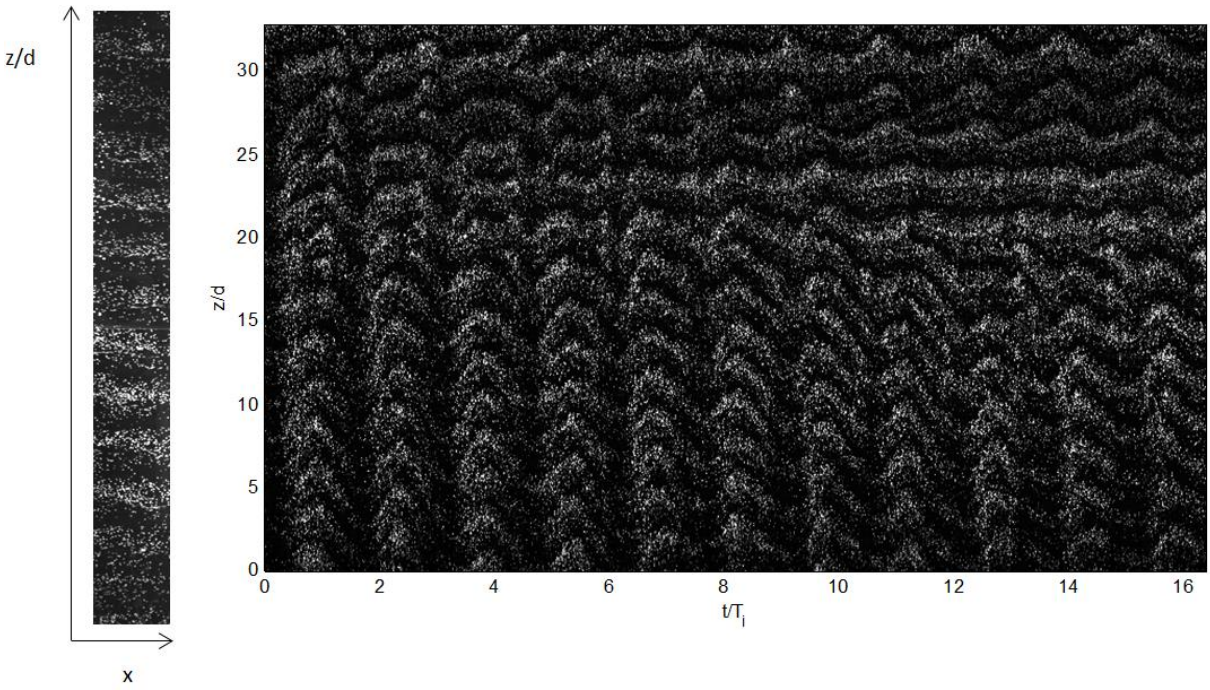


Figure V-2 : image instantanée et diagramme spatiotemporel, $R_e = 2955$ $Q_g = 160ml/\min$ $alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65%

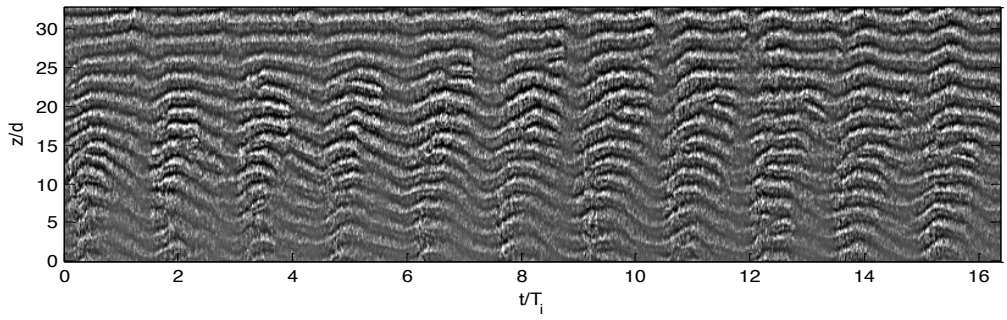


Figure V-3 : Diagramme spatiotemporel filtré par taille de structure, $R_e = 2955$ $Q_g = 160ml/\min$ $alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65%

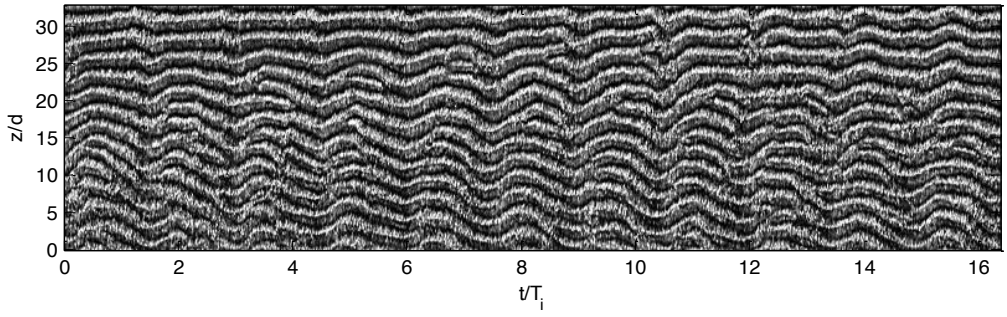


Figure V-4 : Diagramme spatiotemporel homogénéisé, $R_e = 2955$ $Q_g = 160ml/\min$ $alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65%

1-2) Mise en évidence des différents motifs diphasiques et régimes diphasiques

À partir des diagrammes spatiotemporels filtrés, nous avons pu mettre en évidence l'existence de différents motifs.

a) Mélange à 40%

Pour le mélange à 40%, pour $8000 < Re < 43500$et pour des débits entre $Q_g = 32\,ml/min$ et $Q_g = 99{,}2\,ml/min$, les bulles d'air sont capturées par les structures tourbillonnaires et on observe les motifs suivants :

- Motif Toroïdal (T) (Figure V-5) : écoulement formé de tores stationnaires. L'écoulement est stable au cours du temps, aucun défaut (fusion ou dissociation de vortex) n'est présent sur ce type d'écoulement diphasique.
- Motif Toroïdal Ondulé (TO) (Figure V-6, Figure V-7) : écoulement formé de tores avec une ondulation, l'écoulement est stable au cours du temps, aucun défaut (fusion ou de dissociation de cellules) n'est présent sur ce type d'écoulement diphasique. Figure V-6 présente une ondulation d'une périodicité de 2Ti. Figure V-7 est à un nombre de Reynolds plus élevé, la particularité de ce cas de figure est la diminution de la période d'ondulation. La période de l'onde devient de l'ordre de Ti.
- Motif Toroïdal Elevé (TE) (Figure V-8) : écoulement formé de tores avec un mouvement ascendant faible.
- Motif Toroïdal Ondulé Elevé (TOE) (Figure V-9)) : écoulement formé de tores avec un mouvement ascendant et une ondulation de période 2Ti.
- Motif Spiral (S) (Figure V-10) : écoulement formé d'une seule spiral descendante.
- Motif spiral Ondulé (SO) (Figure V-11) : écoulement d'une seule spiral descendante avec une ondulation de période Ti et d'un pas de 2Ti.

Selon le Reynolds et le débit de gaz injecté, on observe un seul motif, ou différents motifs qui peuvent coexister à différentes positions axiales à un instant donné et/ou se succéder dans le temps pour une même position axiale. Pour ce dernier cas, on parlera alors de **régimes de coexistence structurée**. La transition spatiale et temporelle entre ces motifs se fait au travers de bifurcations ponctuelles (défauts ponctuels sous forme de fusion ou de dissociation de vortex). Pour le mélange à 40%, les régimes de coexistence observés sont les suivants :

- Coexistence structurée (COT, Coexistence Toroïdal) : coexistence entre motifs structurés (comprenant deux à trois motifs différents en toroïdal) avec présence de défauts ponctuels (fusion ou de dissociation de vortex)
- Coexistence structurée (COTS, Coexistence Toroïdal-Spiral) : coexistence entre motifs structurés (comprenant deux à trois régimes différents en toroïdal et en spiral) avec présence de défauts ponctuels

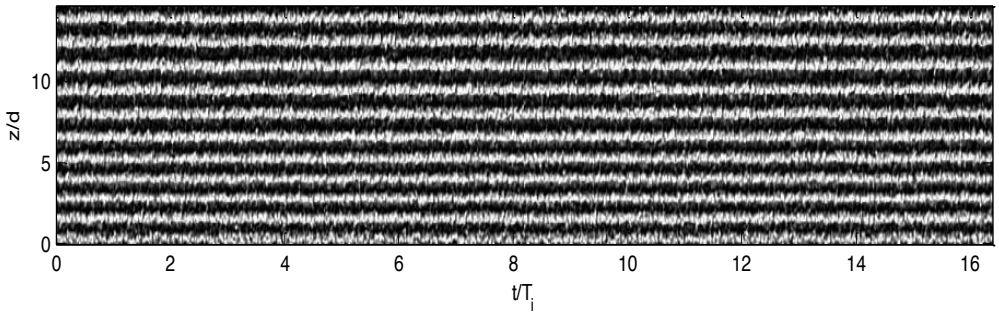


Figure V-5 Motif toroïdal T ($R_e = 8080;\ Q = 32ml/\min; alpha(\%) = 0{,}0024$), mélange à 40%

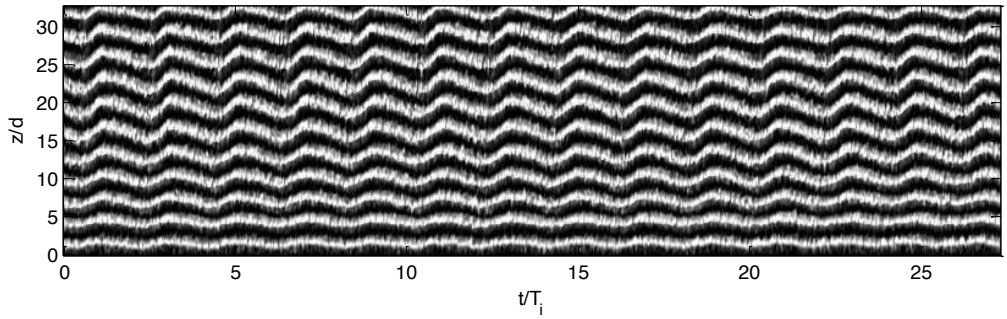


Figure V-6 : Motif toroïdal ondulé TO ($R_e = 30800;\ Q = 40\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0016$), mélange à 40%

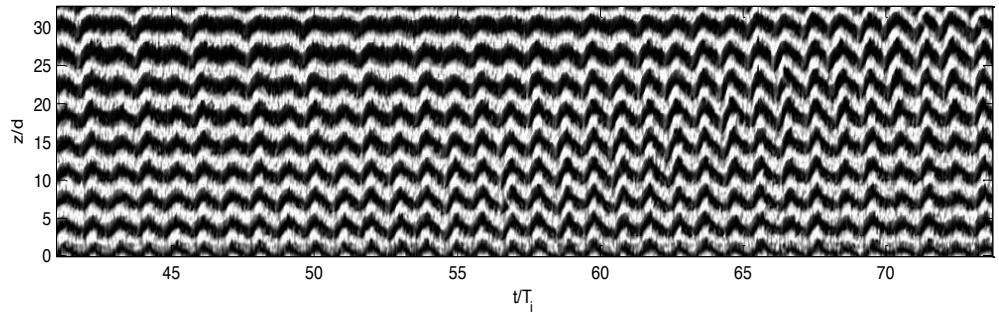


Figure V-7 : Motif toroïdal ondulé TO, avec dédoublement de l'ondulation ($R_e = 42574;\ Q = 48\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0018$), mélange à 40%

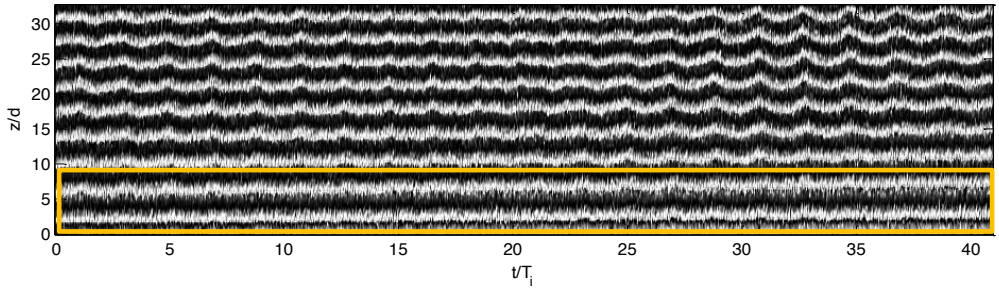


Figure V-8 : Mise en évidence du motif toroïdal élevée TE (encadré en trait plein), $R_e = 8900;\ Q = 48\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0036$), mélange à 40%. Ce cas est un régime de coexistence structurée COT

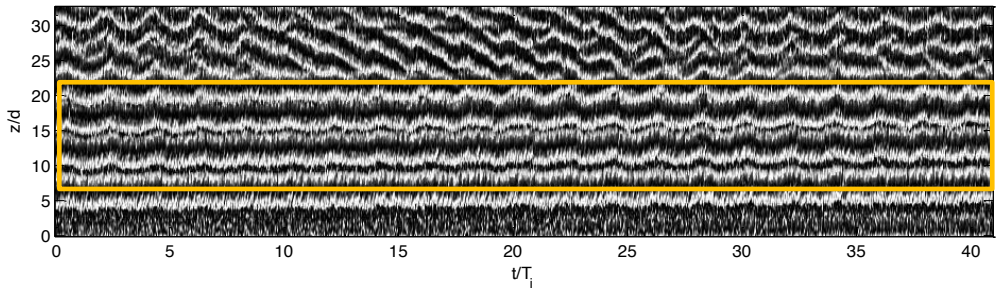


Figure V-9 : Mise en évidence du motif toroïdal ondulé élevé TOE (encadré en trait plein), $R_e = 9055;\ Q = 56\,ml/min\,;\ alpha(\%) = 0{,}0042$), mélange à 40%. Ce cas est un régime de coexistence structurée COTS

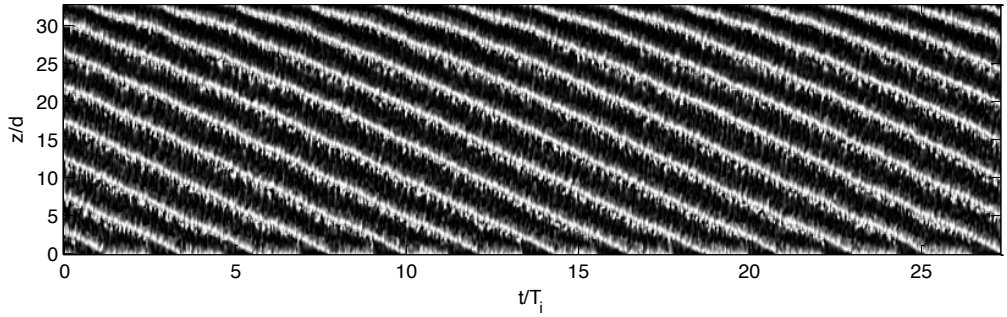


Figure V-10: Motif de spiral S ($R_e = 19726;\ Q = 60{,}8\,ml/min\,; alpha(\%) = 0{,}0027$), mélange à 40%

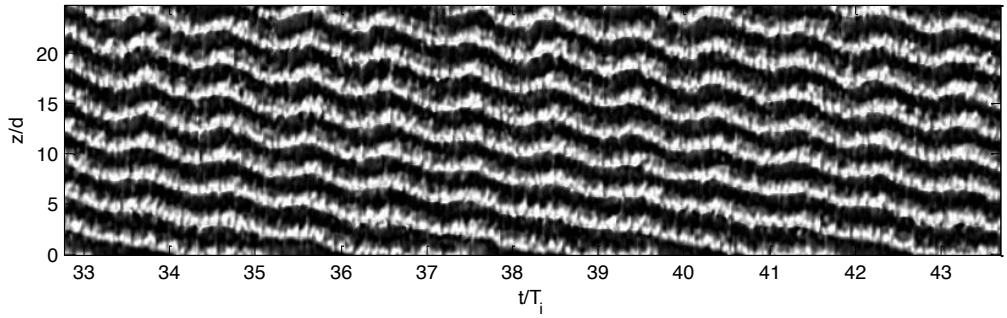


Figure V-11 : Motif de spiral ondulé SO ($R_e = 13557;\ Q = 80\,ml/min\,;\ alpha(\%) = 0{,}0045$), mélange à 40%

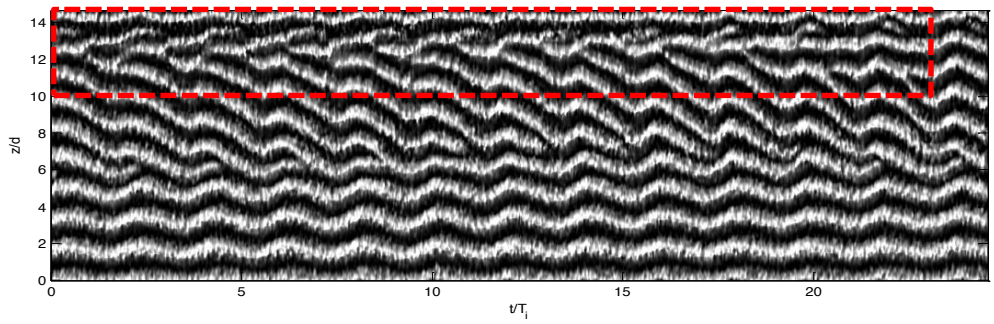


Figure V-12 : Régime de coexistence structurée COTS (entre motifs de spiral ondulé, toroïdal et toroïdal ondulé) ($R_e = 18372$; $Q = 40\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}002$), mélange à 40%. les défauts ponctuels sont entourés par des rectangles de traits discontinus dans le diagramme spatiotemporel

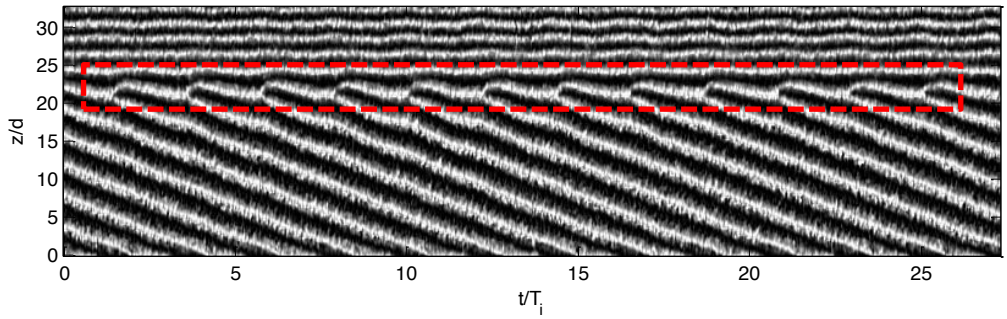


Figure V-13 : Régime de Coexistence structurée COTS (entre régimes de spiral et toroïdal) ($R_e = 19727$; $Q = 40\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}0018$), mélange à 40%. Les défauts ponctuels sont entourés par des traits discontinus dans le diagramme spatiotemporels.

b) Mélange à 65%

Pour le mélange à 65%, en dessous d'un nombre de Reynolds ($Re \leq 1500$), les bulles d'air sont faiblement capturées par les structures tourbillonnaires de la phase liquide et l'écoulement obtenu diphasique est très peu visible sur les diagrammes spatiotemporels (Figure V-14). Ce nombre de Reynolds de 1500 est en accord avec le Reynolds de capture de bulles millimétriques obtenues par Fokoua (2013) dans le Taylor Couette de même géométrie pour le même mélange et pour des débits d'air plus faibles. Pour des valeurs de $Re \leq 1260$ et $0 \leq Qg \leq 2\,ml/s$, mais pour une géométrie d'entrefer plus large, Muraï et al., (2008) ont mis en évidence que les bulles en régime de faible capture sont réparties de manière homogène dans l'écoulement, ne mettant en évidence aucun motif spécifique. Pour notre géométrie, pour ce **régime de faible capture,** nous n'avons pas étudié la structuration de l'écoulement diphasique. Le filtrage et la correction d'intensité ne nous permettent pas d'utiliser la méthode de traitement des défauts, du faîte de l'importante discontinuité de présence de bulles dans les cellules de Taylor.

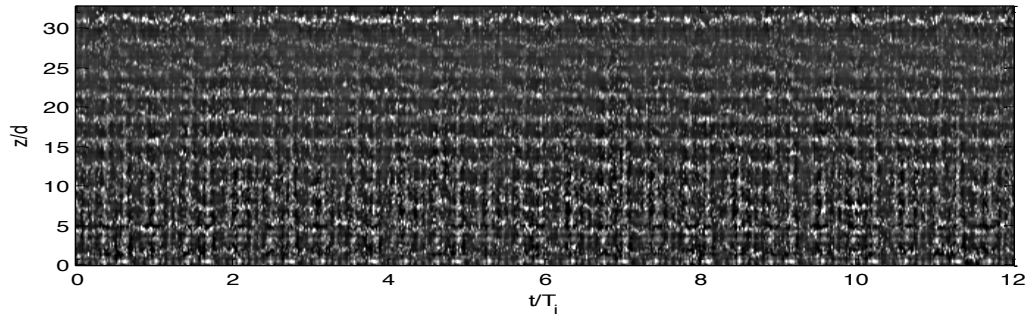


Figure V-14 : Régime de faible capture ($Re = 1550$; $Q = 30{,}4 ml/min$, alpha=0,0022%), mélange à 65%

Pour le mélange à 65%, pour des valeurs de Re entre 1500 et 6500, les bulles d'air de vitesse ascensionnelle plus faible que pour les Reynolds plus élevés du mélange à 40%, sont capturées en plus grand nombre. On n'observe pas de motifs purs, mais des **régimes de coexistence structurés** entre motifs avec défauts ponctuels pour les faibles valeurs de alpha et des **régimes plutôt déstructurés** pour les grandes valeurs de alpha.

Jusqu'à $Q_g < 100\ ml/min,$ (ie : $alpha < 0{,}05\%$), on observe la coexistence structurée entre les motifs et chaque motif est identifiable et perdure sur plusieurs périodes de rotation du cylindre intérieur, comme pour les Reynolds plus élevés du mélange à 40%. On observe les régimes de:

- coexistence structurée COT :

Pour de faibles débits, l'écoulement formé essentiellement de tores (motif toroïdal) suit une instabilité secondaire pour coexister avec un motif toroïdal ondulé (TO) et élevé (TOE) accompagné par la présence de défauts (Figure V-15). Ces défauts sont aléatoires dans l'espace et dans le temps.

- coexistence structurée COTS :

L'augmentation de débit dans la même gamme du nombre de Reynolds fait apparaître le motif spiral transitoire qui coexiste avec les différents régimes toroïdaux et une augmentation du nombre de défauts (Figure V-16).

Un débit plus important ($Q_g > 100\, ml/min$) déstructure l'écoulement avec la croissance du nombre de défauts jusqu'à le rendre chaotique (Figure V-17, Figure V-18). On différentie :

-Le régime de coexistence déstructurée

Pour ce régime, on peut identifier la présence des différents motifs pendant des séquences transitoires temporelles et spatiales courtes avec un nombre de défauts aléatoires importants. Dans le régime de coexistence déstructuré, il existe des séquences spatiales et temporelles de chaos intermittent (où les motifs ne sont plus identifiables). Ces séquences de chaos peuvent être assimilées à des défauts non ponctuels (bouffées de défauts), de longueur axiale et de durée notable.

- **Le régime de chaos développé**

Pour ce régime, on ne peut plus identifier la présence de séquences transitoires de motifs structurés.

La coexistence entre les régimes spiral et toroïdal a été observée dans les expériences de Muraï et al., (2008) pour des débits inférieurs à 1,8 ml/s et des gammes de Reynolds entre 1800 et 3000 ($0{,}004 < alpha(\%) < 0{,}07$). Par contre, ils n'ont pas observé la transition vers le chaos et le mode de coexistence déstructuré.

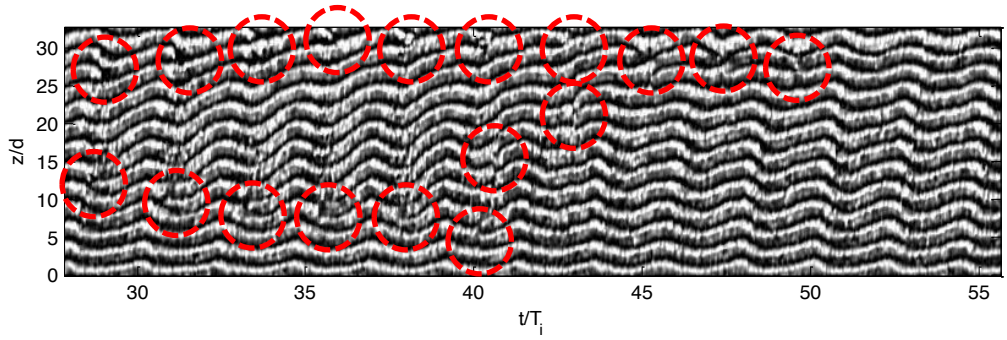


Figure V-15 : Régime de coexistence structurée COT (entre motifs toroïdal élevé et toroïdal ondulé) ($R_e = 4200;\ Q = 30\,ml/min\,;\ alpha(\%) = 0{,}0013$), mélange à 65%. Les défauts ponctuels sont entourés par des cercles traits discontinues dans le diagramme spatiotemporels

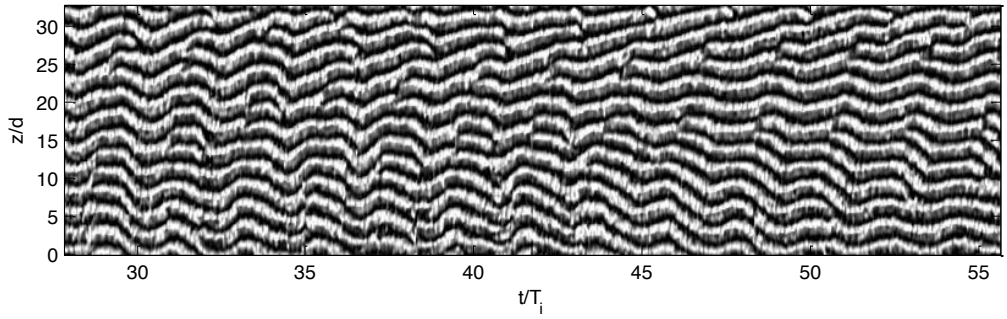


Figure V-16 : Régime de coexistence structurée COTS (entre motifs toroïdal élevé, toroïdal ondulé et spiral ondulé) ($R_e = 4357;\ Q = 80\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0035$), mélange à 65%

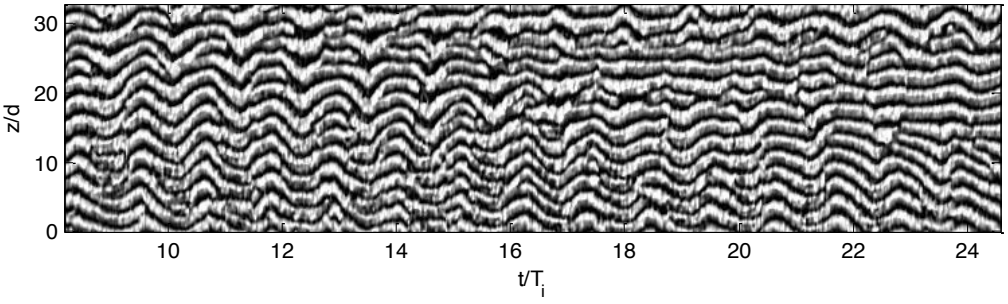


Figure V-17 : Régime de coexistence déstructurée ($R_e = 4310;\ Q = 160\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0065$), mélange à 65%

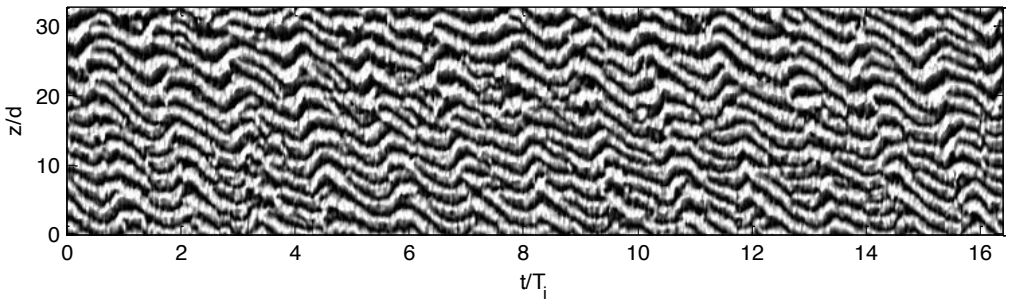


Figure V-18 : Régime chaotique développé ($R_e = 4874$; $Q = 800\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}038$), mélange à 65%

Dans la suite du chapitre, nous allons caractériser un peu plus ce qui différentie les régimes de coexistence structurée, de coexistence déstructurée et de chaos développé. Cela pourra se faire à partir de l'étude de la fonction d'autocorrélation spatiale et temporelle et à partir de l'analyse des défauts. L'objectif sera de déterminer un seuil de transition entre ces régimes pour le paramètre de contrôle alpha.

1-3) Discrimination des régimes par autocorrélation et FFT

Pour caractériser les échelles temporelles et spatiales des régimes diphasiques observés dans cette étude, nous avons calculé la fonction d'autocorrélation spatiotemporelle des diagrammes spatiotemporels *I*(*z*,t) pour les différents points de fonctionnement:

$$Cor(\Delta z, \Delta t) = \frac{\frac{1}{z_{acq}}\frac{1}{T_{acq}}\int_0^{z=z_{acq}}\int_0^{t=t_{acq}} \tilde{I}(z+\Delta z, t+\Delta t)\times\tilde{I}(z,t)dz\,dt}{\frac{1}{z_{acq}}\frac{1}{T_{acq}}\int_0^{z=z_{acq}}\int_0^{t=t_{acq}} \tilde{I}(z,t)^2 dz\,dt} \qquad \text{(V-1)}$$

avec $\tilde{I}(z,t) = I(z,t) - \langle I(z,t)\rangle$ et $\langle I(z,t)\rangle$ la moyenne spatiotemporelle de l'intensité du signal.

L'enveloppe de la fonction spatiotemporelle de l'autocorrélation suit une loi de décroissance exponentielle (V-2) dans l'espace et dans le temps (Figure V-20):

$$Cor(\Delta z, \Delta t) \sim \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right)\exp\left(-\frac{\Delta z}{\xi}\right) \qquad \text{(V-2)}$$

où τ et ξ sont respectivement le temps et la longueur de corrélation de l'écoulement.

L'autocorrélation 2D en (Δz, Δt) du diagramme spatiotemporel Figure V-15, nous permet d'accéder à la longueur de corrélation spatiale (ξ) pour Δt=0; et au temps de corrélation temporelle (τ) pour Δz=0.

Le temps et la longueur de corrélation de l'écoulement sont obtenus en ajustant par une loi exponentielle sur les données expérimentales de l'enveloppe de la fonction d'autocorrélation (Figure V-19) :

$$Cor(\Delta z, \Delta t = 0) \sim \exp\left(-\frac{\Delta z}{\xi}\right) \qquad \text{(V-3)}$$

$$Cor(\Delta z = 0, \Delta t) \sim \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) \qquad \text{(V-4)}$$

Également, à partir de la fonction de l'autocorrélation, nous obtenons la périodicité spatiotemporelle de l'écoulement en y appliquant la transformée de Fourrier (Fast Fourrier Transformation : FFT) (Figure V-21). La densité spectrale calculée grâce au module de la FFT nous donne accès à la longueur d'onde λ et la fréquence principale f_p(Figure V-21).

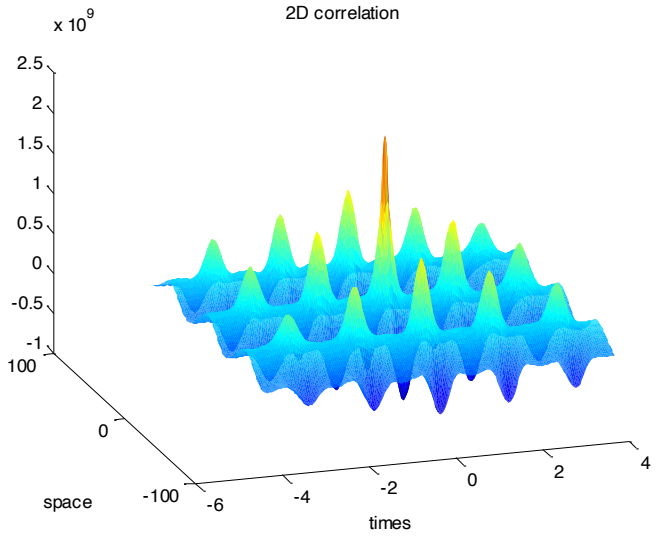


Figure V-19 : Autocorrélation 2D du diagramme spatiotemporel Figure V-15 (régime de coexistence structuré COT: toroïdal élevé et toroïdal ondulé), mélange à 65% ($R_e = 4200$; $Q = 30\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}0013$

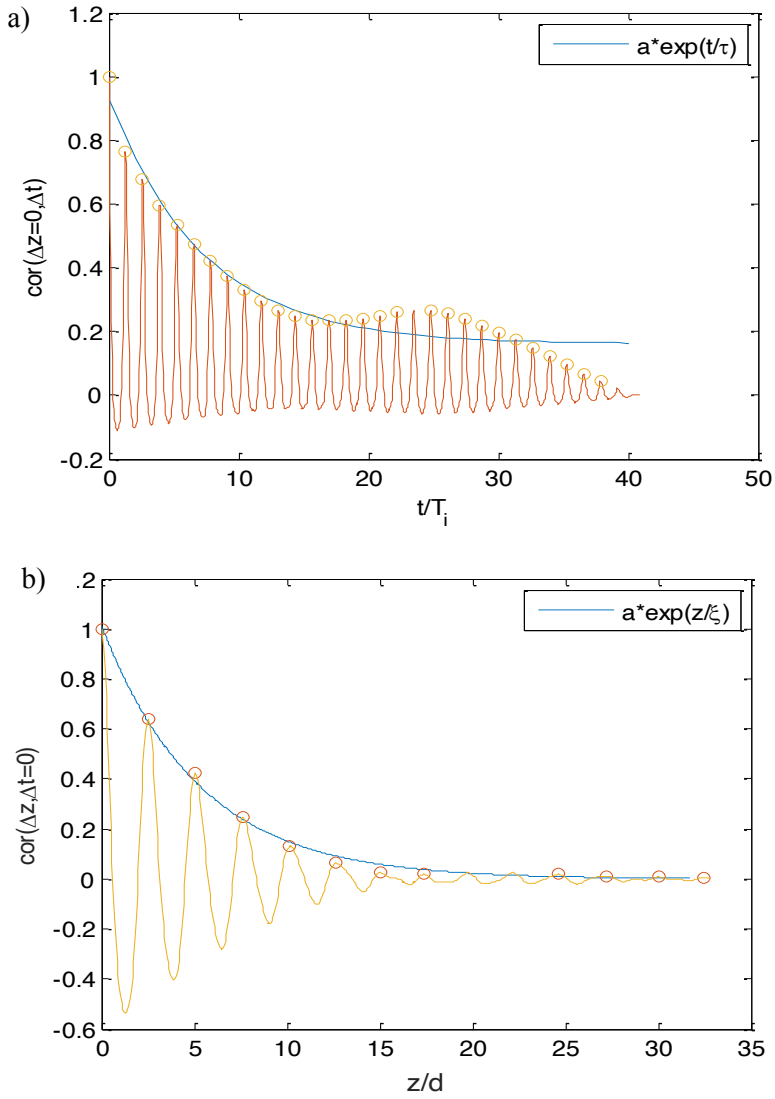


Figure V-20: Interpolation a) du temps et b) de l'espace de corrélation de Figure V-15, mélange à 65% ($R_e = 4200;\ Q = 30\,ml/min\,;\ alpha(\%) = 0{,}0013$.

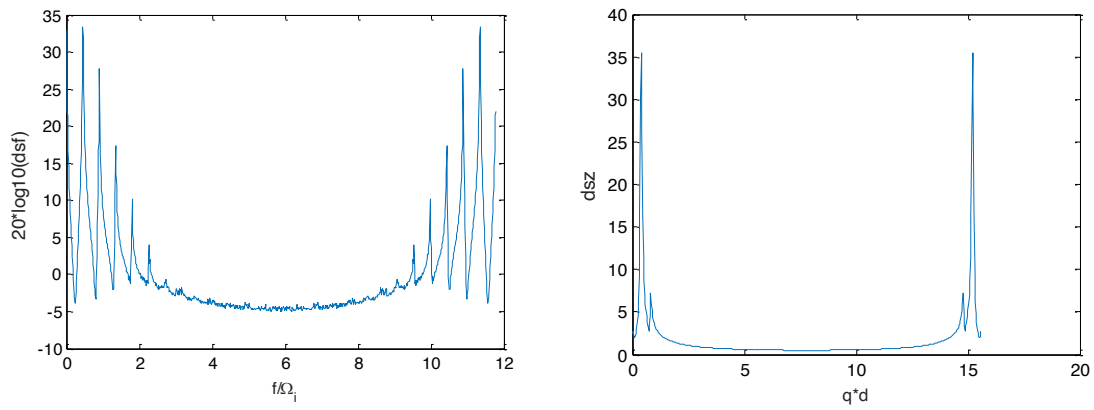


Figure V-21 : a) FFT du signal sur la fréquence et b) sur l'espace de Figure V-15, mélange à 65% ($R_e = 4200;\ Q = 30\,ml/min\,;\ alpha(\%) = 0{,}0013$

Pour le mélange à 65% (Figure V-22), la fréquence principale varie très peu entre $0{,}45\Omega_i$ à $0{,}5\Omega_i$. Pour le mélange à 40% (Figure V-23), la fréquence principale est autour de $0{,}5\Omega_i$. Pour certains régimes, cette fréquence peut augmenter jusqu'à $1\Omega_i$ lors d'un dédoublement d'onde (cas du régime toroïdal ondulé, Figure V-6 ou du régime spiral ondulé Figure V-11).

Ces résultats sur la fréquence principale sont en accord avec les études précédentes qui se sont intéressées à la capture des bulles en écoulement de Taylor Couette (Yoshida et al., 2009, van Ruymbeke et al.,, 2016). En présence de bulles millimétriques pour la même géométrie d'entrefer, Mehel (2012) a montré l'émergence d'une modulation de l'onde azimutale de la phase liquide à la fréquence 0,44Ωi. Pour une géométrie d'entrefer large, Muraï et al., (2008) ont montré l'existence en présence des bulles d'une fréquence entre 0,3Ωi et 0,5Ωi qui correspond à un mode propagatif des nuages de bulles dans la direction azimutale pour un nombre d'onde azimutal de 1 et une vitesse azimutale de phase entre 0,3 V_I et $0{,}5V_I$. Ici, on conclut que la fréquence principale est la fréquence du mode azimutal des bulles. Les bulles se déplaçant à la vitesse de $0{,}5V_i$ en milieu d'entrefer (sans glissement par rapport au liquide), et leur période de révolution est bien de $2T_i$.

Le dédoublement de la fréquence à Ω_i doit correspondre à un rapprochement des bulles du cylindre intérieur et est préférentiellement observé dans notre étude pour un motif en spiral prépondérant.

Pour le mélange à 65%, lorsque le paramètre de contrôle est augmenté pour des valeurs $alpha(\%) > 0{,}01\%$, l'écoulement diphasique devient chaotique avec la présence de plusieurs pics autour de la fréquence principale (Figure V-22). Ce seuil $alpha_{CDD}$=0,01% peut être considéré comme le seuil de transition entre les régimes de coexistence de motifs et le chaos développé (CDD pour Chaos de Défauts Développé).

Les longueurs d'onde obtenues (Figure V-24) en écoulement diphasique varient de 2,4d à 3d pour le mélange à 65% et de 2,7d à 3,7d pour les mélanges à 40%. Ces longueurs d'onde sont inférieures à celles obtenues dans les écoulements monophasiques, en accord avec les résultats de Fokoua (2012) pour cette géométrie d'entrefer et des débits d'air plus faibles. L'augmentation du nombre de Reynolds induit une légère augmentation de la longueur d'onde du motif tandis que l'augmentation du paramètre alpha(%) ne permet pas de conclure sur la variation de la longueur d'onde.

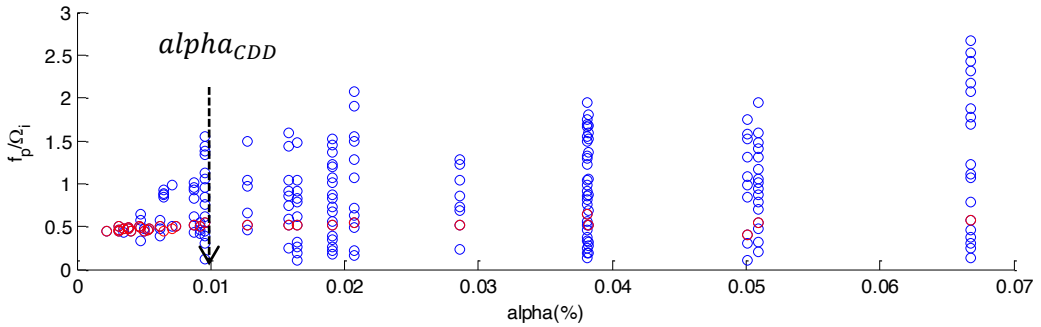


Figure V-22 : Évolution de la fréquence principale normalisée en fonction du paramètre alpha(%) pour le mélange à 65%

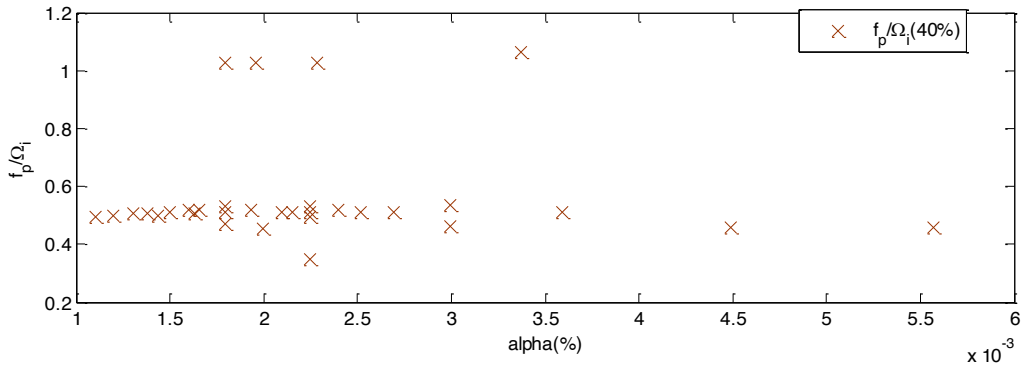


Figure V-23 : Évolution de la fréquence principale normalisée en fonction du paramètre alpha(%) pour le mélange à 40%

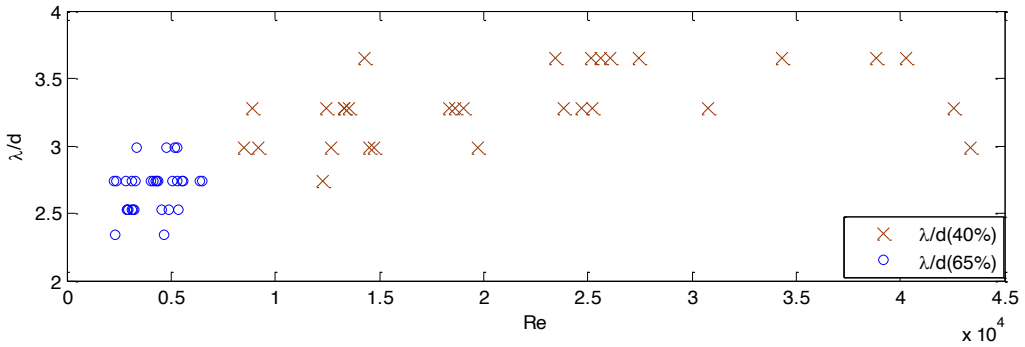


Figure V-24 : Évolution de la longueur d'onde adimensionnelle en fonction du nombre de Reynolds

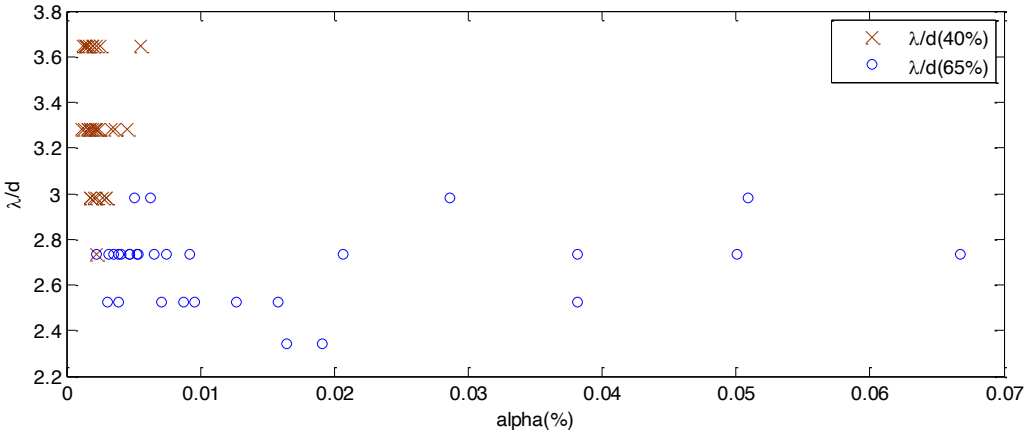


Figure V-25: Évolution de la longueur d'onde adimensionnelle en fonction du nombre alpha(%)

Afin de caractériser la transition vers le chaos des défauts, nous avons tracé le temps et la longueur de corrélations τ^*et ξ^* adimensionnés par la périodicité principale temporelle $T_p = 1/f_p$ et spatiale λ de l'écoulement en fonction du paramètre de contrôle alpha(%):

$$\tau^* = \frac{\tau}{T_p} = \tau \times f_p \qquad \text{(V-5)}$$

$$\xi^* = \frac{\xi}{\lambda} \qquad \text{(V-6)}$$

τ^*, ξ^* Représentent donc la capacité du motif à se reproduire dans le temps et dans l'espace.

Les données expérimentales de τ^*et ξ^*sont tracées en fonction de alpha sur les Figure V-26 et Figure V-27.

Pour des valeurs du paramètre de contrôle $alpha < alpha_{CDI} = 0{,}005\%$, le motif possède une corrélation significative puisque les temps et la longueur de corrélation sont supérieurs à sa période spatiotemporelle $\tau^* > 1$ et $\xi^* > 1$; cela permet de conclure que l'écoulement conserve la mémoire du motif dans la direction axiale et dans le temps sur une distance et un temps significatifs. Dans cet intervalle de paramètre de contrôle ($alpha < alpha_{CDI}$), τ^*et ξ^*diminuent en fonction de alpha par l'augmentation du nombre de défauts. Pour des valeurs de paramètre de contrôle, $alpha > alpha_{CDI}$ le motif ne possède pas une corrélation significative puisque les temps et la longueur de corrélation sont inférieurs à sa période spatiotemporelle $\tau^* < 1$ et $\xi^* < 1$. Dans ce régime, le nombre de défauts est grand, on est en présence de bouffées de défauts intermittentes temporelles et spatiales qui décorrèlent entre elles les séquences de motifs. $alpha_{CDI} = 0{,}005\%$ peut-être considéré comme le seuil de transition en alpha entre le régime de coexistence structuré et le régime de coexistence déstructuré (CDI pour chaos de défauts intermittent).

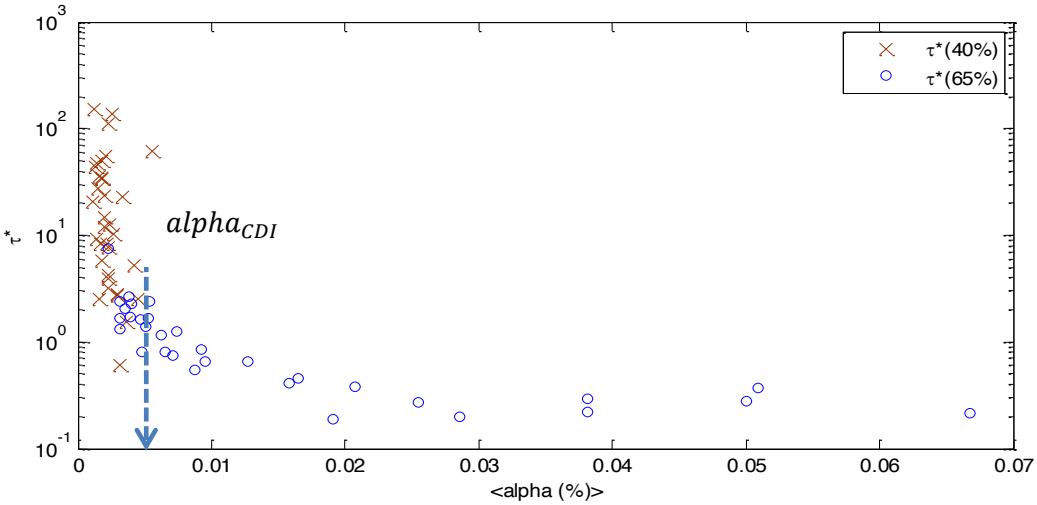


Figure V-26 : Temps adimensionnel de corrélation en fonction du paramètre de contrôle alpha pour les mélanges à 65% et 40%

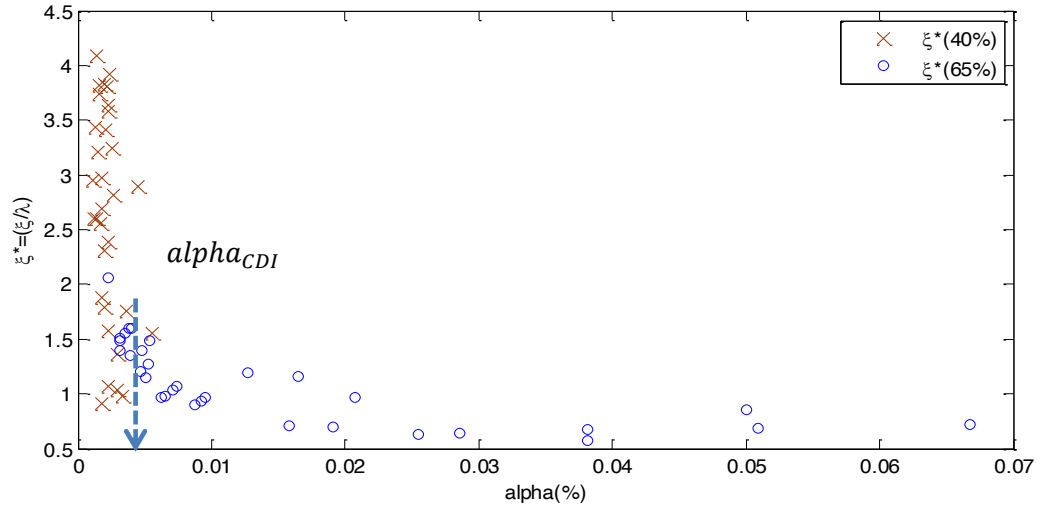


Figure V-27: Longueur axiale adimensionnelle de corrélation en fonction du paramètre de contrôle alpha pour les mélanges à 65% et 40%

La vitesse de diffusion axiale des motifs est définie comme :

$$V_{diffusion} = \frac{\xi}{\tau} \qquad \text{(V-7)}$$

Adimensionnée par la vitesse de rotation du cylindre intérieur V_i, elle est tracée sur la Figure V-28 en fonction de alpha. La vitesse de diffusion sature autour de 0,06*V_i pour une valeur de $alpha(\%) > alpha_{CDD}$. Pour le mélange à 65%, en deçà de cette valeur de alpha, elle évolue linéairement avec alpha : $V_{diffusion}/V_i = 2{,}52\ alpha(\%)$. Cette vitesse de diffusion correspond à la célérité de propagation dans la direction axiale de l'effet mémoire du motif.

Figure V-29 montre la vitesse de diffusion adimensionnée par la vitesse de bulles sans écoulement calculée par la relation de Maxworthy et al., (1996). La vitesse de diffusion présente un premier palier autour de la valeur de $alpha_{CDI} = 0{,}005(\%)$, et elle la vitesse de diffusion tend vers la vitesse de bulles sans écoulement pour les valeurs de $alpha_{CDI}$. Pour le mélange à 65%, en deçà de la valeur de $alpha(\%) = 0{,}01$, elle évolue linéairement avec alpha : $V_{diffusion}/V_b = 100\ alpha(\%)$. Pour le mélange à 40%, la vitesse des bulles étant plus importante les débits explorés gaz ne permettent pas d'atteindre la valeur du $alpha_{CDI}$ critique pour laquelle la vitesse de diffusion est égale à la vitesse ascensionnelle des bulles où le régime de coexistence deviendrait déstructuré.

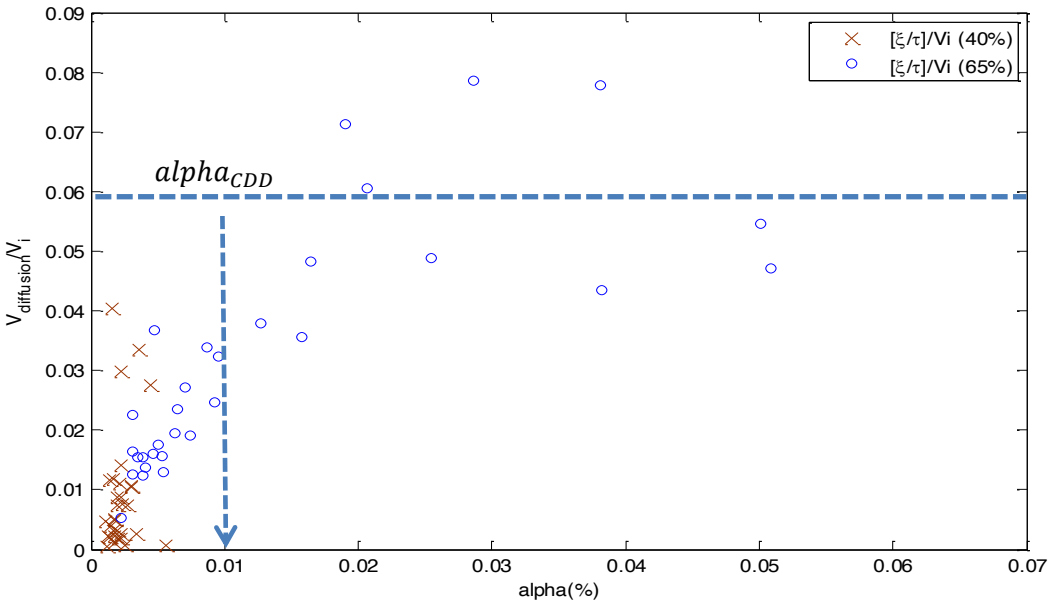


Figure V-28 : Vitesse axiale de diffusion de l'effet mémoire du motif adimensionné par Vi en fonction du paramètre alpha(%)

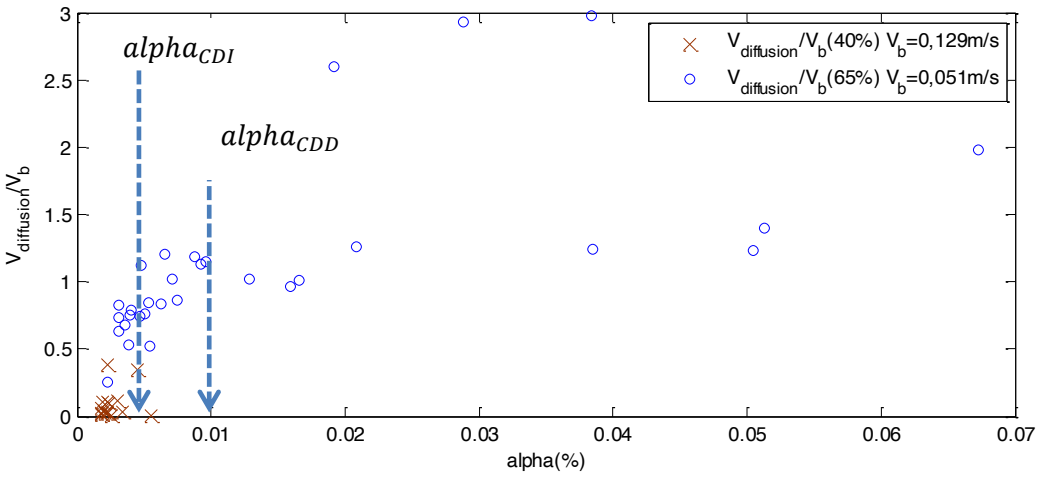


Figure V-29: Vitesse axiale de diffusion de l'effet mémoire du motif adimensionné par Vb en fonction du paramètre alpha(%)

V-2) Défauts d'onde

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence 2 fractions volumétriques critiques :

- la première $alpha_{CDI}$ caractérise la transition entre le régime de coexistence structurée de motifs et le régime de coexistence déstructurée,
- la deuxième $alpha_{CDD}$ caractérise la transition entre le régime de coexistence déstructurée et le régime de chaos développé.

Pour ces régimes de coexistence et de chaos, les structures tourbillonnaires diphasiques présentent des points de rupture que nous appelons défauts (Figure V-15). L'objectif de la seconde partie de ce chapitre est de caractériser statistiquement l'évolution des défauts en, fonction des paramètres de contrôle (Re, alpha) par le calcul du nombre de défauts, la durée de vie d'un défaut, temps et longueur séparant deux défauts.

2-1) Théorie des défauts

Les défauts spatiotemporels apparaissant dans un motif d'onde périodique peuvent mener l'écoulement vers un chaos connu dans la littérature sous le nom de *chaos de défauts* (Shraiman et al,, 1992) ou defects-mediated turbulence (DMT) (Coullet et al., 1989). Le chaos de défauts a été observé dans plusieurs expériences comme dans la convection de Bérnard-Maragoni (Cerisier et al., 1987), les ondes de Faraday (Kudrolli et al., 1996, Shani et al., 2010), l'écoulement de Taylor Dean (Bot, 2000), l'écoulement entre deux disques tournants (Cross & Le Gal, 2004), les spirales de Taylor-Couette en contrarotation (Latrache et al., 2005, Ezersky et al., 2010), l'écoulement viscoélastique de Taylor-Couette (Latrache et al., 2016) et dans les expériences de convection électrodynamique nématique (L'état *nématique* est un état de la matière intermédiaire entre les phases solide cristalline et liquide) de cristaux liquides (Rehberg 1989, Goren 1989). L'analyse théorique de la dynamique des défauts a été développée par plusieurs auteurs (Coullet 1989, Chaté 1994, van Hecke 1999, Brusch 2000, Nana et al., 2009, Ezersky et al., 2010) en utilisant l'équation complexe de Ginzburg-Landau (CGLE, eq.(V-8)). C'est une équation d'amplitude de variable complexe évoluant dans l'espace et dans le temps.

$$\frac{\partial A}{\partial t} = A + (1 + ic_1)\frac{\partial^2 A}{\partial^2 z} - (1 - ic_3)\,|A|^2 A \qquad \text{(V-8)}$$

c_1 et c_3 sont respectivement les coefficients linéaire et non-linéaire de la dispersion. A est l'amplitude complexe et |A| son module.

L'équation admet comme solution les ondes planes qui peuvent subir une instabilité secondaire de Benjamin-Feir (LBF) au-delà de la ligne de Newell $c_1 c_3 = 1$ (Figure V-30). Plusieurs groupes de recherche se sont intéressés aux simulations numériques au-delà de la ligne de l'instabilité de Benjamin-Feir (c1>1/c3). Shraiman et al,. 1992 ont établi un diagramme de phase dans le plan (c_3, c_1) résumant les différents type de chaos avec les lignes de transition qui les séparent. Pour $c_1 \geq 1{,}8$, une transition continue entre le chaos de phase sans défauts et le chaos de défauts est défini sur la ligne L1. Un chaos de phase est caractérisé par un changement chaotique de la longueur d'onde alors qu'un chaos de défauts est caractérisé par une dislocation d'une onde en deux ou de la fusion de deux ondes en une. Les deux cas de défauts (dislocation et fusion) sont accompagnés d'une annulation de l'amplitude et un saut de la phase de 2π. Dans notre étude, pour étudier le chaos de défauts, nous avons utilisé la démodulation complexe pour extraire l'amplitude et la phase des diagrammes spatiotemporels.

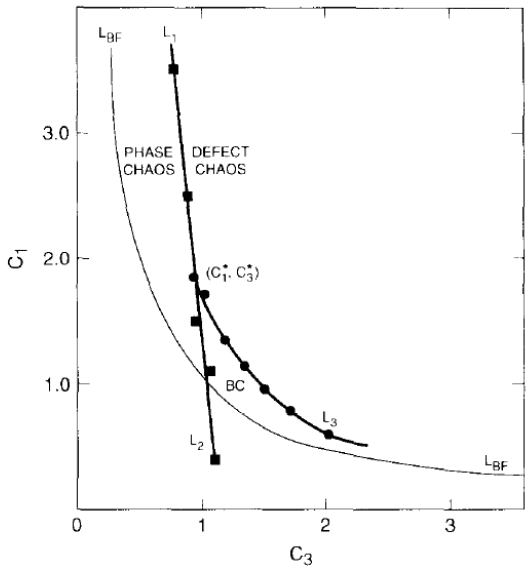


Figure V-30 : Diagrammes des chaos avec la ligne d'instabilité de Benjamin Feir (LBF) à la ligne Newell de Newell $c_1 c_3 = 1$. L1 est la ligne séparant les chaos de phase et de défauts. BC= Bichaos : zone où le chaos de phase et de défauts coexistent simultanément (Shraiman et al., 1992)

2-2) Démodulation complexe

La démodulation complexe basée sur la transformée de Hilbert est une méthode de traitement de signal permettant à partir d'un diagramme spatiotemporel de séparer l'amplitude de la phase.

La méthode de démodulation complexe s'effectue en quatre étapes successives :

- FFT2D du diagramme spatiotemporel.
- Filtrage plus ou moins restrictif autour des modes principaux de l'écoulement.
- Transformée de Fourrier inverse du signal filtré.
- Récupération de la phase et de l'amplitude grâce à l'argument et au module du signal complexe filtré.

Les images spatiotemporelles sont des matrices d'intensité lumineuse I(z,t) dont les valeurs varient de 0 à 255 en niveau de gris avec des périodicités spatiotemporelles. La FFT appliquée sur l'intensité I(z,t) permet d'obtenir les modes représentant ces périodicités spatiotemporelles :

$$\hat{I}(q,f) = \iint I(z,t)e^{i\varphi}\, dz.dt \qquad \text{(V-9)}$$

La densité spectrale spatiotemporelle calculée grâce au module de la FFT2D $\hat{I}(q,f)$ dans les cordonnées de Fourrier permet d'obtenir les modes qui représentent l'écoulement. Ces derniers peuvent-être répartis sur quatre cadrans selon le type de l'écoulement. De manière générale, les écoulements sont classés selon trois types d'ondes:

- Onde stationnaire
- Onde descendante (propagative)
- Onde montante (propagative)

Une onde stationnaire se retrouvera dans les quatre cadrans, le signal est centré autour d'un nombre d'ondes q_0 pour $f = 0$ et $f = nf_0$. Où q_0 et f_0 sont le nombre d'onde et la fréquence fondamentaux alors que n représente le nombre d'harmoniques. Une onde stationnaire peut se traduire sous la forme :

$$I(z,t) = |A(z,t)|e^{i(-q_0 z)} + |B(z,t)|e^{i(2\pi f_0 t)} + cc \ldots \qquad \text{(V-10)}$$

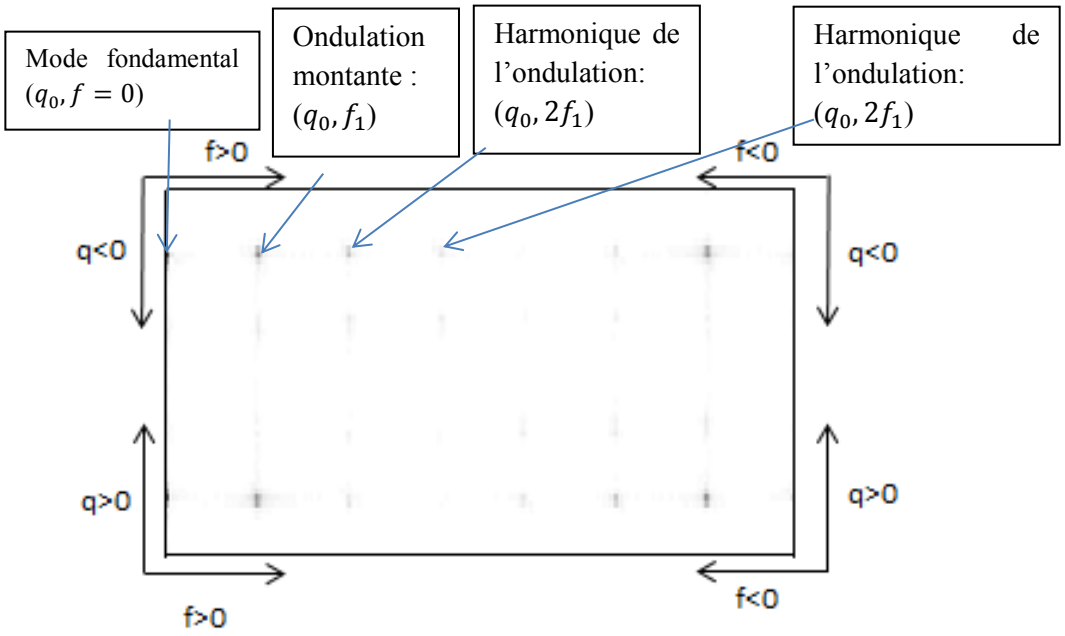


Figure V-31 : FFT2D ($R_e = 30800$; $Q = 40\, ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}00\,16$)) du motif toroïdal ondulé du mélange à 40% (Figure V-6)

Pour une onde descendante (spiral), l'énergie est distribuée uniquement dans deux quadrants où le produit entre les fréquences f et les nombres d'onde q est positif (f>0 et q>0 ou f<0 et q<0) (Figure V-32), la vitesse de phase résultante est négative. Le signal d'une onde descendante se traduit par l'équation suivante :

$$I(z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} |A_n(z,t)| e^{i(nq_0 z + 2\pi n f_1)} + \text{cc} \qquad \text{(V-11)}$$

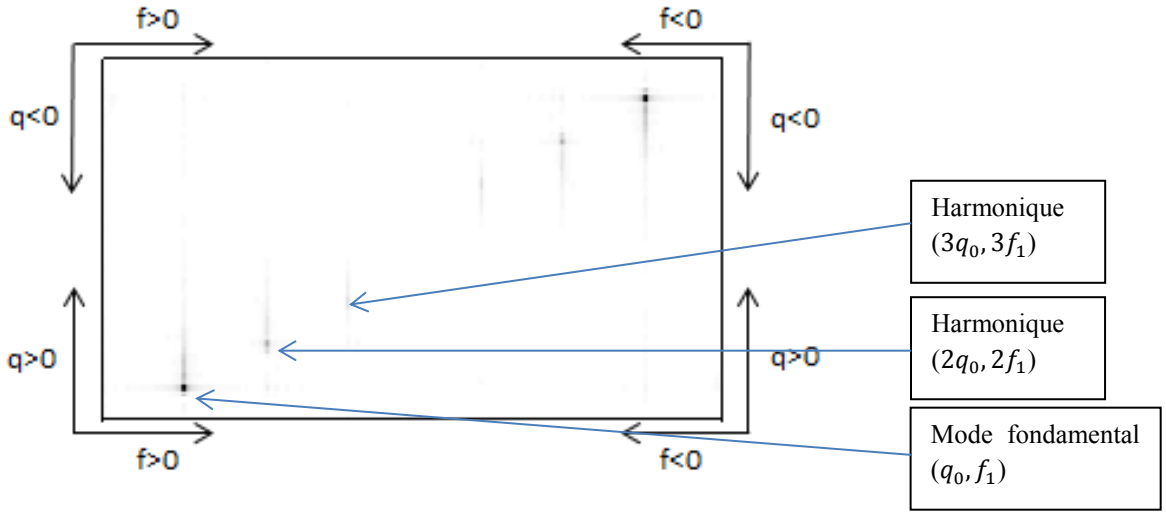


Figure V-32: FFT2D ($R_e = 19726$; $Q = 60{,}8\, ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}00\,18$)) pour un motif en spiral du mélange à 40% (Figure V-10)

A l'inverse, pour le cas d'une onde montante le produit entre les fréquences f et le nombre d'onde q sera négatif (f>0 et q<0 ou f<0 et q>0).

$$I(z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} |A_n(z,t)| e^{i(-nq_0 z + 2\pi n f_1)} + \text{cc} \qquad \text{(V-12)}$$

Dans le cas d'un régime de coexistence entre plusieurs motifs en présence de défauts (exemple du régime COTS sur la Figure V-33, $R_e = 2955$ $Q = 160 ml/\text{min}$), la densité spectrale montre que le nombre d'onde q_0 est étalé sur une grande plage de variation et la fréquence présente une continuité entre les modes fondamentaux et les harmoniques supérieures.

Afin de récupérer tous les motifs (TO-SO-TOE) et les défauts dans le signal, nous appliquons un filtre de distribution normale avec une valeur moyenne qui est celle du nombre d'onde principal q_0 et un écart type $\sigma_q = 4$. Le filtre contient aussi la fréquence principale f_0 et les harmoniques les plus énergétiques du signal nf_o avec $-n \in [3-6]$ selon le cas. Pour chaque cas étudié, le filtrage peut varier afin que la transformée de Hilbert représente correctement le signal original. Le filtre normal (Figure V-34) est appliqué dans deux cadrant (q<0, f>0) et (q<0, f<0) pour récupérer les trois types d'onde (stationnaire, propagative descendante et propagative montante).

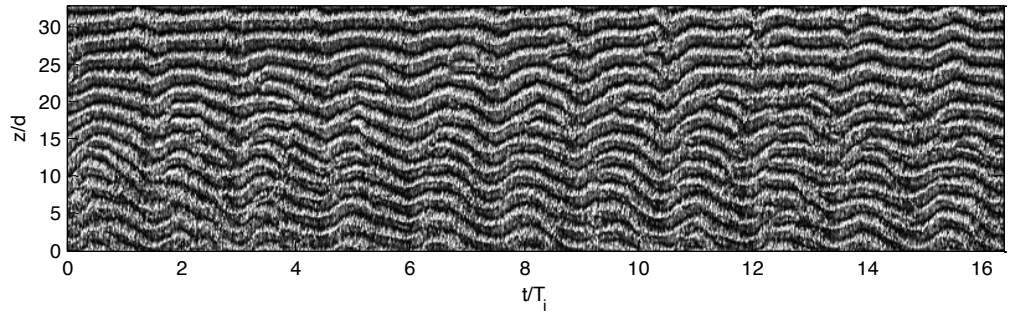


Figure V-33 : Diagramme spatiotemporel homogénéisé,$R_e = 2955; Q_g = 160\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65%

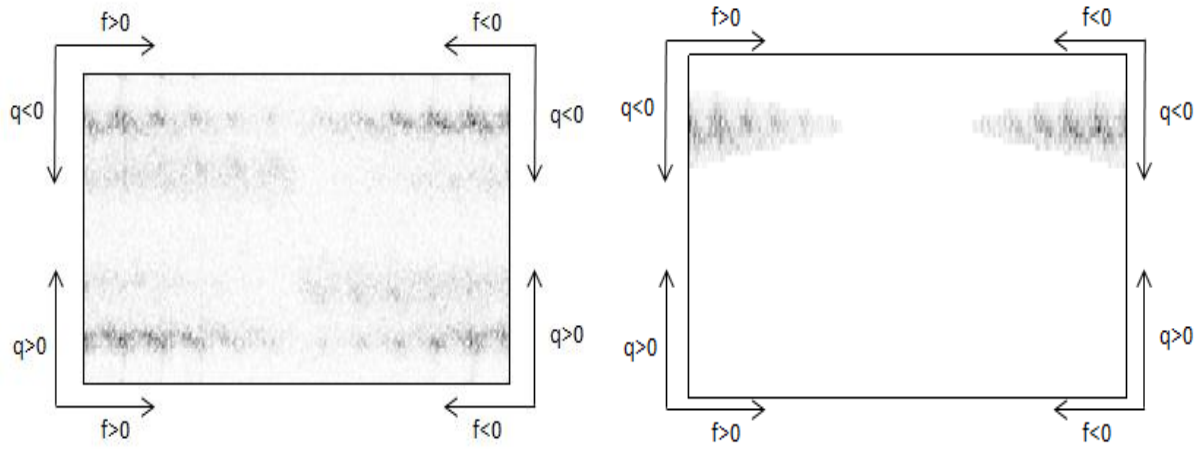


Figure V-34 : a) FFT2D et b) FFT2D filtré du diagramme spatio-temporel de la Figure V-33 ($R_e = 2955;\ Q_g = 160\,ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0087$) mélange à 65%

L'inverse du signal filtré complexe de l'espace de Fourrier (q,f) (Figure V-34 b) permet d'obtenir un signal en nombre complexe appelée transformée de Hilbert (Figure V-35 a) modulé en amplitude et en phase. L'amplitude (Figure V-35 b) et la phase (Figure V-35 c) sont alors déduites du module et de l'argument de la transformée de Hilbert.

Pour quantifier les défauts, nous avons tracé la variation de l'amplitude autour d'un défaut à un instant t/Ti= 3,2. Nous remarquons que l'amplitude subit une modulation due à la présence des défauts. Près d'un défaut, l'amplitude présente une dépression avec une annulation (A=0) au cœur du défaut à z/d=14 (Figure V-35 d)). On peut aussi observer dans le motif des trous d'amplitude liées à la faible capture des bulles par les tourbillons (z/d=26 de la Figure V-35 d)) où l'amplitude diminue, mais ne se rapproche pas du zéro.

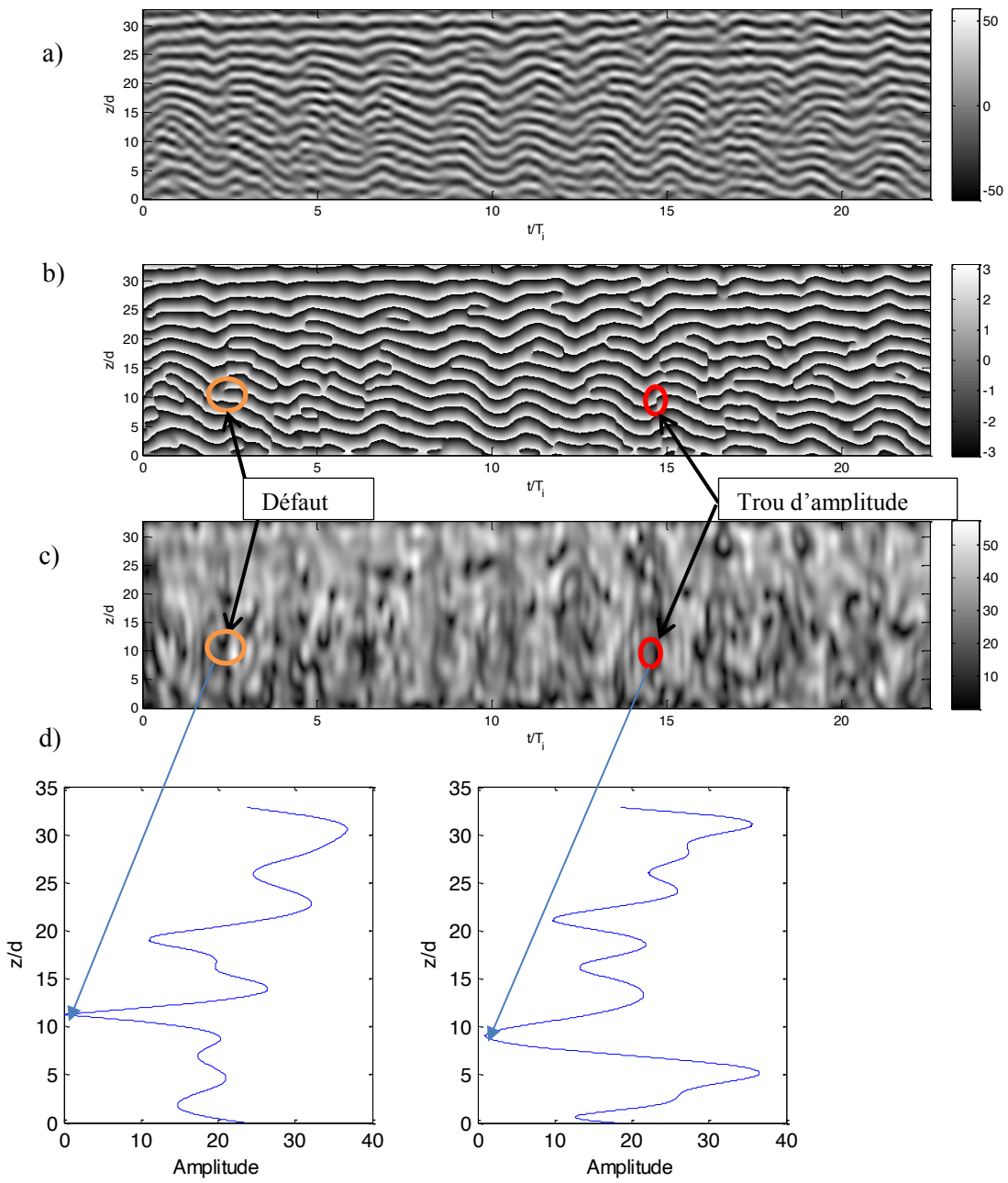


Figure V-35: a) Transformé de Hilbert, b) Phase, c) Amplitude et d) profil d'amplitude près d'un défaut (à t=3,2T$_i$) et trou d'amplitude (à t=14,9Ti) pour ($R_e = 2955$; $Q_g = 160\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65%

2-3) Détection des défauts du signal

Pour détecter les défauts, une procédure automatique a été développée, basée sur la binarisation des diagrammes spatiotemporels de l'amplitude avec un test de confirmation de la détection du défaut sur le gradient de la phase. Sur un diagramme spatiotemporel de l'amplitude, les zones de noires de faibles amplitudes correspondent aux défauts ou aux trous d'amplitude (Figure V-35 c). Au cœur d'un défaut, l'amplitude est égale à zéro. Une binarisation de l'amplitude est appliquée sur le digramme spatiotemporel de l'amplitude :

- $0 \leq A \leq 1 \Rightarrow 0$ pour les défauts (zones noires)
- $A > 1 \Rightarrow 1$ pour le motif sans défauts (zones blanches)

Pour confirmer la détection des défauts, nous avons utilisé le gradient dans la direction axiale de la phase (nombre d'onde) où le défaut correspond à une divergence du nombre d'onde. La valeur moyenne du nombre d'onde $<q_0>$ est soustraite dans un diagramme spatiotemporel du gradient de la phase afin d'obtenir les défauts correspondants aux divergences $(q-<q_0>)_{div}$. Dans une divergence (défaut), La différence entre le nombre d'onde et la valeur moyenne présente une valeur maximale positive : $(q-<q0>)_{div}^{max}$ et une autre négative minimale : $(q-<q0>)_{div}^{min}$:

- Le défaut est alors validé si le produit entre deux valeurs positives et négatives de la divergence du nombre d'onde est inférieur à -3 (Figure V-36 d):

$$\left[(q-<q0>)_{div}^{max} \times (q-<q0>)_{div}^{min}\right] < -3 \qquad \text{(V-13)}$$

- Les zones sans défauts sont alors détectées pour des valeurs :

$$(q-<q0> \approx 0) \qquad \text{(V-14)}$$

L'analyse des défauts a été réalisée loin des bords supérieurs et inférieurs de l'image, car les diagrammes spatiotemporels reconstruits à l'aide de la démodulation complexe peuvent présenter des valeurs aberrantes. Les diagrammes spatio-temporels ont donc été coupés à $3{,}33d$ des bords supérieurs et inférieurs (soit à peu près 1 longueur d'onde de l'image en haut et en bas supprimée). La Figure V-37 montre la superposition du diagramme spatio-temporel homogénéisé et les défauts détectés par la méthode de binarisation et validés par la méthode de la divergence du nombre d'onde. Le nombre de défauts supprimé sur les bordures de fenêtre est d'environ 30% du nombre de défauts total, ces défauts détectés par la méthode sont principalement liés à la discontinuité de l'onde du fait de la fenêtre de visualisation. Le nombre de trous d'amplitude détecté en plus est de 5% par rapport au nombre de défauts réel.

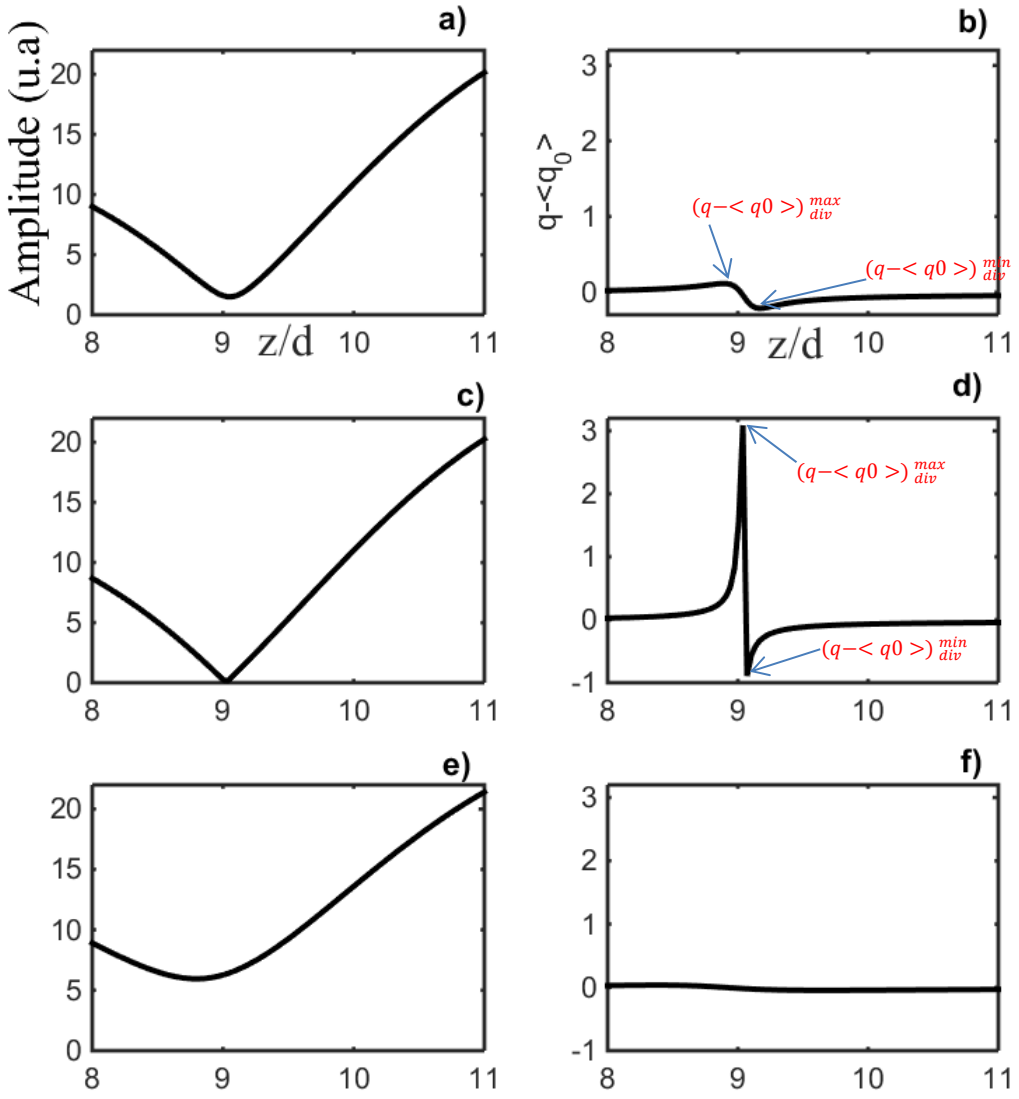


Figure V-36 : Profils spatiaux de l'amplitude, et de la variation du nombre d'onde avant (a, b), et après (e,f) le cœur du défaut (c, d) pour t/Ti=1,2

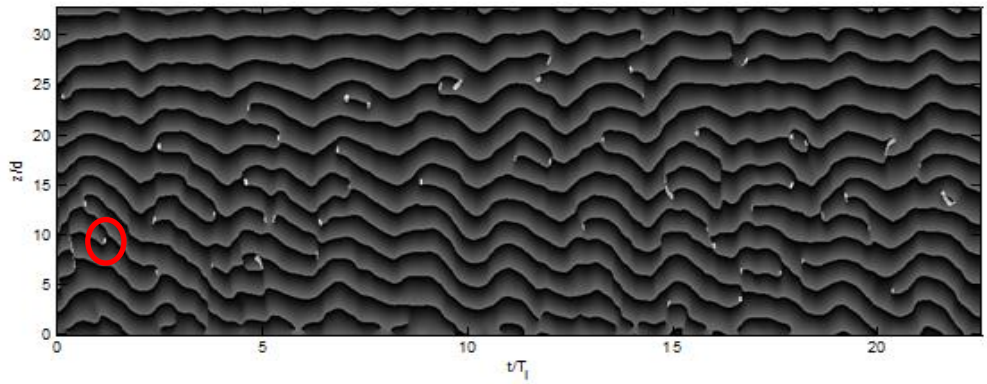


Figure V-37 : Diagramme spatiotemporel superposant les défaults et le diagramme homogénéisé, ($R_e = 2955$; $Q_g = 160\,ml/min$; $alpha(\%) = 0{,}0087$), mélange à 65

2-4) Méthode d'analyse des défauts

La procédure de détection des défauts est appliquée sur tous les diagrammes spatiotemporels des mélanges 65% et 40% (en masse de glycérine) qui nous permettent d'obtenir les propriétés suivantes :

- N_{def} nombre de défauts observé sur un diagramme spatiotemporel.
- T_{def} durée de vie d'un défaut (voir Figure V-38).
- T_{sep} temps séparant les centres de gravité de deux défauts consécutifs (Figure V-38).
- H_{sep} hauteur séparant les centres de gravité de deux défauts consécutifs (Figure V-38).

Le nombre de défauts moyen est calculé de la manière suivante :

$$< N_{def} >= \frac{N_{def}}{\tilde{T}_{acq}} = \frac{N_{def} T_i}{T_{acq}} \qquad \text{(V-15)}$$

Avec $\tilde{T}_{acq} = T_{acq}/T_i$ est le temps d'acquisition adimensionnel basé sur T_i.

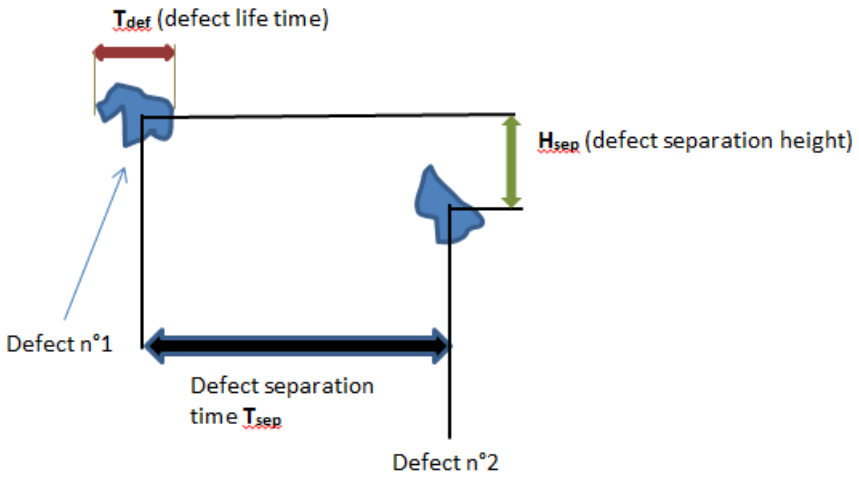


Figure V-38 : Schéma de deux défauts successifs (van Ruymbeke et al., 2017)

2-5) Nombre de défauts

L'évolution du nombre de défauts moyen en fonction du paramètre de contrôle alpha présente deux zones :

- Pour $alpha < alpha_{CDD}$ le nombre de défauts moyen <N_{def}> augmente rapidement en fonction alpha
- Pour $alpha > alpha_{CDD}$, le nombre de défauts moyen <N_{def}> montre une faible augmentation avec le paramètre de contrôle alpha, puis une saturation du nombre des défauts à partir de alpha(%)=0,02.

$alpha_{CDD}$=0,01% représente ici la fraction volumétrique critique, seuil de transition du régime de chaos de défauts au régime de chaos de défauts développé.

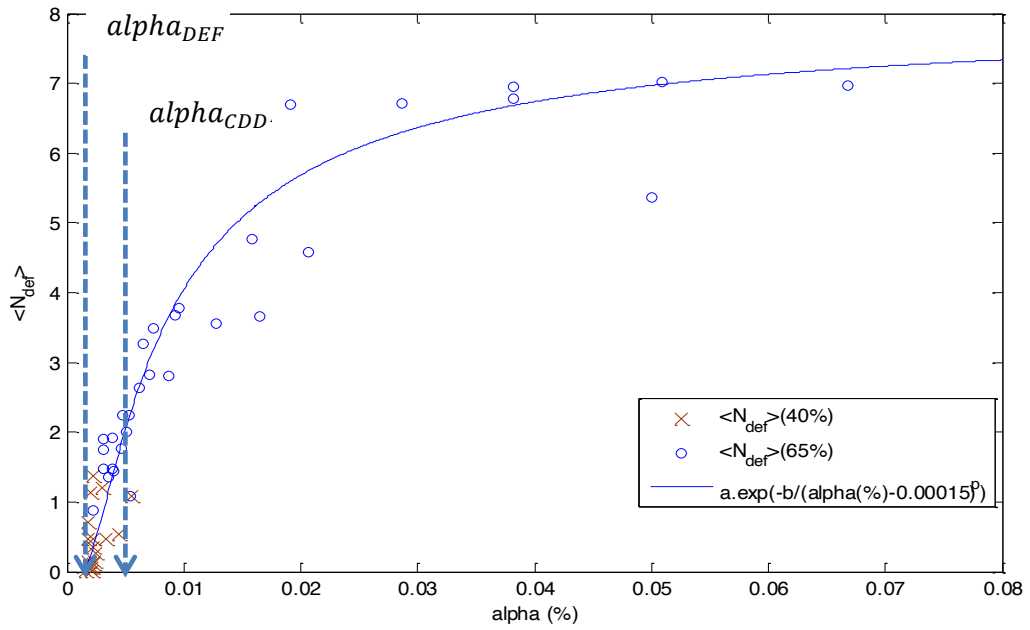


Figure V-39: Évolution du nombre moyen des défauts en fonction du paramètre alpha(%) pour les mélanges 65% et 40%, le trait continu représente la loi d'ajustement proposé par Egolf & Greenside (1995)

En effet, la dynamique des défauts de notre étude ressemble à celle observée dans le cas d'une transition entre un chaos de phase et un chaos de défauts obtenue par les simulations numériques des équations complexes de Ginzburg-Landau réalisées par Shraiman et al. (1992) et Egolf & Greenside (1995). Après analyse des différentes lois suggérées dans les travaux antérieurs sur le chaos de défauts, nous avons trouvé que nos données expérimentales du nombre de défauts moyen sont bien ajustées grâce à la loi proposée par Egolf & Greenside (1995):

$$< N_{def} > = a.\exp\left(\frac{-b}{(c_3 - c_3")^p}\right) \qquad \text{(V-16)}$$

Où c_3 est le coefficient de dispersion non-linéaire dans les équations de Ginzburg-Landau qui sert de paramètre de contrôle, tandis que a, b, c_3" et p sont des paramètres d'ajustement avec les données expérimentales.

Le Tableau V-1 récapitule les valeurs des paramètres d'ajustement avec la loi de décroissance exponentielle du nombre de défauts obtenus dans le cadre de nos essais pour le mélange à 65% (Figure V-39) et obtenus dans la bibliographie pour plusieurs configurations d'écoulement.

Dans l'écoulement de Taylor-Couette à bulles, pour la gamme des paramètres de fonctionnement étudiée, la fraction volumétrique critique $alpha_{DEF} = 0{,}0015\% \pm 0{,}0005$ (correspondant au paramètre c_3'') caractérise le seuil d'apparition du régime chaotique de défauts (ou DMT pour defect mediated turbulence). Le facteur puissance p obtenu est en bon accord avec celui obtenu dans la théorie de la dynamique des défauts pour différentes configurations d'écoulement.

Système de défauts de chaos:		a	B	c_3''	p
Equation de Ginzburg-Landau [Egolf & Greenside 1995]		0,66	0,98	0,70	1
Deux disques (un seul disque tournant) [Cros & Le Gal, 2004]		5	4	ADIMdef=38,5	1
Taylor-Couette viscoélastique pour trois nombre élastique E [Latrache et al 2016]	E=0,011	0,058±0,004	0,25±0,04	$Taylor_{def}$=49,8	1
	E=0,020	0,008±0,001	0,86±0,05	$Taylor_{def}$=46,6	1
	E=0,046	0,032±0,001	6±0,08	$Taylor_{def}$=43,5	1
Présente étude : Taylor-Couette diphasique [2018]		7± 0,2	0,0050± 0,0008	0,0015%± 0,0005 $\boldsymbol{alpha_{DEF}}(\%)$	0,99±0,2

Tab V.1 : Récapitulatif des paramètres de la loi de décroissance exponentielle du nombre de défauts proposée par Egolf & Greenside dans nos essais et dans différentes configurations d'écoulement

La durée de vie moyenne d'un défaut $\langle T_{def} \rangle$ et son écart type σT_{def} ont été calculés en fonction du paramètre de contrôle alpha respectivement selon les formules suivantes :

$$\langle T_{def} \rangle = \sum_{i=1}^{N_{def}} \frac{T_{def}^i}{N_{def}} \tag{V-17}$$

$$\sigma T_{def} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{def}} \left(T_{def}^i - \langle T_{def} \rangle\right)^2 / N_{def}} \tag{V-18}$$

Avec T_{def}^i la durée de vie d'un défaut de numéro i pour une valeur fixe du paramètre alpha.

La durée de vie moyenne d'un défaut Figure V-40 en fonction du paramètre de contrôle alpha reste constante autour de $\frac{<T_{def}>}{T_i} = 0{,}1$. Tandis que son écart type σT_{def} est autour de 0,1Ti quelle que soit la valeur de alpha(%) pour le mélange à 65%. Pour le mélange à 40%, la durée de vie moyenne d'un défaut est égale à son écart type.

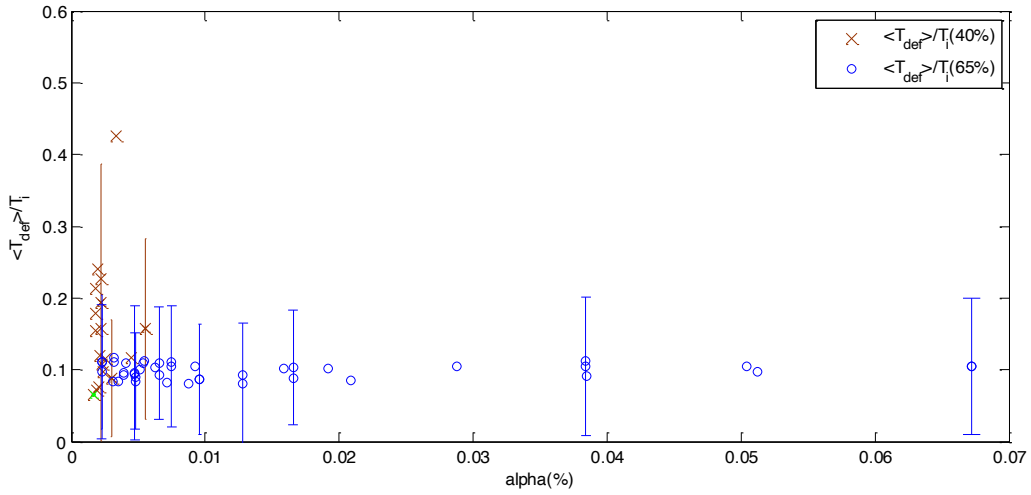


Figure V-40: Durée de vie d'un défaut normalisé en fonction de alpha(%).%. Les barres d'erreurs représentent les écarts types.

Le temps de séparation moyen entre deux défauts consécutif $\langle T_{sep} \rangle$ et son écart type σT_{sep} ont été calculés respectivement selon les formules suivantes :

$$\langle T_{sep} \rangle = \sum_{i=1}^{N_{def}-1} \frac{T_{sep}^{i}}{N_{def}-1} \quad \text{(V-19)}$$

$$\sigma T_{sep} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{def}-1} \left(T_{sep}^{i} - \langle T_{sep} \rangle\right)^2}{N_{def}-1}} \quad \text{(V-20)}$$

Avec T_{sep}^{i}, le temps séparant deux défauts consécutifs de numéros i et i+1 pour une valeur fixe du paramètre alpha.

Pour le mélange à 65%, dans le régime de chaos de défauts, ($alpha_{DEF} \leq alpha(\%) < alpha_{CDD}$), le temps moyen de séparation de deux défauts consécutifs $\langle T_{sep} \rangle$ diminue rapidement surtout près du seuil de l'apparition des défauts (Figure V-42). Cette diminution de $\langle T_{sep} \rangle$ est accompagnée par une diminution des fluctuations. Pour $alpha(\%) < alpha_{CDI}$, σT_{sep} est important, les défauts apparaissent ponctuellement à divers endroit de l'écoulement et il peut s'écouler un certain temps avant l'apparition d'un nouveau défaut. Pour $alpha_{CDI} > alpha(\%)$, les $\langle T_{sep} \rangle$ diminue ainsi que leur écart type jusqu'à atteindre $alpha_{CDD}$, dans le régime de chaos développé, le temps entre les défauts diminue faiblement avec alpha(%), de plus, on a l'écart type σT_{sep} du même ordre de grandeur que $\langle T_{sep} \rangle$, en accord avec une distribution de Poisson des temps de séparation entre défauts.

Pour le mélange à 40% Figure V-43, il existe deux types de variation du temps moyen de séparation de défaut. Dans le premier cas, l'écart type est faible, ce qui indique une périodicité des défauts dans l'écoulement (Figure I-12 régime toroïdal établi et régime spiral). Le $\langle T_{sep} \rangle / T_i$ tend à être égale à 1. Le deuxième cas, l'écart type et la valeur moyenne du temps de séparation de défaut est importants, les défauts apparaissent de sporadiquement dans l'écoulement, leur nombre est faible (N_{def}<20 par un diagramme spatiotemporel).

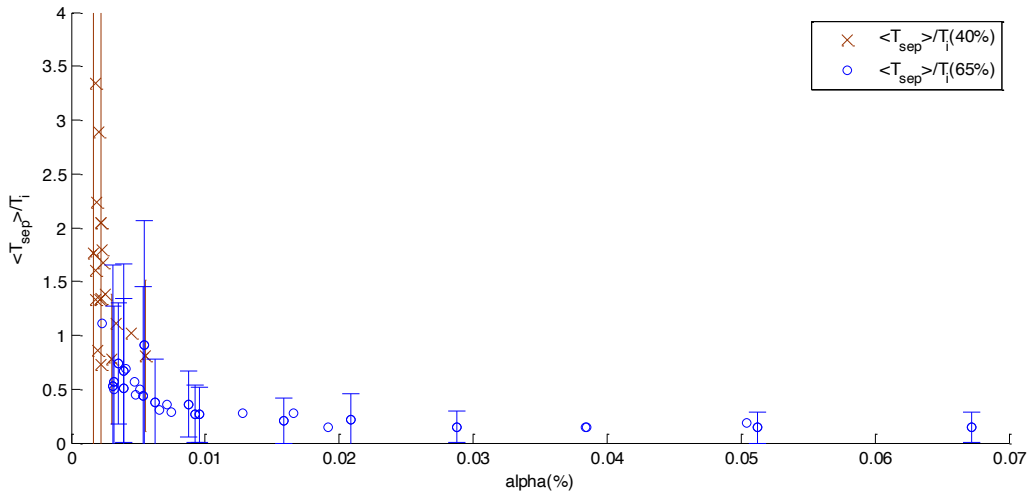


Figure V-41 : Temps séparant deux défauts consécutifs en fonction du paramètre de contrôle alpha(%) pour le mélange à 65% et de 40%. Les barres d'erreurs représentent les écarts types.

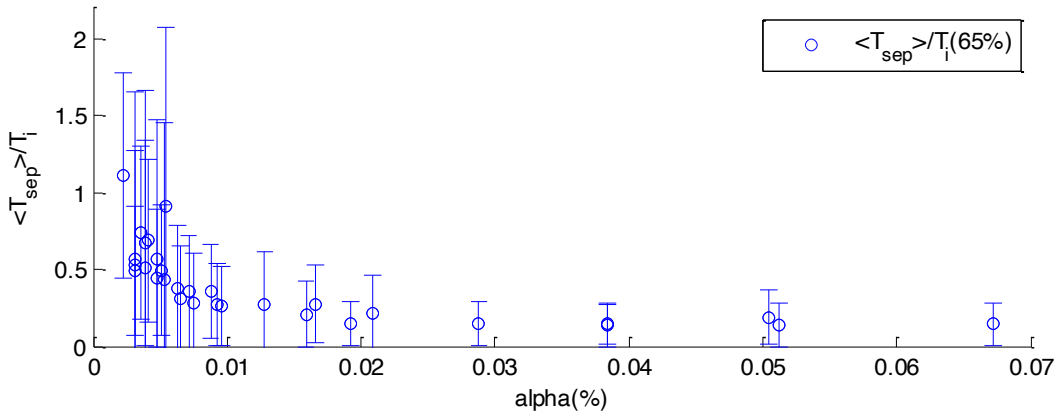


Figure V-42: Temps séparant deux défauts consécutifs en fonction du paramètre de contrôle alpha(%) pour le mélange à 65%. Les barres d'erreurs représentent les écarts types.

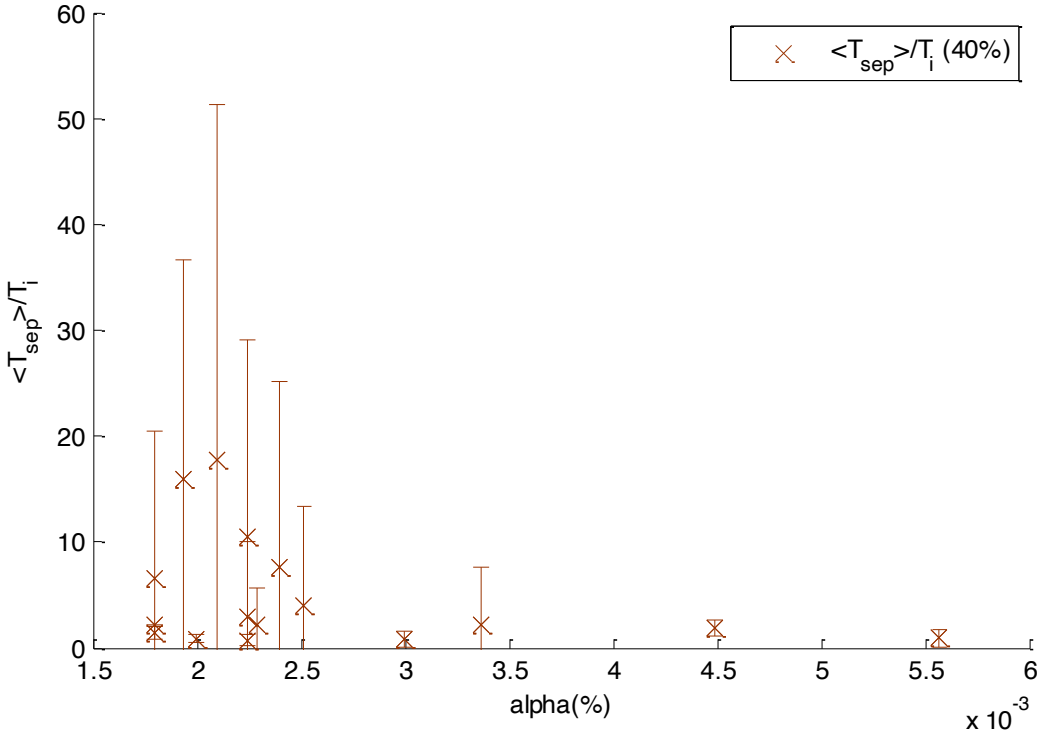


Figure V-43: Temps séparant deux défauts consécutifs en fonction du paramètre de contrôle alpha(%) pour le mélange à 40%. Les barres d'erreurs représentent les écarts types.

Nous avons réalisé des statistiques des temps de séparation de deux défauts consécutifs pour les différentes valeurs du paramètre de contrôle alpha. La Figure V-44 a) représente un histogramme cumulatif des temps T_{sep} pour une valeur de alpha(%). Les histogrammes montrent une décroissance exponentielle (Figure V-44 b)):

$$N_{sep} \sim \exp(-\frac{T_{sep}}{T_{sepc}}) \quad \text{(V-21)}$$

Avec T_{sepc} le temps caractéristique séparant deux défauts consécutifs.

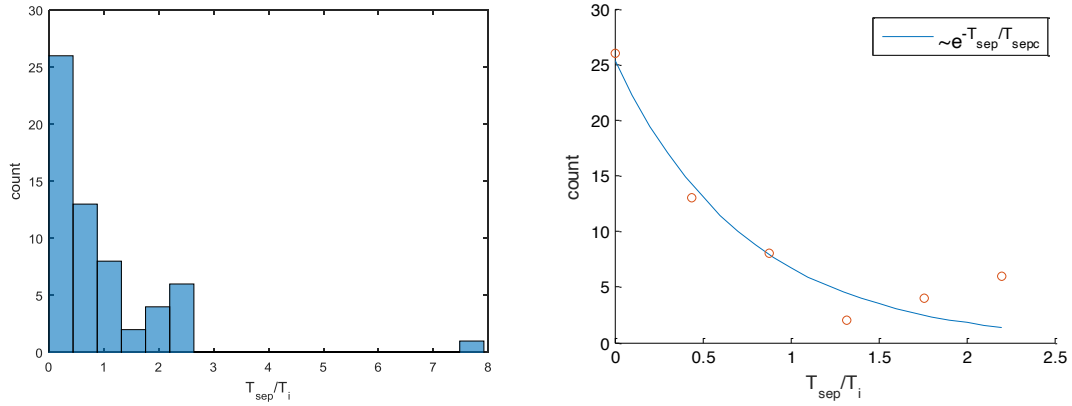


Figure V-44 : : a) Histogramme des temps T_{sep} de défaut par temps de rotation b) Fit de la loi exponentielle, $R_e = 2867;\ Q_g = 99{,}2\, ml/min;\ alpha(\%) = 0{,}0054$)

Dans les travaux de Cros & Le gal (2004); la distribution de l'apparition des défauts suit une loi de Poisson près du seuil de leur apparition lorsque le nombre de défauts moyen est égal à l'inverse du temps caractéristique T_{sepc} séparant deux défauts consécutifs. Nous avons donc tracé dans la Figure V-45 l'évolution de l'inverse des temps caractéristiques $\frac{1}{\tilde{T}_{sepc}} = \frac{T_i}{T_{sepc}}$ et moyens $\frac{1}{\langle \tilde{T}_{sep} \rangle} = \frac{T_i}{\langle T_{sep} \rangle}$ séparant deux défauts consécutifs en fonction du nombre moyen de défauts $<N_{def}>$.

Nous avons une très bonne adéquation entre le nombre de défauts moyen et l'inverse du temps moyen séparant deux défauts :

$$\frac{T_i}{\langle \tilde{T}_{sep} \rangle} = \langle N_{def} \rangle \quad \text{(V-22)}$$

L'inverse du temps caractéristique $1/\tilde{T}_{sepc}$ obtenu par la décroissance exponentielle de l'histogramme des temps de séparation de défauts par temps de rotation du cylindre intérieur montre une adéquation satisfaisante avec le nombre de défauts moyen, à l'exception de quelques points de fonctionnement ($alpha(\%) < 0{,}0008$):

$$\frac{T_i}{\tilde{T}_{seqc}} \approx \langle N_{def} \rangle \quad \text{(V-23)}$$

Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus en régime de chaos défauts dans les écoulements entre deux disques (Cros & Le gal, 2004) et Taylor-Couette viscoélastique (Latrache et al. 2016).

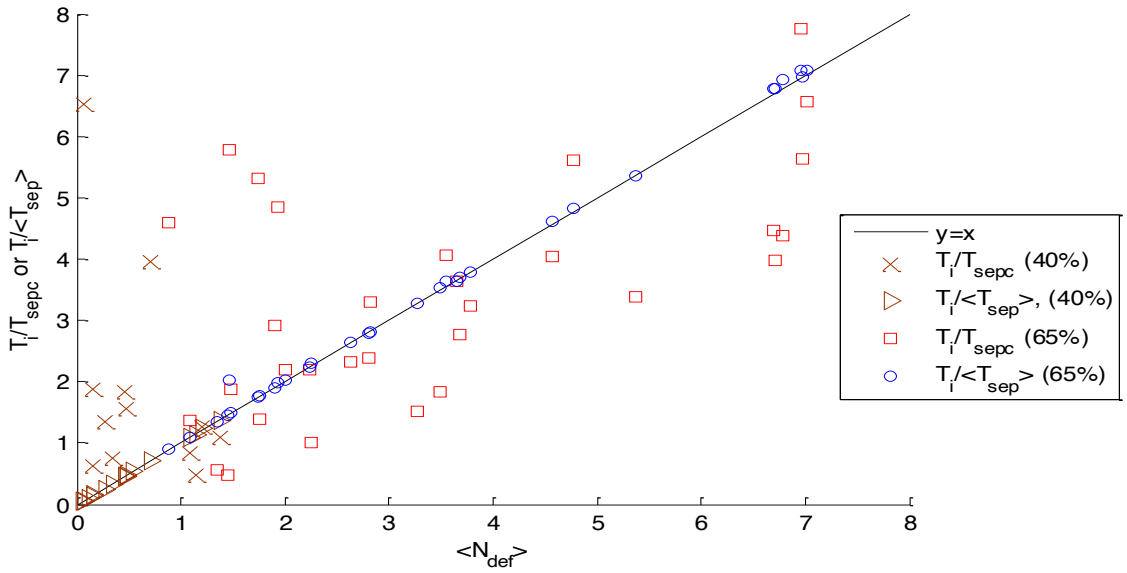


Figure V-45: Temps caractéristique et temps séparant deux défauts moyen en fonction du nombre de défauts moyen pour le mélange de 65% et de 40%.

Dans le cas où les défauts sont aléatoires dans le temps et dans l'espace, les statistiques montre que l'histogramme suit bien une loi exponentielle, et l'inverse de leur temps caractéristique est proche du nombre de défauts moyen. Pour le mélange à 65%, les points de mesures les plus éloignées de l'équation $Ti/T_{sepc} =< N_{def} >$ correspondent à des faibles valeurs de alpha ($alpha(\%) < 0{,}006$) représentant le régime de coexistence structuré. Pour le mélange à 40%, les défauts apparaissent avec une périodicité (cf. Figure V-43), et l'inverse des temps caractéristique tends à être plus éloigné du nombre moyen de défauts.

2-6) Evolution des défauts : du chaos des défauts vers le chaos développé

Pour caractériser l'évolution des motifs en présence des défauts vers un chaos de défauts développé en augmentant le paramètre de contrôle alpha, nous avons comparé la durée de vie d'un défaut avec celui séparant deux défauts consécutifs. La Figure V-46 montre que le rapport $(\frac{<T_{def}>}{<T_{sep}>})$ augmente en fonction du paramètre de contrôle. Ce rapport $(\frac{<T_{def}>}{<T_{sep}>})$ varie entre 0,1 et 0,8. Dans les travaux théoriques de Afraimovich et Bunimovich (1995), la transition au chaos de défauts développé se produit lorsque la durée de vie du défaut est proche du temps séparant deux défauts ($< T_{def} > \approx < T_{sep} >$) dans la limite de la grande densité de défauts. Dans notre étude et à partir de $alpha > alpha_{CDI} = 0{,}005\%$, l'écart type de $(\frac{<T_{def}>}{<T_{sep}>})$ dépasse un: cela signifie qu'il existe plusieurs défauts, dont le temps les séparant, de défauts consécutifs est inférieur à leurs durées de vies, en accord avec l'existence de bouffées de défauts intermittentes (régime de chaos de défauts intermittent : CDI).

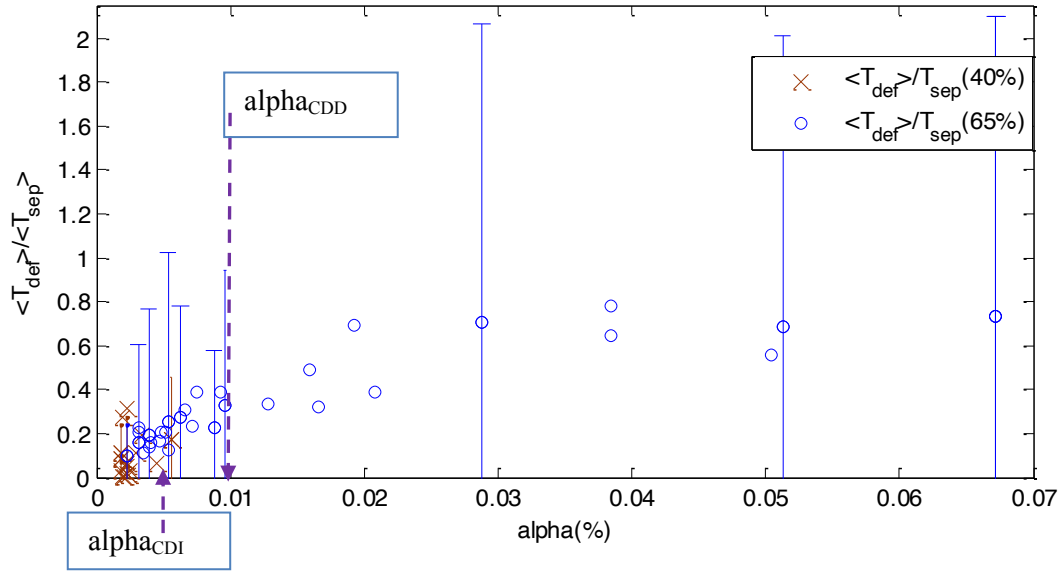


Figure V-46: Rapport entre la durée de vie moyenne d'un défaut et le temps moyen séparant deux défauts consécutifs en fonction de alpha pour le mélange de 65% et 40%.

Nous avons comparé la longueur de corrélation du motif ξ avec la longueur moyenne séparant deux défauts H_{sep} en fonction de alpha (Figure V-47). Dans le régime des chaos des défauts ($alphad_{DEF} < alpha < alpha_{CDD}$), le rapport ξ/H_{sep} diminue avec alpha. Dans l'écoulement du chaos développé (alpha>alpha$_{CDD}$), la longueur de corrélation du motif et la longueur moyenne séparant deux défauts sont très proches ($\xi \approx H_{sep}$). Ce résultat est en accord avec celui obtenu dans les travaux théoriques de Coullet et al. (1992) qui ont montré que transition vers la turbulence développée se produit lorsque la longueur de corrélation des motifs et la longueur moyenne séparant deux défauts consécutifs sont du même ordre de grandeur.

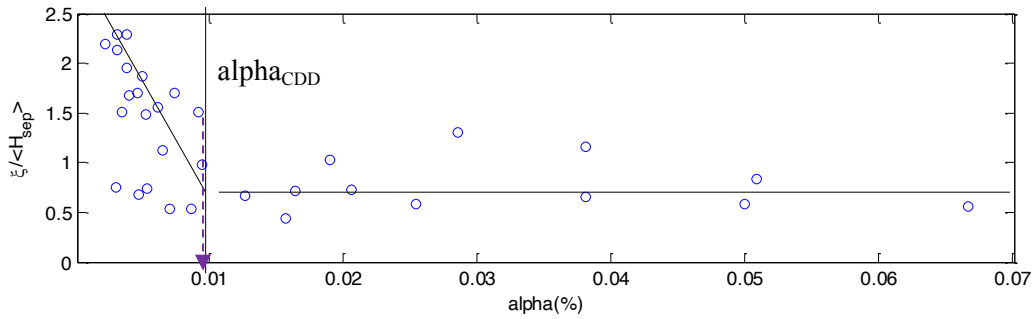


Figure V-47: Hauteur moyenne de séparation de défauts en fonction de alpha(%)pour le mélange 65%

Pour comparer les écarts entre le temps de séparation et le temps moyen de deux défauts consécutifs en fonction du paramètre de contrôle, nous avons calculé la covariance selon la formule suivante:

$$CoT_{sep} = \frac{1}{N_{def}-1} \sum_{i=1}^{N_{def}-1} \left(T_{sep}^{i} - < T_{sep} >\right)\left(T_{sep}^{i+1} - < T_{sep} >\right) \quad \text{(V-24)}$$

avec N_{def} le nombre de défaut.

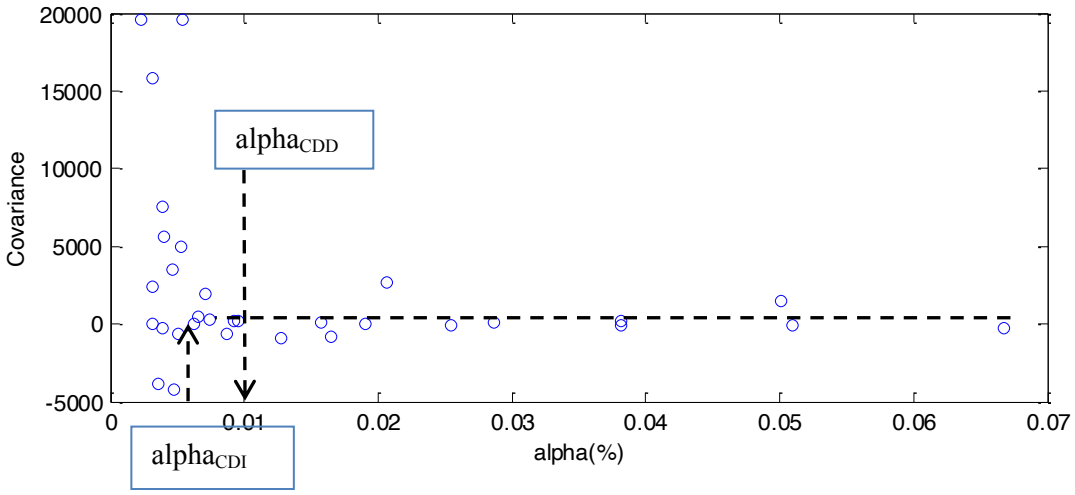


Figure V-48 : Covariance des temps de séparation consécutifs entre défauts en fonction de alpha(%) pour le mélange 65%

Dans le régime du chaos des défauts, pour $alpha_{DEF} < alpha < alpha_{CDI}$, la covariance des temps séparant deux défauts consécutifs est différente de zéro ($CoT_{sep} \neq 0$) ce qui montre que deux défauts consécutifs ne sont pas indépendants, contrairement à ce que suppose la théorie des chaos de défauts. Par contre dans le régime du chaos de défauts intermittent et de chaos développé ($alpha > alpha_{CDI}$), la covariance des temps de séparation des défauts est proche de zéro ($CoT_{sep} \approx 0$), ceci montre l'existence de bouffées de défauts intermittentes indépendantes, ce qui mène l'écoulement vers le chaos.

L'évolution du régime de chaos des défauts vers le chaos développé peut-être constatée aussi sur la réponse spatiotemporelle de l'énergie (densité spectrale dans le plan (q,f)) en fonction du paramètre de contrôle alpha. Pour représenter la densité spectrale dans le plan (q,f) en fonction de alpha, nous avons pris une bande de la densité spectrale autour du nombre d'onde principale $q = q_0 + \Delta q$ avec $\Delta q = 12{,}4\ mm^{-1}$ et $f \in [0: 0{,}4Hz]$. En superposant ces bandes d'énergie en fonction du paramètre de contrôle alpha, nous obtenons l'évolution de l'énergie dans la Figure V-49 a). Figure V-49 b), montre l'évolution en pourcent de la surface chaotique évaluée sur les diagrammes spatiotemporels. Dans le régime des défauts, pour $alpha_{DEF} < alpha < alpha_{CDI}$, une seule fréquence est visible (Figure V-49 a)) qui correspond à environs [0-50%] de surface chaotique. Dans le régime du chaos des défauts pour $alpha_{CDI} < alpha < alpha_{CDD}$, les principaux motifs sont discernables, on a superposition de plusieurs fréquences discrètes non commensurable, la surface des zones chaotiques sur les diagrammes spatiotemporels est comprise entre [50% - 100%]. Tandis que dans le régime chaotique ($alpha > alpha_{CDD}$), l'énergie est diffuse et continue sur la gamme de fréquences relevée de 0 à 0,4 Hz, les diagrammes spatiotemporelle sont complètement chaotique.

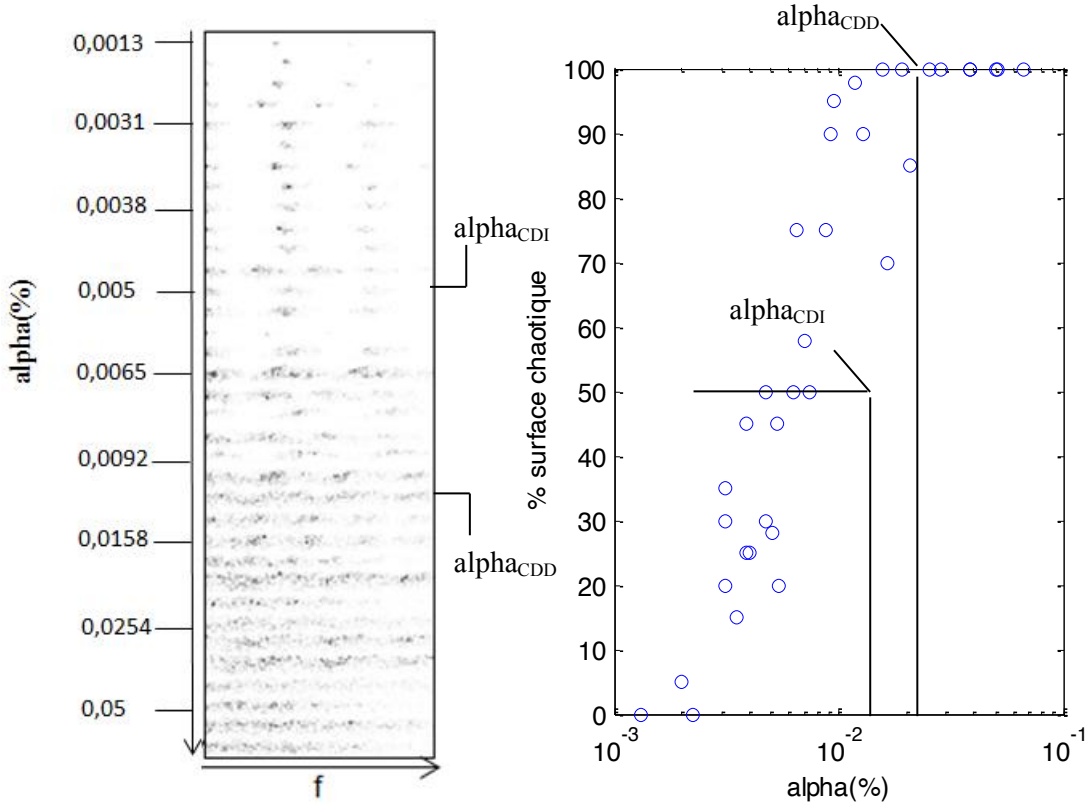


Figure V-49 : a) Évolution du spectre des fréquences 2D, b) évaluation de la surface chaotique sur les diagrammes spatiotemporel en fonction du paramètre alpha(%) pour le mélange à 65%

V-3) Discussion et conclusion

La Figure V-50 présente la cartographie des différents régimes de capture de bulles obtenus en fonction du nombre de Reynolds (Re) et du paramètre alpha (%) ou débit des bulles d'air Q_g.

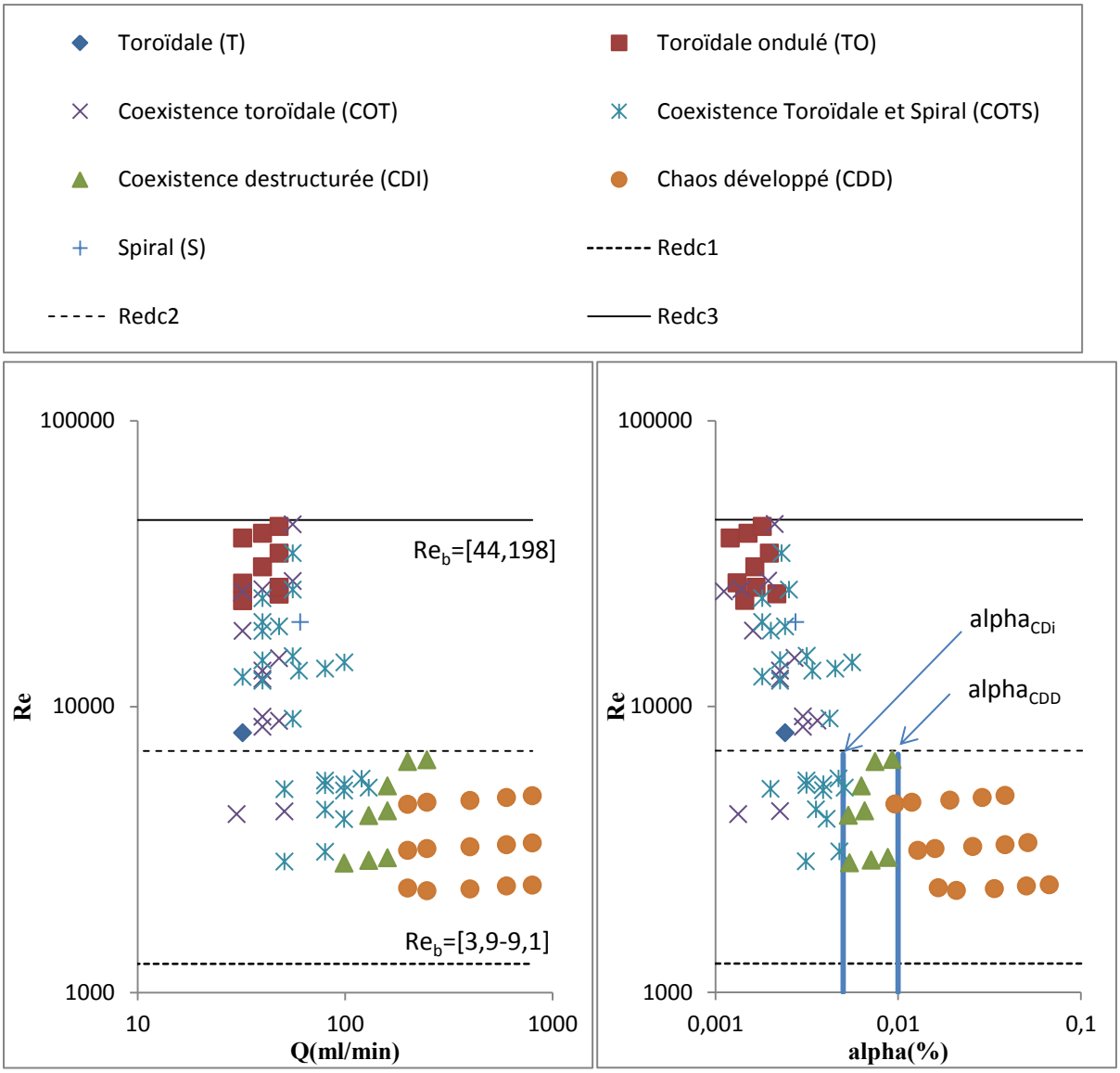


Figure V-50 : Cartographie des régimes de capture pour les mélanges 40% et 65%

De manière générale, on voit qu'une augmentation du débit a tendance à favoriser les motifs en spiral. Une augmentation du Reynolds a tendance à favoriser les motifs en toroïdal. L'augmentation de alpha a tendance à favoriser les régimes de coexistence et donc l'apparition de défauts entre les séquences de motifs.

Pour le mélange à 40%, nous avons observé des régimes de motifs purs pour les faibles valeurs de alpha et des régimes de coexistence COT et COTS structurée en augmentant le paramètre alpha. La vitesse de diffusion n'a pas atteint la vitesse de bulle ascensionnelle sans écoulement qui est le critère de passage d'un état d'écoulement structuré vers un état d'écoulement déstructuré.

A débit constant, l'augmentation du Reynolds conduit à une première transition d'un régime de coexistence COT vers un régime de coexistence COTS puis une deuxième transition du régime COTS

vers un régime COT. Pour une géométrie d'entrefer plus large, Muraï et al., (2008) ont également observé la coexistence des régimes spiral/toroïdal pour une gamme de nombre de Reynolds autour de 1700-2000. Avec l'augmentation du Reynolds, ils ont également mis en évidence une 1ere transition du régime toroïdal vers le régime spiral au travers de la coexistence puis une deuxième transition du régime spiral vers le régime toroïdal. Le fait que le motif en spiral ne puisse exister que sur une gamme de Reynolds limitée se justifie par le fait que le pas de la spirale doit être du même ordre de grandeur que la longueur d'onde axiale des cellules de Taylor, or le pas diminue avec l'augmentation du Reynolds (Muraï et al., 2008).

Pour le mélange à 65%, pour des valeurs de Re entre 2200 et 6500, la capture des bulles d'air est toujours assurée par les structures tourbillonnaires, mais le Reynolds et donc la vitesse de rotation du cylindre intérieur a peu d'influence sur les régimes observés. En effet c'est le débit imposé (qui se traduit par une augmentation du paramètre alpha qui a le plus d'influence sur le régime. Pour ce mélange, on a pu mettre en évidence la transition du régime de chaos des défauts (régime de coexistence) vers le chaos développé avec l'augmentation de alpha.

En régime de coexistence structurée, les défauts successifs ne sont pas indépendants, mais corrélés.

L'analyse des fonctions d'autocorrélation 2D et FFT 2D des diagrammes spatio-temporels a permis de mettre en évidence 2 valeurs seuils de alpha :

- $alpha_{CDI}$=0,005% est la fraction volumétrique d'air critique pour la transition du régime de coexistence structuré (avec effet mémoire) au régime de coexistence déstructuré (présence de bouffées de défauts intermittentes). La vitesse de diffusion de l'écoulement atteint la vitesse de bulle sans écoulement.

- $alpha_{CDD}$=0,01% est la fraction volumétrique d'air critique pour la transition du régime de chaos de défauts (coexistence) au régime de chaos développé.

L'analyse des défauts qui a été conduite dans ce chapitre sur les intensités de bulles est tout à fait originale. Nous avons transposé des méthodes d'analyse traditionnellement utilisées dans la transition vers la turbulence dans des écoulements monophasiques.

L'analyse des défauts spatio-temporels a permis de montrer que la fréquence d'occurrence des défauts normalisée par la fréquence de rotation suit une loi de croissance exponentielle dans le régime de chaos des défauts, comme observée dans la transition vers le chaos développé dans des écoulements de Taylor Couette visco-élastiques. A partir de cette loi, nous avons pu déterminer une autre valeur seuil de alpha :

- $alpha_{DEF}$=0,0015±0,0005%, est la fraction volumétrique d'air critique pour la l'apparition des défauts chaotiques.

Le tableau suivant est un tableau récapitulatif des différents régimes de capture de bulles que nous avons observés, avec les différentes dénominations attribuées dans ce chapitre.

mélange	alpha	Régime de capture	Type de défauts	
40%		**Motifs** uniques	Pas de défauts	
40% et 65%	$alpha_{DEF}<alpha<alpha_{CDI}$	**Coexistence structurée** de motifs (COT et COTS)	Défauts ponctuels corrélés	Chaos de défauts (appelé aussi Defect mediated turbulence dans la littérature)
65%	$alpha_{CDI}<alpha<alpha_{CDD}$	**Coexistence déstructurée** de motifs = **Chaos de défauts intermittents** (CDI)	Défauts décorrélés (existence de bouffées de défauts intermittentes)	
65%	$alpha>alpha_{CDD}$	**Chaos de défauts développé** (CDD)		

Tableau V-2 : Tableau récapitulatif des différents régimes de capture

Nous avons étudié dans ce chapitre, l'évolution globale de l'écoulement diphasique et mise en évidence les transitions vers un régime chaotique. Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser à la phase dispersée dans les structures tourbillonnantes.

VI. Analyse S-PIV du champ de vitesse de la phase liquide en diphasique..... 128

VI-1) Introduction : 128

1-1) Réarrangement des cartographies pour le calcul de la contribution à la turbulence du mouvement aléatoire spécifique en diphasique 129

VI-2) Points de fonctionnement étudiés 131

VI-3) Influence du motif 131

3-1) Les différents motifs 131
3-2) Evolution temporelle des caractéristiques des cellules de Taylor dans les différents motifs 134
3-3) Caractéristiques des cellules de Taylor en fonction des séquences de motifs 137
3-4) Cartographie des champs de vitesses moyennes pour les différents motifs 139
3-5) Influence de la séquence de motifs sur les profils radiaux 141
3-6) Influence de la séquence du motif sur le Nusselt 146

VI-4) Influence du Reynolds 148

4-1) Influence globale du Reynolds sur les caractéristiques des cellules 148
4-2) Influence du Reynolds sur les profils radiaux 152
4-3) Influence du Reynolds sur le Nusselt 155

VI-5) Influence du débit 158

5-1) Influence globale du débit sur les caractéristiques des cellules 158
5-2) Influence du débit sur la pente des motifs 161
5-3) Influence du débit sur les cartographies de vitesse moyenne 163
5-4) Influence du débit sur les profils radiaux 165
5-5) Influence du débit sur le Nusselt 170

VI-6) Mise en évidence des scénarios de transition en diphasique. 173

6-1) Transition Toroïdal-Spiral 173
6-2) Transition Spiral-Toroïdal 175

VI-7) Conclusion- Récapitulatif 176

VI. Analyse S-PIV du champ de vitesse de la phase liquide en diphasique.

VI-1) Introduction :

Ce chapitre concerne l'exploitation et l'analyse des mesures du champ de vitesse du liquide réalisé par S-PIV dans les régimes diphasiques de coexistence de motifs pour le mélange à 65%. À partir des méthodes de traitement et d'analyse décrites dans le chapitre IV, nous allons caractériser les cellules de Taylor horaire et antihoraire (taille, vorticité, circulation, maximas de vitesse axiale et maximas de vitesse radiale dans les jets) en moyenne temporelle en fonction des paramètres de contrôle : Reynolds, débit d'air et fraction volumétrique (alpha). Une analyse statistique sera menée aussi en discriminant les différents motifs dans les régimes diphasiques. On procédera aussi à l'analyse des profils radiaux des 3 composantes de vitesses, vitesse moyenne et vitesses RMS obtenues pour 2 types de moyennage.

Pour rappel, on définit un premier type de fluctuation : $u' = u - < u >_{z,t}$, basé sur la moyenne axiale et temporelle sur une longueur d'onde instantanée et un nombre entier de périodes temporelles. Cette fluctuation de vitesse comprend la contribution de la turbulence à petite échelle du mouvement aléatoire, mais également la contribution de la turbulence du mouvement cohérent induit par les cellules. Une modification de ce mouvement cohérent par la capture des bulles doit être visible sur les 3 composantes de vitesse RMS :

$$u'_r = u_r - < u_r >_{z,t} \quad \text{(VI-1)}$$
$$u'_z = u_z - < u_z >_{z,t} \quad \text{(VI-2)}$$
$$v'_\theta = v_\theta - < v_\theta >_{z,t} \quad \text{(VI-3)}$$

Le deuxième type de fluctuation : $u'' = u - < u >_t$ est basé sur la moyenne locale temporelle.

$$u''_r = u_r - < u_r >_t \quad \text{(VI-4)}$$
$$u''_z = u_z - < u_z >_t \quad \text{(VI-5)}$$
$$v''_\theta = v_\theta - < v_\theta >_t \quad \text{(VI-6)}$$

En écoulement monophasique, ce type de moyennage est censé rendre compte de la contribution de la turbulence à petite échelle du mouvement aléatoire. En diphasique, c'est plus compliqué. En effet, pour les motifs ondulés, ce terme comprend également la contribution de l'onde azimutale induite par la capture des bulles. Pour les motifs ascendants de type spiral et toroïdal élevé, ce terme intègre aussi la variabilité temporelle du champ de vitesse par le défilement axial des cellules. Pour étudier la contribution de la turbulence aléatoire, il est nécessaire d'effectuer un réarrangement des cartographies de vitesse instantanée afin de figer la position des jets. Dans une première partie, nous présenterons la méthode de réarrangement des cartographies de vitesse spécifique qui a été mise en place en diphasique. Dans une seconde partie, nous décrivons les points de fonctionnement (Reynolds, débit d'air) qui ont été caractérisés par la S-PIV diphasique. Dans une 3ème partie, nous comparerons entre elles les caractéristiques du champ de vitesse obtenues pour différents motifs. Dans une quatrième partie, nous nous intéresserons à l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques des champs de vitesse en diphasique pour un même débit d'air. La 5ème partie sera consacrée à l'étude de l'influence du débit d'air pour des Reynolds similaires. Enfin, dans une dernière partie, nous discuterons comment les deux types de transition de motif (toroïdal à spiral et spiral à toroïdal) s'opèrent dans l'écoulement.

1-1) Réarrangement des cartographies pour le calcul de la contribution à la turbulence du mouvement aléatoire spécifique en diphasique

Afin de calculer la contribution du mouvement aléatoire, il est nécessaire de reconstruire les cartographies de vitesse instantanée en s'affranchissant du déplacement axial des cellules de Taylor et des jets.

Dans le chapitre IV, nous avons décrit la procédure de discrimination des cellules de Taylor, basée sur la détection des jets et la délimitation des cellules en suivant les lignes de courant dans les jets. Cette procédure est commune aux écoulements monophasiques et diphasiques. Pour les calculs statistiques de la turbulence aléatoire en diphasique, à la suite de cette procédure, on ne garde que les cartographies de vitesse instantanée pour lesquelles au moins un jet outflow a été détecté et la longueur d'onde axiale déterminée (exemple de la Figure VI-1 a).

La cartographie instantanée est ensuite tronquée axialement pour chaque position radiale. Elle est délimitée par un jet outflow et le jet outflow suivant (ou la longueur d'onde axiale) (Figure VI-1 b). La longueur d'onde et l'inclinaison du jet outflow varient au cours du temps, ainsi le nombre de mailles dans la direction axiale de la cartographie tronquée peut varier en fonction de la position radiale et au cours du temps.

Pour obtenir des cartographies en moyenne temporelle sur une longueur d'onde axiale et calculer les statistiques correspondantes, il est donc nécessaire d'interpoler les cartographies instantanées tronquées sur un maillage fixe. L'interpolation a été faite pour chaque position radiale sur 160 mailles (ce qui représente une longueur d'onde axiale en moyenne temporelle, soit 70% de la fenêtre de mesure totale). La Figure VI-2 a) montre le résultat de la cette interpolation. Cela peut entraîner visuellement une déformation des cellules et des jets qui n'impacte pas les calculs statistiques des cartographies en moyenne temporelle. Afin d'obtenir une image moyenne sans déplacement axial des jets, nous réordonnons la cartographie instantanée tronquée et interpolée, en repositionnant le jet outflow détecté toujours à la position z/λ=0. L'ensemble des vitesses sous le jet outflow est repositionné dans la partie supérieure de l'image (Figure VI-2, encadré orange).

Cette méthode est appliquée pour les cartographies instantanées de chaque composante de vitesse (u_r,v_θ,u_y). Elle nous permet de récupérer en diphasique les cartographies des 3 composantes de vitesse moyennées en temps ($<u_r>_t$,$<v_\theta>_t$,$<u_z>_t$), les cartographies des 3 composantes de vitesse RMS de la turbulence aléatoire ($\sqrt{\langle u"_r{}^2\rangle_t}$, $\sqrt{\langle v"_\theta{}^2\rangle_t}$, $\sqrt{\langle u"_z{}^2\rangle_t}$) et les profils radiaux en moyenne axiale des vitesses RMS ($\sqrt{\langle u"_r{}^2\rangle_{t,\lambda}}$, $\sqrt{\langle v"_\theta{}^2\rangle_{t,\lambda}}$, $\sqrt{\langle u"_z{}^2\rangle_{t,\lambda}}$) ainsi que de la cross corrélation $\langle u_r'' v_\theta''\rangle_{t,\lambda}$.

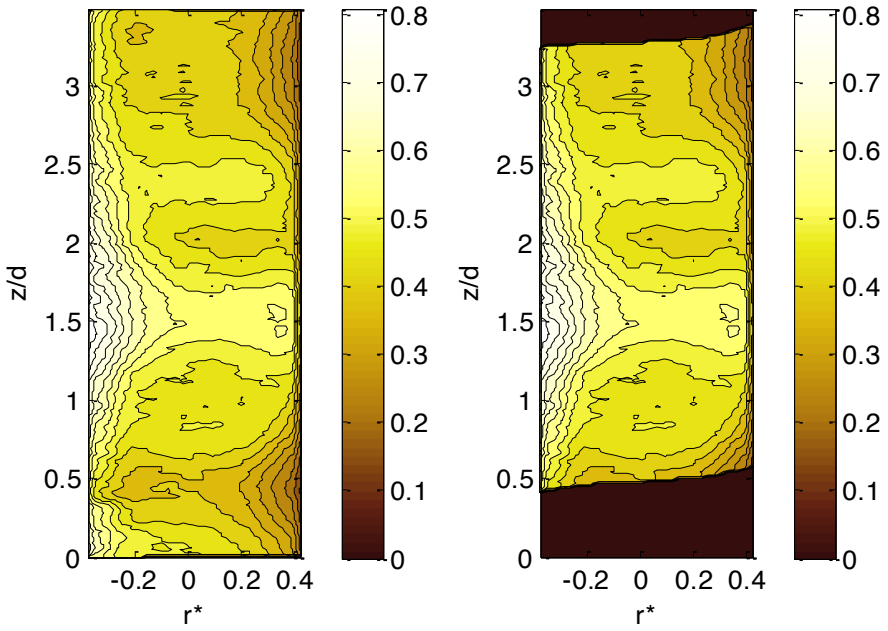


Figure VI-1 : $Re = 2551, Q_g = 99{,}2\, ml/min\,, alpha(\%) = 0{,}0046$ a) Cartographie de vitesse azimutale instantanée adimensionnelle après reconstruction POD b) Cartographie de vitesse azimutale instantanée adimensionnelle tronquée (troncature délimitée par les jets et la longueur d'onde axiale)

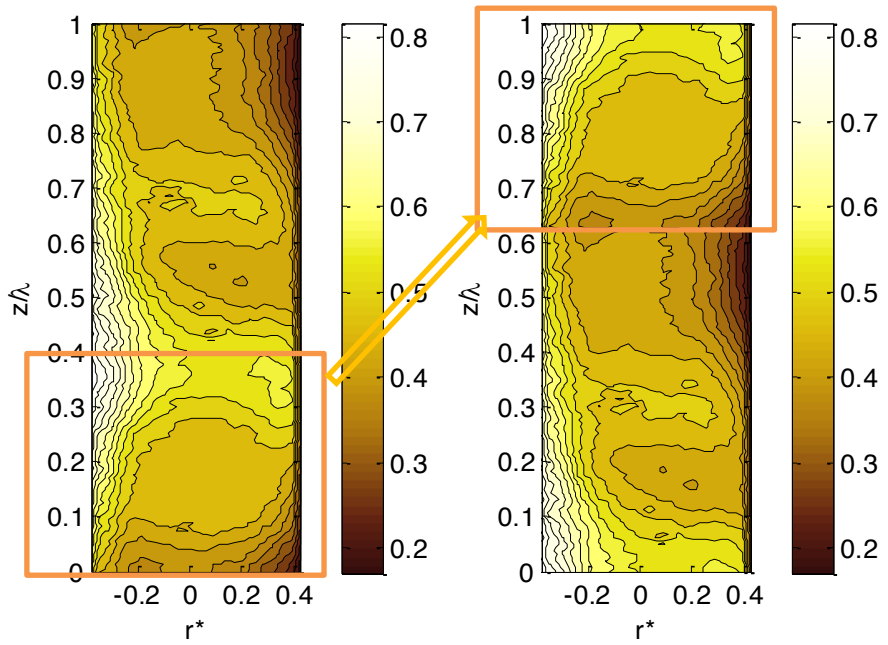


Figure VI-2: $Re = 2551, Q_g = 99{,}2\, ml/min\,, alpha(\%) = 0{,}0046$ a) Cartographie de vitesse azimutale instantanée adimensionnelle interpolée sur une longueur d'onde axiale, b) Cartographie de vitesse azimutale instantanée adimensionnelle interpolée réordonnée sur une longueur d'onde axiale

VI-2) Points de fonctionnement étudiés

Les points de fonctionnement Figure VI-3, ont été effectués pour un mélange en masse de glycérine de 65%. Les débits d'air varient de [0 – 160] ml/min. Le Reynolds varie entre 1730 et 3650, correspondant au régime monophasique de [MWVF, TN et TTVF]. Les régimes étudiés pour la S-PIV sont des régimes de coexistence structurés ($alpha_{DEF} \leq alpha \leq alpha_{CDI}$) et des régimes de coexistence déstructurés ($alpha_{CDI} \leq alpha \leq alpha_{CDD}$) Dans le cadre de nos mesures S-PIV, nous n'avons pas étudié le régime de chaos développé ($alpha_{CDD} \geq alpha$).

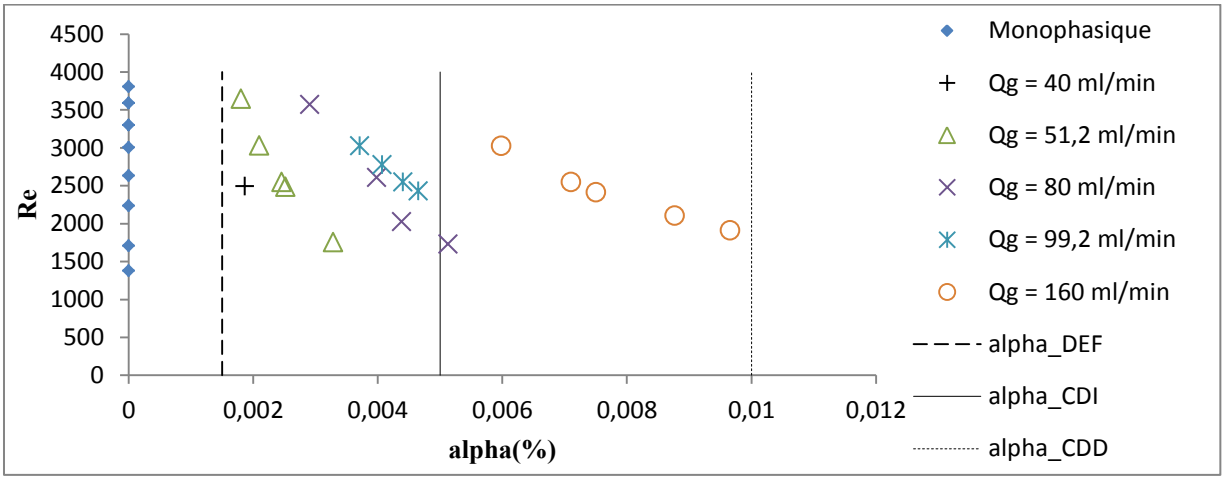


Figure VI-3 : Points de fonctionnement des mesures S-PIV en diphasique

VI-3) Influence du motif

3-1) Les différents motifs

Par abus de langage, on appellera désormais séquences de motif chaotique :

- les séquences transitoires d'enchaînement de défauts ponctuels (pour lesquelles on ne peut pas identifier de motifs toroïdal ou spiral), en régime de coexistence structurée.
- les séquences de bouffées de défauts, en régime de coexistence déstructurée.

La Figure VI-4 montre un diagramme spatiotemporel, issu de la prise de vue globale de la caméra rapide synchronisée avec les mesures S-PIV, mais avec un déphasage de de π/4 par rapport à la mesure SPIV. Le diagramme permet d'obtenir une information globale sur l'enchaînement temporel des différentes séquences de motifs.

Pour le point de fonctionnement considéré, pour $t = [0Ti - 20Ti]$, le motif est une spirale ondulée SO qui transite ensuite vers un motif TOE qui perdure de $t = [20Ti - 89Ti]$. De $t = [90Ti - 120Ti]$, le motif est identifié comme chaotique.

Pour le point de fonctionnement considéré, la valeur de alpha étant inférieure au alpha critique de 0,005%, nous sommes dans un régime de coexistence structuré. Ce que nous appelons chaos est en fait un état transitoire entre des motifs de spiral et des motifs toroïdaux qui n'arrivent pas à se mettre en place.

Yoshida (2008) a montré que la distribution spatiotemporelle de la fonction courant mesurée en PIV verticale en milieu d'entrefer est en bon accord avec la distribution spatio-temporelle des bulles en vue

de face. Ainsi le diagramme spatio-temporel, Figure VI-4 (Figure VI-5, Figure VI-6, Figure VI-7) de la vitesse radiale mesurée en milieu d'entrefer par S-PIV met également bien en évidence les différents motifs diphasiques.

Nous utilisons ces diagrammes spatiotemporels de la S-PIV pour découper les séquences temporelles des différents motifs. Pour l'analyse statistique du champ de vitesse par motif, on réalise les calculs statistiques sur ces séquences temporelles par motifs.

La Figure 1-2 de l'Annexe C montre les fractions temporelles obtenues dans la fenêtre de mesure SPIV des différentes séquences de motifs diphasiques (TO, TOE, Spiral, chaotique) en fonction des points de fonctionnement. Pour le régime de coexistence déstructuré, le principal motif observé est le motif chaotique (sa fraction temporelle est supérieure à 50%).

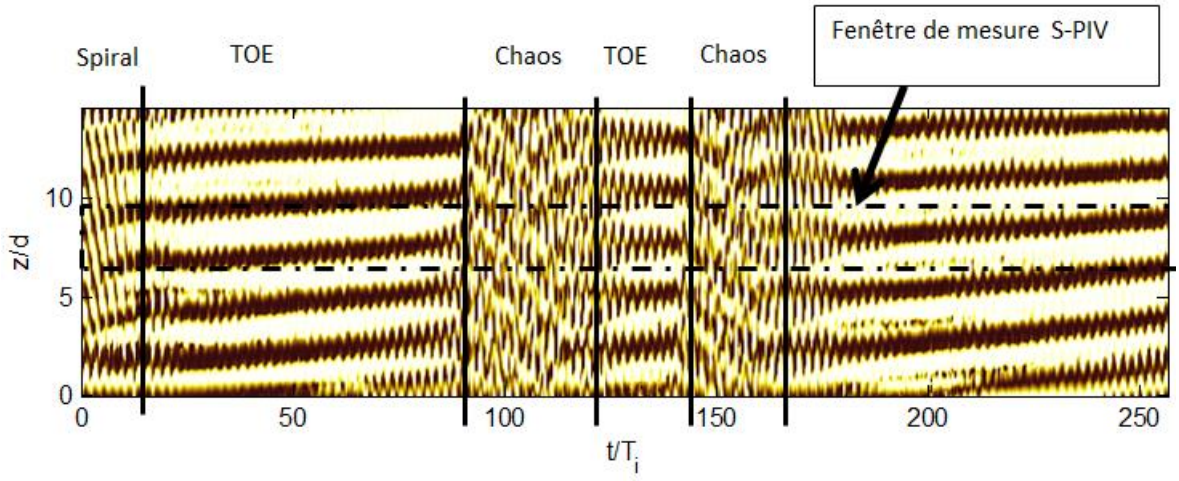


Figure VI-4 : Diagramme spatio-temporel des visualisations de bulles en large champ après traitement décrit dans le chapitre V. Mise en évidence des différentes séquences de motifs dans le régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

Pour le même point de fonctionnement que celui de la Figure VI-4, les Figure VI-5, Figure VI-6 et Figure VI-7 montrent le découpage des différentes séquences temporelles de motifs obtenus à partir du diagramme spatiotemporel S-PIV de la vitesse radiale prise en milieu d'entrefer. Les maximas d'intensité (couleur claire) sont représentatifs des zones de jet positif (outflow) et les zones sombre, sont représentatives des zones de jet négatif (inflow).

Figure VI-5 montre la séquence de motif de spiral ondulé. Figure VI-6 montre le régime toroïdal ondulé élevé TOE, et Figure VI-7 montre une séquence de motif chaotique (ici état mixte entre de la spirale et du toroïdal n'arrivant pas correctement à s'établir.

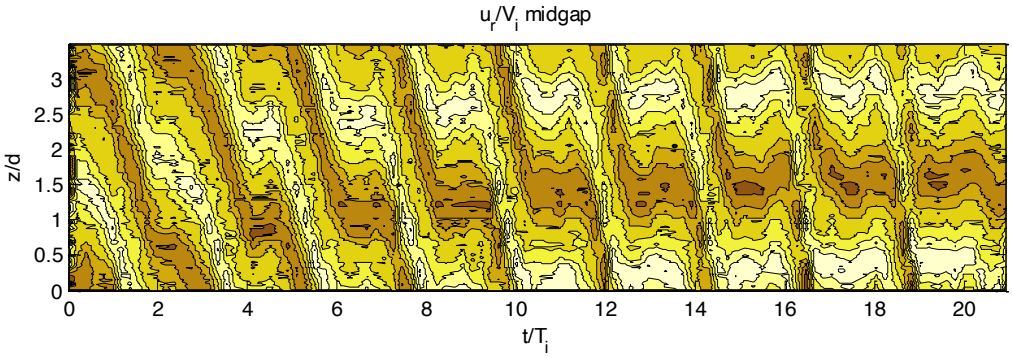


Figure VI-5 : Diagramme spatio-temporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer. Sélection de la séquence de motif spiral ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

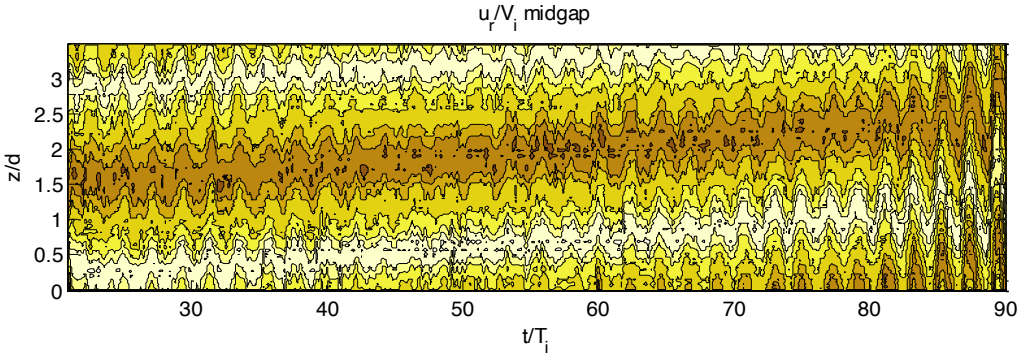


Figure VI-6 : Diagramme spatio-temporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer. Sélection de la séquence de motif TOE ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$

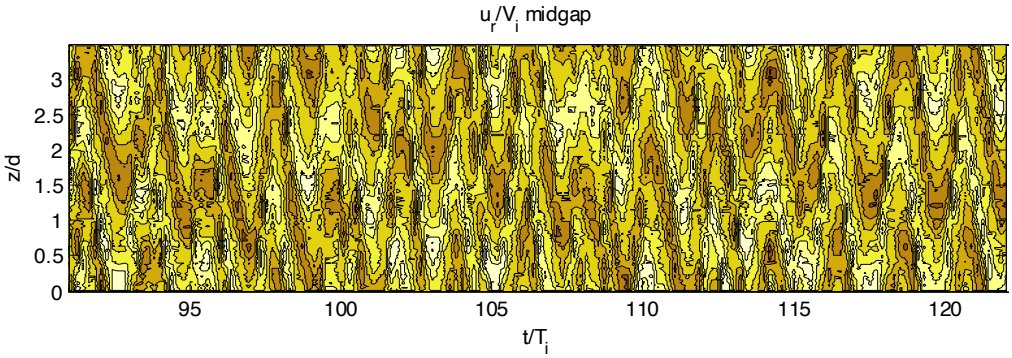


Figure VI-7 : Diagramme spatio-temporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer. Sélection de la séquence de motif chaotique ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

3-2) Evolution temporelle des caractéristiques des cellules de Taylor dans les différents motifs

Les caractéristiques instantanées des cellules sont obtenues à partir des cartographies de vitesse instantanée par la méthode décrite dans le chapitre IV. La Figure VI-8 montre l'évolution temporelle du positionnement axial instantané dans la fenêtre de visualisation S-PIV du jet outflow le plus bas. On note une forte variabilité temporelle de sa position axiale pour le motif chaotique. Pour le motif TOE, on a une faible amplitude de variation du positionnement du jet outflow autour de sa position la plus probable qui évolue linéairement avec le temps. Un fit est réalisé sur la Figure VI-9 et permet d'estimer la vitesse axiale ascensionnelle des tores.

Dans le cas de la spirale (Figure VI-5), son pas P correspond à la longueur d'onde axiale λ, sa période temporelle T est de $2T_i$. On s'attend donc à avoir une vitesse ascensionnelle théorique du motif $U_{zS} = P/T=\lambda/(2T_i)$. En théorie, dans le cas de la spirals, le rapport entre les vitesses axiales et azimutales du motif U_{zS}/V_θ vaut $P/(2\pi R_i)$, soit $\lambda/(2\pi R_i)$. Pour une période de 2Ti, la vitesse azimutale du motif est donc de 0,5Vi, égale à la vitesse azimutale moyenne en milieu d'entrefer.

Figure VI-9 reprend la Figure VI-8 dans laquelle nous avons isolé pour le motif en spiral les postions consécutives du jet outflow sur une période de 2Ti. Pour le point de fonctionnement considéré (ici de longueur d'onde 2,61d) la pente obtenue par un fit linéaire $\Delta z/\Delta t$ est négative, opposée à la vitesse ascensionnelle théorique U_{zs} (ici égale à $1{,}305d/T_i$) avec une erreur de 0,15%.

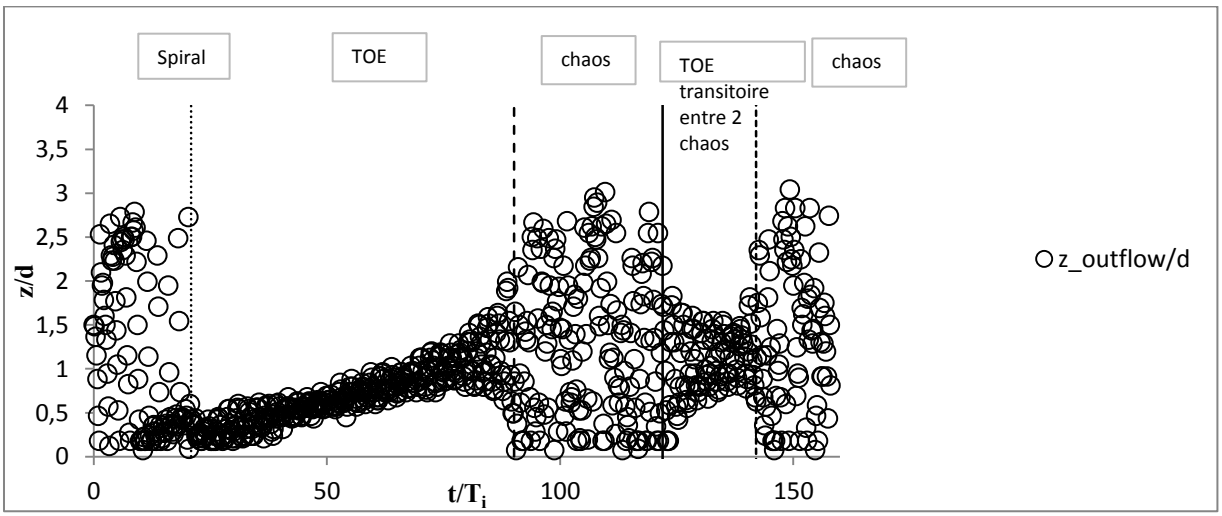


Figure VI-8 : Evolution temporelle de la position axiale du jet outflow. Régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

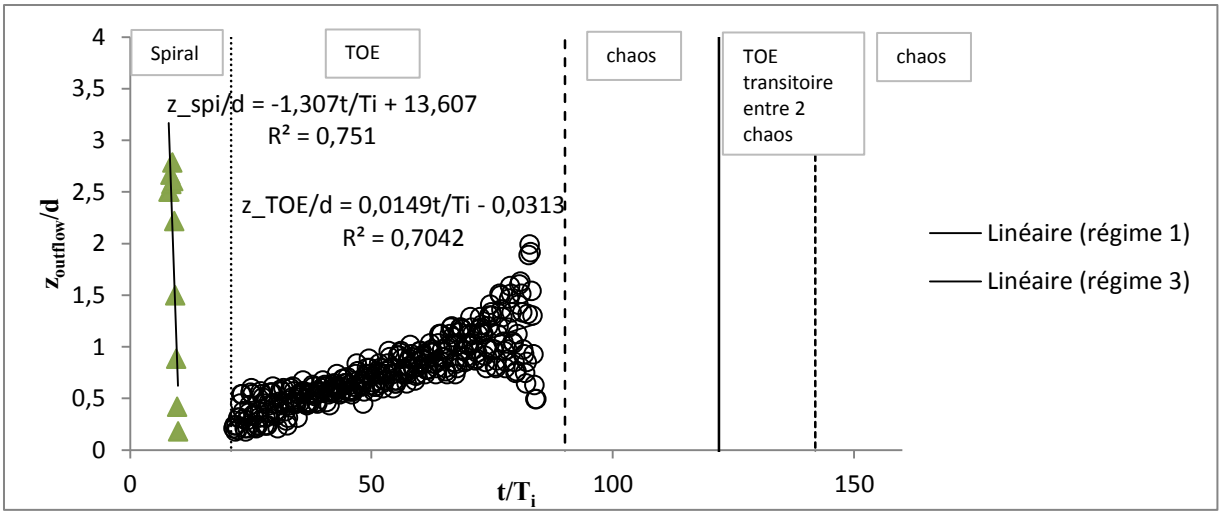


Figure VI-9 : Évolution temporelle des sélections de la position axiale du jet outflow. Régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

La Figure VI-10 montre l'évolution temporelle des tailles de cellule ayant un sens de rotation antihoraire (cell1) et de cellule ayant un sens de rotation horaire (cell2). Également sont tracées la longueur d'onde obtenue par inter corrélation et la somme des tailles de cellules. Pour le motif spiral, la taille de la cell1 est supérieure à la taille de la cellule cell2. Ce résultat est en accord avec Yoshida et al., (2009), où l'on devine sur le diagramme spatiotemporel de la fonction de courant, la différence de taille des deux cellules pour ce motif.

D'autre part, chez Yoshida et al., (2009), après la transition spiral à toroïdal, on devine que la cellule cell1 diminue en taille et la cellule cell2 augmente, la taille des cellules se rééquilibre. Nous retrouvons cette même tendance.

Les Figure VI-11 et Figure VI-12 montrent l'évolution temporelle de la vorticité moyenne et de la circulation des cellules horaires et anti horaire. En spiral, la circulation de la cellule antihoraire (cell1) est nettement supérieure à celle de la cellule horaire (cell2), elle suit la même évolution que la taille des cellules.

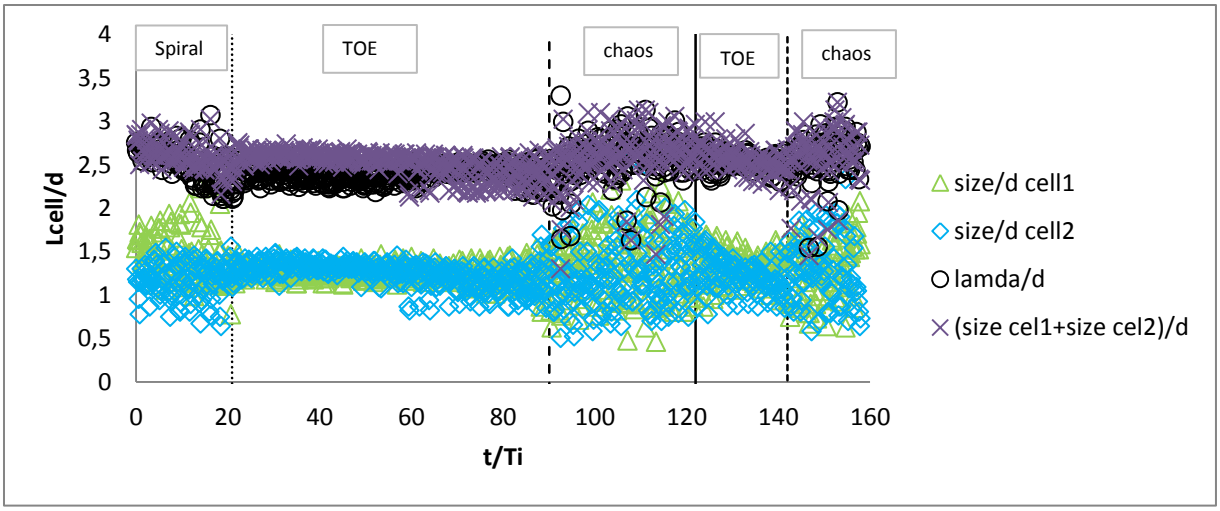


Figure VI-10 : Evolution temporelle des tailles de cellules. Régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

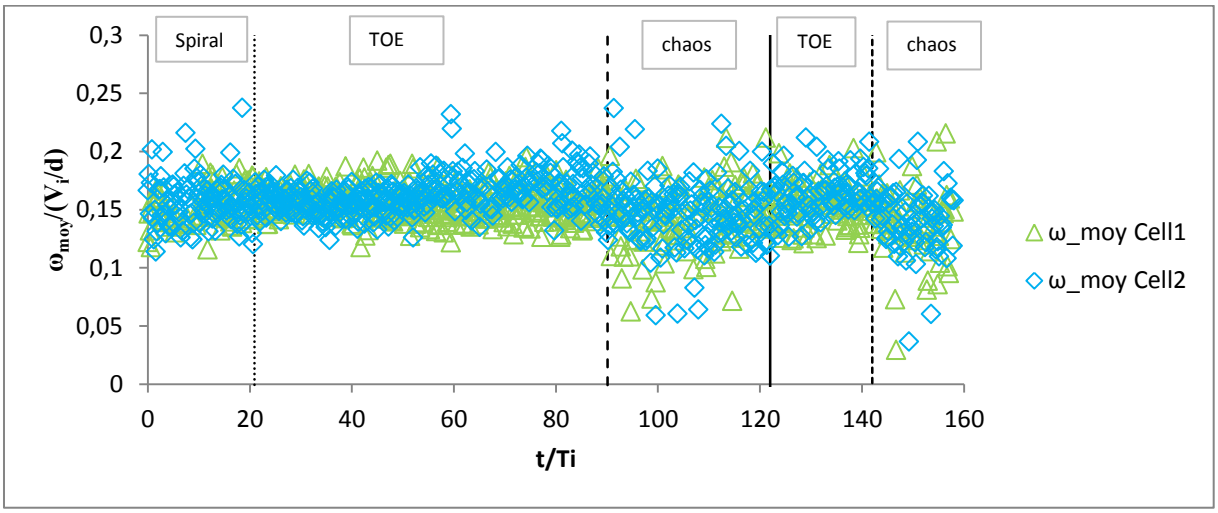


Figure VI-11 : Evolution temporelle de la vorticité moyenne des cellules. Régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

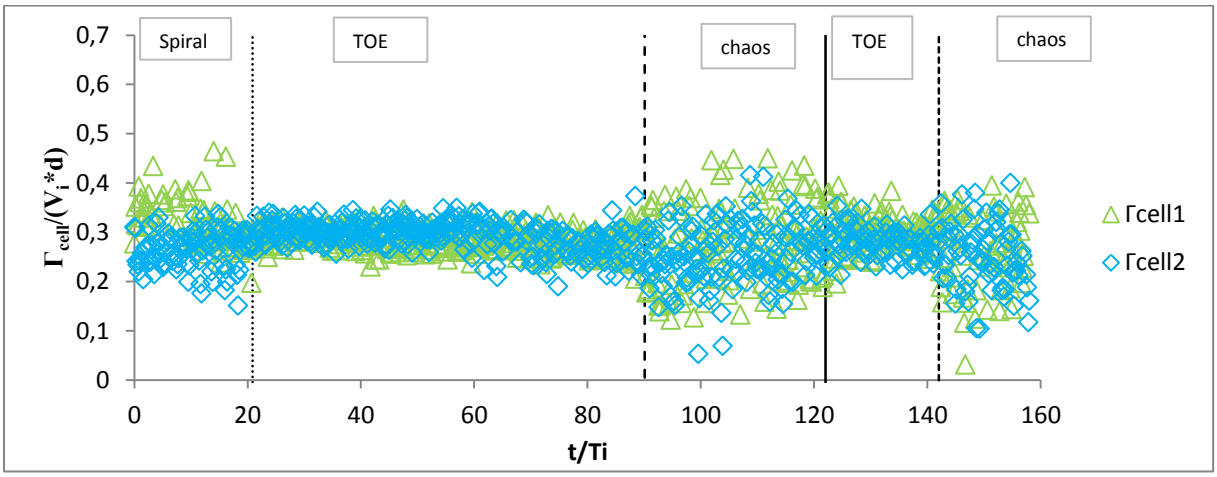


Figure VI-12 : Evolution temporelle de la circulation moyenne des cellules. Régime de coexistence structuré ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

3-3) Caractéristiques des cellules de Taylor en fonction des séquences de motifs

Nous comparons maintenant entre elles les caractéristiques des cellules en moyenne temporelle dans les différentes séquences de motif. La Figure VI-13 présente les caractéristiques moyennes par motif en suivant l'ordre de l'apparition du motif pour le même point de fonctionnement que précédemment ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$).

Entre l'écoulement monophasique et l'écoulement diphasique, on remarque une diminution de la taille et de la circulation dans les cellules, pour tous les motifs (Figure VI-13 a) et Figure VI-13 d)). La longueur d'onde minimum est obtenue pour le motif TOE, motif pour lequel on n'a pas de déséquilibre notable entre les tailles de cellule horaire et antihoraire comme en monophasique. Pour le motif spiral et chaotique, la taille de la cellule antihoraire (cell1) est supérieure à la taille de la cellule horaire (cell2). En spiral, la taille de la cellule antihoraire reste inchangée par rapport au monophasique (Figure VI-13 a)), la longueur d'onde axiale diminue par rapport au monophasique par la diminution de la taille de la cellule horaire.

Inversement, dans les calculs numériques de Gao et al., (2015) avec flux axial diphasique, la longueur d'onde augmente par rapport au régime monophasique, et on devine sur les champs de vitesse que c'est la cellule anti horaire (cell1) qui augmente sa taille et surpasse la cellule cell2.

La circulation atteint un minimum dans la cellule horaire pour les motifs spiral et chaotique. On observe également, une diminution de la vorticité dans les 2 cellules pour le motif chaotique (Figure VI-13 c). Si on compare les différents motifs, la vorticité globale (cumulée sur les 2 cellules) est la plus grande en TOE, la plus faible en chaotique et se situe entre les 2 en spiral.

Par rapport à l'écoulement monophasique, les séquences de motifs diphasiques montrent une diminution des maximas de vitesse axiale positive et négative dans les cellules. (Figure VI-13 f)). On note cependant que le maxima de vitesse axiale négative est plus important en spiral que pour les autres motifs.

La vitesse radiale dans les jets est peu modifiée en diphasique tant qu'on reste dans le régime de coexistence structurée (Figure VI-13 e)). Nous ne notons pas de différence notable entre les motifs pour la vitesse radiale.

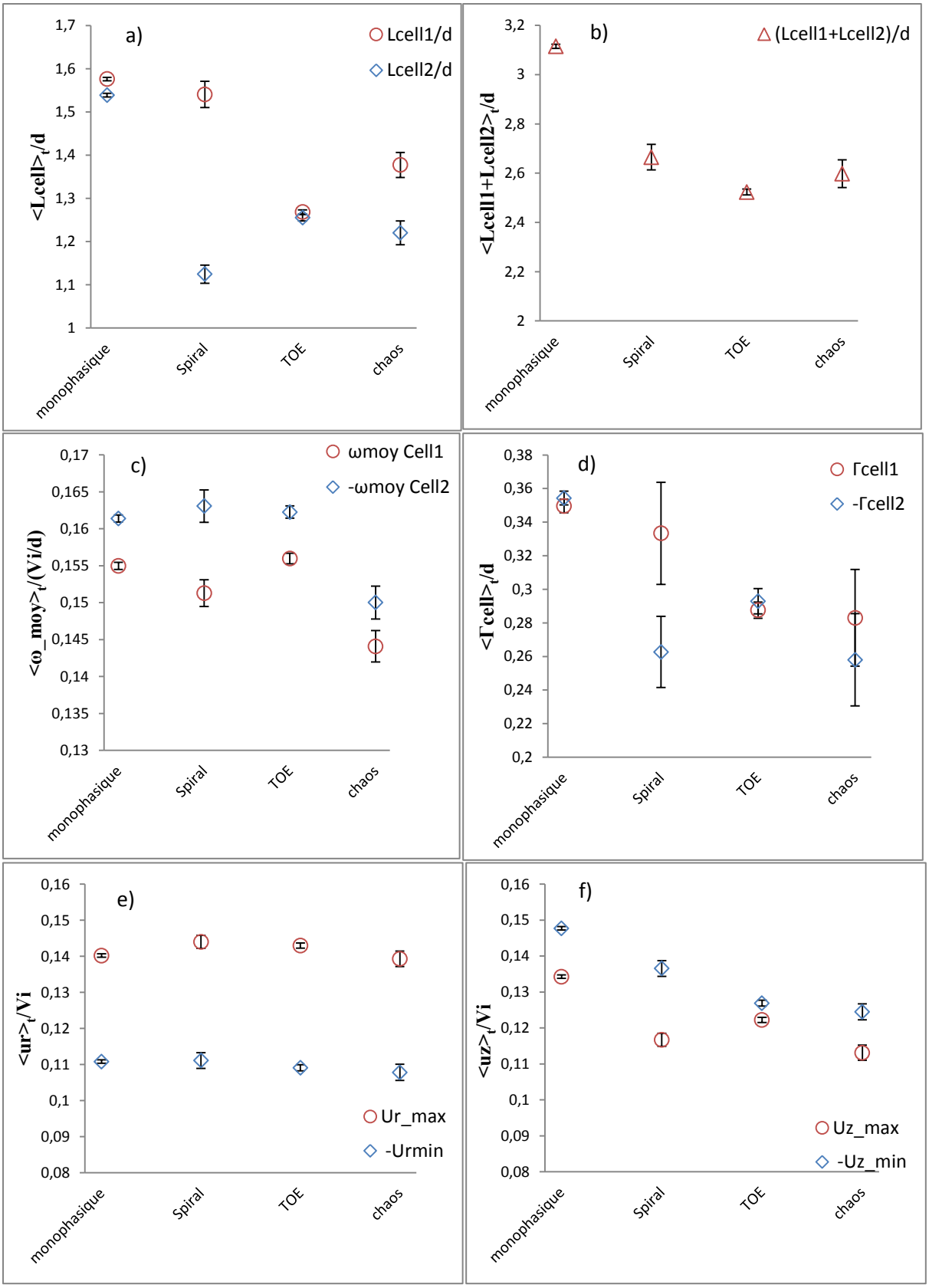


Figure VI-13 : Influence de la séquence du motif sur les caractéristiques des cellules en régime de coexistence structurée ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$) : a) taille des cellules, b) longueur d'onde, c) vorticité, d) circulation, e) maximas de la vitesse radiale, f) maximas de la vitesse axiale

3-4) Cartographie des champs de vitesses moyennes pour les différents motifs

Nous avons tracé les cartographies ordonnées moyennées en temps des vitesses radiales (

Figure VI-14), azimutales (Figure VI-15) et axiales (Figure VI-16) issues du programme de reconstruction. Les figures a) correspond au cas monophasique, b) c) d) correspondent aux motifs diphasiques. Sur les différentes figures, la reconstruction des cartographies sur une longueur d'onde axiale montre des similarités entre le régime monophasique et le motif TOE (Figure a) c)) et des similarités entre le motif spiral et le motif chaotique (Figure b) d)).

Les cartographies eulériennes de la vitesse axiale (

Figure VI-14) donnent des informations complémentaires sur les jets par rapport aux mesures des maximas de vitesse radiale dans les cellules, les maximas locaux pouvant se déplacer radialement et axialement au cours du temps. La

Figure VI-14 montre un étalement du jet inflow en diphasique, cela est dû au fait que la position axiale du jet inflow n'est pas figée sur la cartographie, mais peut se décaler légèrement au cours du temps. Par comparaison au monophasique, les cartographies de la vitesse radiale mettent en évidence un renforcement de l'intensité moyenne dans les jets outflow et inflow pour le motif TOE, un léger renforcement dans le jet outflow et une légère atténuation dans le jet inflow pour le motif spiral, une forte atténuation dans le jet inflow pour le motif chaotique.

Sur la Figure VI-16 sont tracées les cartographies de vitesses axiales, on peut visualiser la différence de taille entre les cellules horaires et antihoraires du motif spiral. On retrouve sur les cartographies la diminution des maximas de vitesse axiale eulérienne en accord avec la diminution de la vitesse axiale des cellules, observée précédemment.

De plus, nous pouvons observer que dans le cas monophasique et TOE, les cellules sont inclinées au niveau de la position des jets. Cela est dû aux jets inflow et outflow qui couvrent toute la largeur de l'entrefer. Pour les motifs spiral et chaotique, cette tendance est fortement atténuée.

Figure VI-15 montrent les cartographies de vitesse azimutale moyennées. Dans le cas du régime monophasique et du motif TOE, le jet inflow est droit. Dans le cas du motif spiral et chaotique, celui-ci est incliné vers le haut et son impact sur le cylindre intérieur est atténué.

Nous notons également la présence de jets secondaires particulièrement visibles sur les cartographies des motifs chaotique et spiral. De manière générale, la présence de jets secondaires contribue à distribuer la vitesse azimutale de manière plus homogène dans la direction axiale, qu'en monophasique.

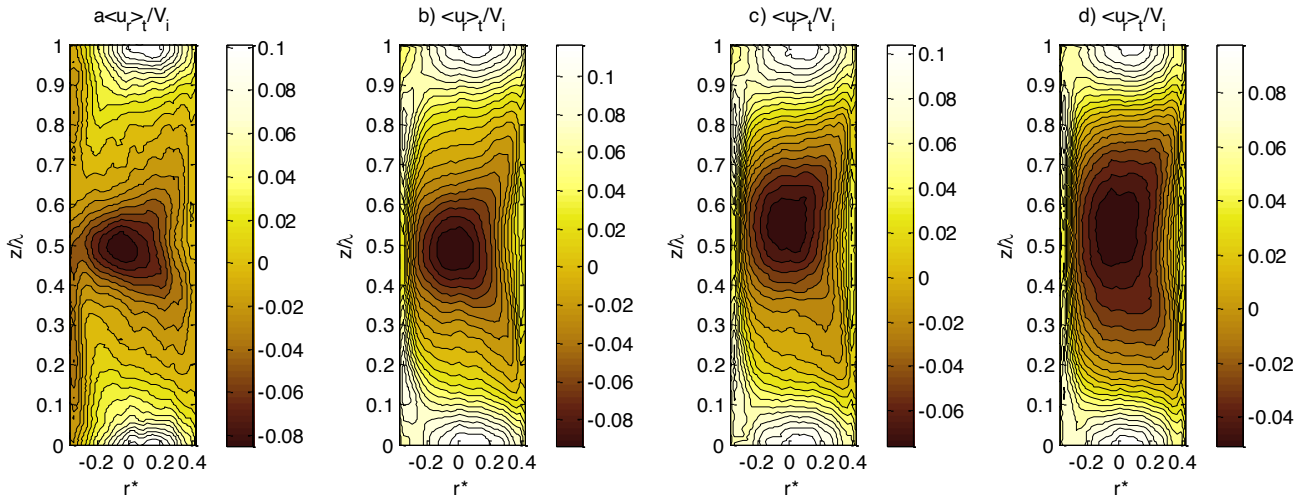


Figure VI-14 : Cartographie réordonnée de vitesse radiale moyenne a) monophasique b) TOE c) Spiral d) chaotique, ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

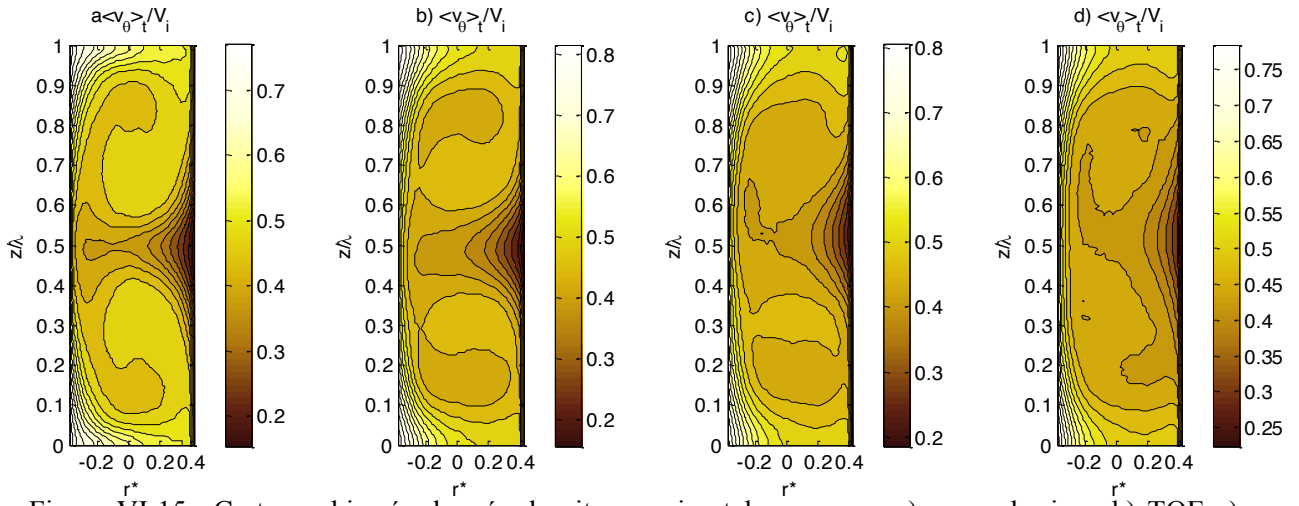


Figure VI-15 : Cartographie réordonnée de vitesse azimutale moyenne a) monophasique b) TOE c) Spiral d) chaotique, ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

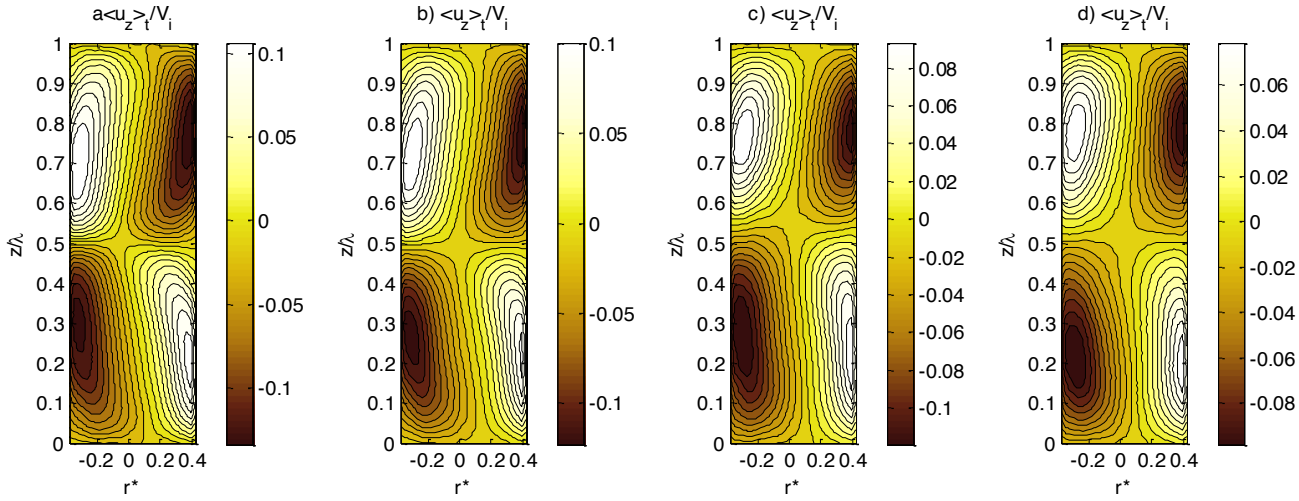


Figure VI-16 : Cartographie réordonnée de vitesse axiale moyenne a) monophasique b) TOE c) Spiral d) chaotique, ($Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$)

3-5) Influence de la séquence de motifs sur les profils radiaux

Pour le même point de fonctionnement que précédemment en régime de coexistence structuré (un $Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$), on compare les profils radiaux des 3 composantes de vitesse moyenne et RMS intégrées sur une longueur d'onde axiale pour les différentes séquences de motifs diphasiques et le monophasique (Figure VI-17).

On rappelle que la gamme des positions radiales exploitables par la S-PIV se situe entre r*=-0,38 et r*=0,38 (r*=0 étant le milieu d'entrefer et r* étant la distance radiale relative au milieu d'entrefer normalisé par la largeur d'entrefer d)

Pour les composantes de vitesse axiale et radiale moyenne l'écart entre les profils radiaux monophasiques et diphasiques est compris dans l'erreur de mesure de la méthode S-PIV et ne permet pas de conclure sur l'influence de l'injection des bulles et du motif en régime de coexistence structurée. N'apportant pas d'éléments à la discussion, ces profils ne sont pas montrés.

Le profil de la vitesse azimutale moyenne Figure VI-17 a) en diphasique montre une inclinaison du plateau en milieu d'entrefer et une légère diminution du gradient de vitesse dans la zone de mesure proche du cylindre intérieur et extérieur. En diphasique, pour les 3 motifs, la modification du profil de vitesse moyenne azimutale est équivalente à une diminution du Reynolds, sans différence flagrante entre les motifs.

La Figure VI-17 c) e) g) montrent les profils radiaux des vitesses RMS des 3 composantes dues au **mouvement aléatoire**.

De manière générale, un excès de la vitesse RMS du mouvement aléatoire représente la pseudo-turbulence induite par les bulles dans l'écoulement (excès de turbulence à petite échelle résultant de l'existence d'un sillage des bulles si les bulles ont une vitesse de glissement).

Pour les 3 composantes de vitesse, la vitesse RMS du motif chaotique est supérieure à celle des motifs spiral et TOE, tandis que la vitesse RMS du motif TOE est inférieure à celle des motifs spiral et TOE. Pour le motif TOE, cela indique que les bulles mieux capturées par les cellules de Taylor, avec une vitesse de glissement plus faible et inversement pour le motif chaotique. Le motif chaotique en particulier, qui présente, comme on l'a vu précédemment, un minimum de vorticité, doit effectivement capturer moins bien les bulles.

A la pseudo-turbulence induite par le glissement des bulles, s'ajoute aussi la turbulence aléatoire due au cisaillement. On vient de voir précédemment que les profils radiaux de vitesse azimutale se comportent en diphasique, comme si on avait une diminution du Reynolds. Cela a pour conséquence de réduire la turbulence de cisaillement. En diphasique, on a donc deux effets en compétition.

Pour la composante de vitesse RMS azimutale (Figure VI-17 g), la réduction de la turbulence de cisaillement est prépondérante devant la pseudo-turbulence pour les 3 motifs en milieu d'entrefer et pour le motif TOE dans tout l'entrefer. Pour les motifs spiral et chaotique, la pseudo turbulence est prépondérante près des cylindres. En effet, pour des bulles moins bien capturées en milieu d'entrefer qu'en motif TOE, c'est proche des cylindres que l'on aura le maximum de vitesse azimutale de glissement.

La composante de vitesse RMS axiale (Figure VI-17 e)) suit les mêmes tendances que la composante azimutale.

Pour la composante radiale RMS (Figure VI-17 c)), la pseudo-turbulence est prépondérante devant la réduction de turbulence de cisaillement pour les motifs spiral et chaotique, l'inverse pour le motif TOE.

L'effet de la turbulence de cisaillement est prépondérant sur la composante azimutale, puis sur la composante axiale, puis sur la composante radiale (comme en turbulence de couche limite)

Les profils radiaux montrant la participation du **mouvement cohérent** aux vitesses RMS sont présentés sur la Figure VI-17 b) d) f) pour les 3 composantes. Pour ce type de fluctuation, pour toutes les composantes de vitesse, la vitesse RMS est la plus grande en TOE, la plus faible en chaotique et intermédiaire en spiral, en accord avec l'évolution de la vorticité globale dans les cellules pour ces différents motifs.

Pour le motif chaotique, avec la diminution nette de la vorticité dans les cellules par rapport au régime monophasique, on s'attend à une diminution de la contribution du mouvement cohérent à la turbulence, donc à une diminution des vitesses RMS des 3 composantes.

Pour la composante RMS azimutale (Figure VI-17 f)), on a pour les 3 motifs diphasiques une diminution par rapport au régime monophasique qui découle de l'homogénéisation dans la direction axiale de la vitesse azimutale en diphasique, homogénéisation plus importante en chaotique, qu'en spiral, elle-même plus importante qu'en TOE.

Pour la composante RMS axiale (Figure VI-17 d)), on a pour les 3 motifs diphasiques une diminution par rapport au régime monophasique qui découle de la diminution des maximas de vitesse axiale dans les cellules et maximas de vitesse axiale eulérienne.

Pour la composante RMS radiale (Figure VI-17 b)), on a pour le motif TOE une augmentation par rapport au régime monophasique qui découle d'une augmentation de l'intensité en moyenne eulérienne dans les jets. Par contre, pour le motif chaotique, l'augmentation de la vitesse RMS radiale découle de l'augmentation de la pseudo-turbulence du mouvement radial.

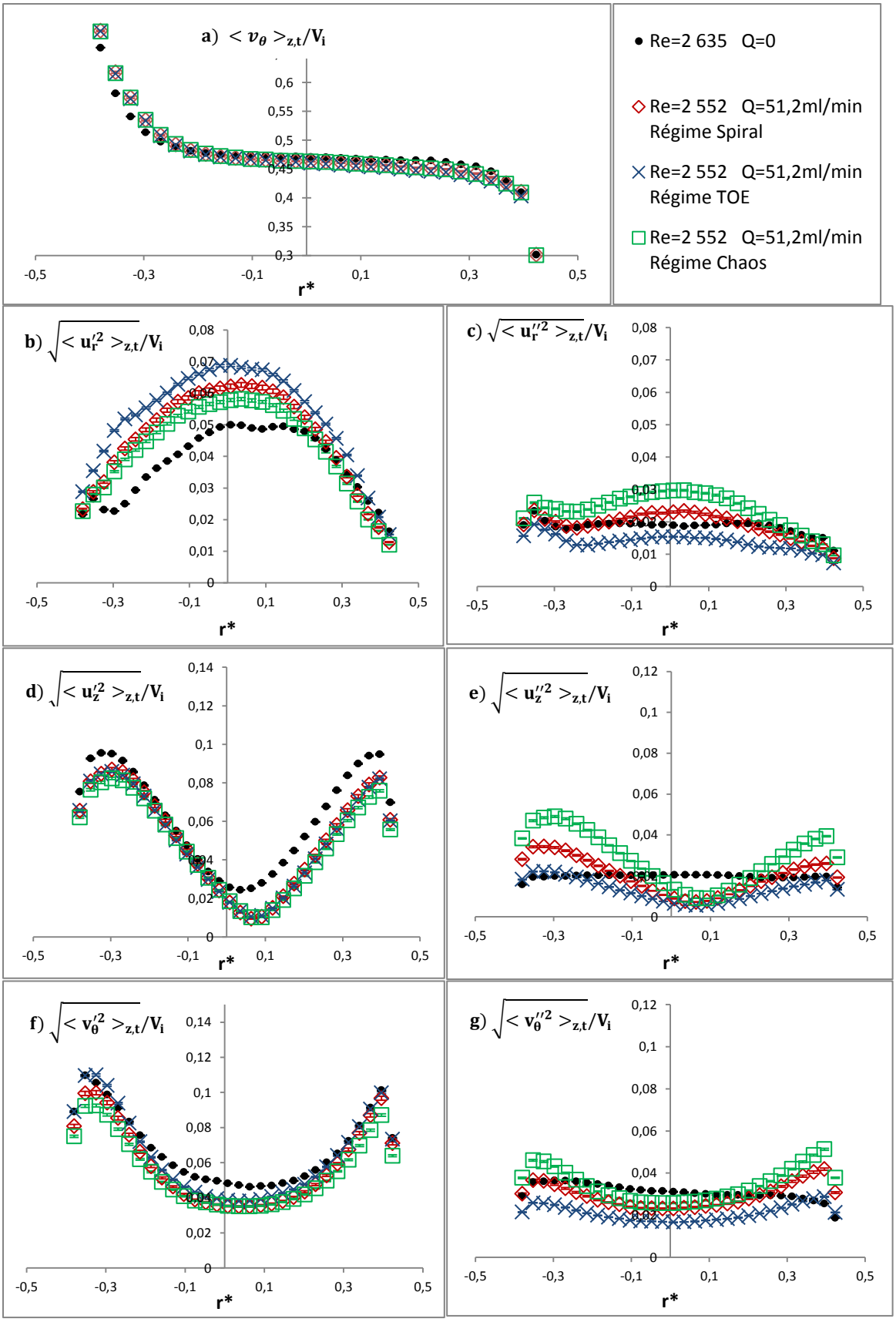


Figure VI-17 : Profils radiaux de vitesse moyenne et RMS issus des deux types de fluctuation pour les trois composantes de vitesse, pour $Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$. *Comparaison entre motifs diphasiques et monophasique*

Le profil radial du frottement turbulent du mouvement aléatoire $\langle u_r'' v_\theta'' \rangle_{t,\lambda}$ est montré Figure VI-18 a). Il évolue comme les profils de vitesse RMS radiale et azimutale du mouvement aléatoire, $\langle u_r'' v_\theta'' \rangle_{t,\lambda}$ est maximal pour le motif chaotique et minimal pour le motif TOE, entre les deux pour le motif spiral. Pour les différents motifs diphasiques, on a un excès de frottement par rapport au monophasique. Le maxima est atteint en milieux d'entrefer, position privilégiée des bulles d'air. Cet excès résulte des sillages de bulles induits par la vitesse de glissement des bulles (principalement dans la direction radiale, comme nous l'avons vu précédemment). Cependant pour le motif chaotique, pour lequel les bulles sont moins bien capturées en milieu d'entrefer que pour les autres motifs, on note une dissymétrie du profil de $\langle u_r'' v_\theta'' \rangle_{t,\lambda}$, plus important côté cylindre intérieur que côté cylindre extérieur. C'est en accord avec une vitesse de glissement azimutale des bulles attendues plus importantes du côté cylindre intérieur et une localisation de bulles préférentielle du côté du cylindre intérieur, plutôt que du côté du cylindre extérieur.

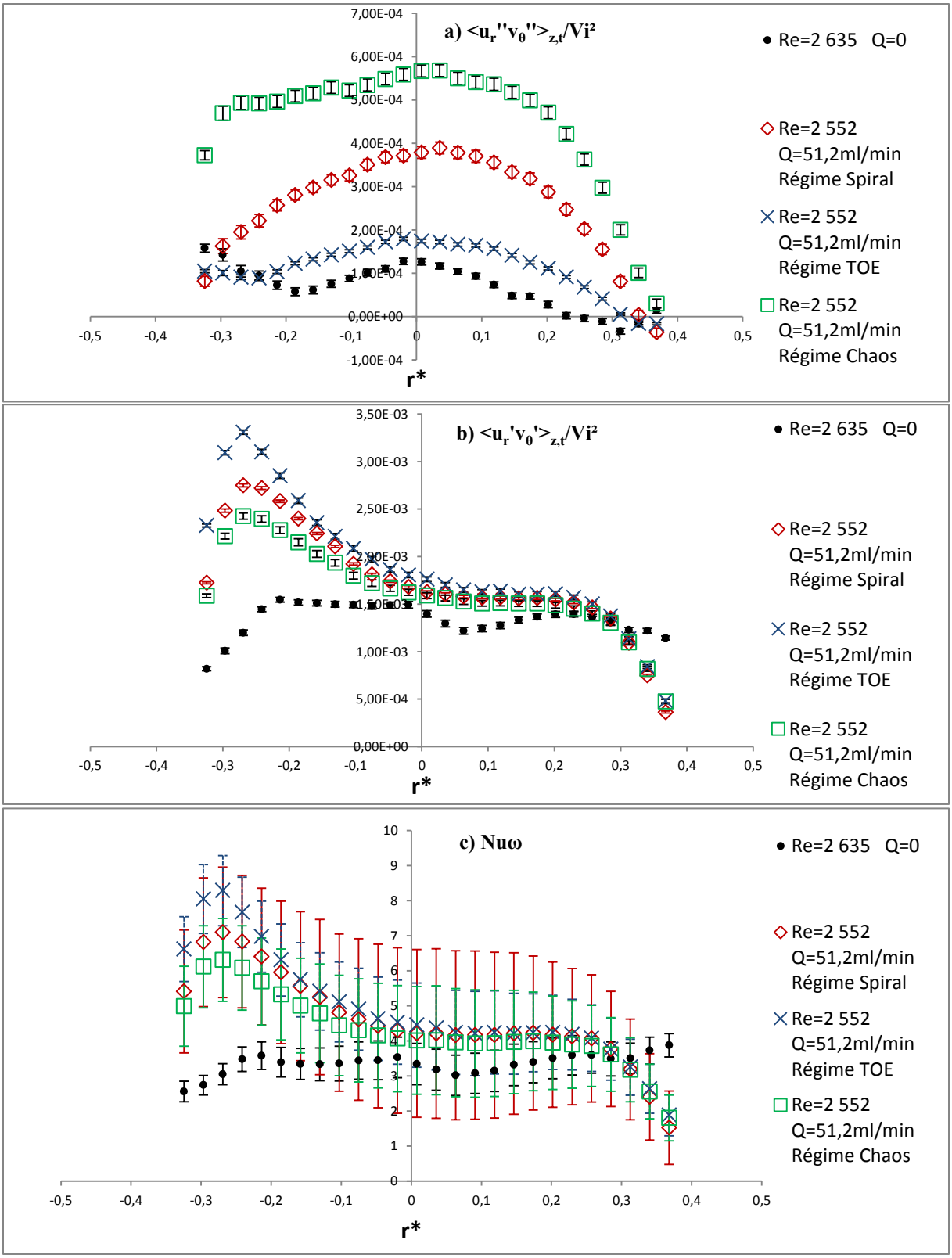


Figure VI-18 : Profils radiaux pour $Re = 2551, Q_g = 51{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0024$. a) du frottement turbulent du mouvement aléatoire, b) frottement turbulent total c) du Nusselt local. *Comparaison entre motifs diphasiques et monophasique*

3-6) Influence de la séquence du motif sur le Nusselt

La Figure VI-18 c) montre les profils radiaux du Nusselt local Nu_ω (flux radial de vitesse angulaire. Pour $-0{,}3 \leq r^* \leq 0{,}3$ les valeurs de Nu_ω diphasique tendent à être supérieures aux valeurs monophasiques.

Dans le cas diphasique, la conservation du Nusselt local Nu_ω dans la direction radiale n'est plus respectée. On obtient une dissymétrie des profils radiaux avec un fort renforcement près du cylindre intérieur. Cela se traduit par un déséquilibre du couple total entre les cylindres en diphasique. Ce déséquilibre du Nusselt local représente l'excès de couple total introduit par l'injection des bulles, par :

- les transferts de quantité de mouvement entre les phases (du gaz vers le liquide) prépondérantes en milieu d'entrefer et du côté du cylindre intérieur, positions préférentielles de localisation des bulles.
- la dissymétrie entre les jets inflow/outflow par la présence des bulles.

L'augmentation du Nusselt local pour les motifs diphasiques par rapport au monophasique découle de plusieurs facteurs :

- le renforcement des jets principaux en moyenne eulérienne, qui contribue à l'augmentation du frottement turbulent $\langle u_r' v_\theta' \rangle_{z,t}$, pour le motif TOE.
- l'apparition de jets secondaires qui contribuent à l'augmentation du frottement turbulent $\langle u_r' v_\theta' \rangle_{t,\lambda}$, en particulier pour les motifs chaotique et spiral.
- l'augmentation du frottement turbulent du mouvement aléatoire $\langle u_r'' v_\theta'' \rangle_{z,t}$ par les sillages de bulles.

L'augmentation du frottement turbulent $\langle u_r' v_\theta' \rangle_{z,t}$, pour les différents motifs diphasiques est visible sur la Figure VI-18 b). L'augmentation du Nusselt local suit la tendance observée sur $\sqrt{< u_r'^2 >_{z,t}}$ et sur $\langle u_r' v_\theta' \rangle_{z,t}$, maximale pour le motif TOE, minimale pour le motif chaotique, entre les deux pour le motif spiral.

La Figure VI-19 a) montre la comparaison entre les valeurs de Nusselt global Nu mesuré par le couple-mètre pendant les différentes séquences de motifs diphasique et moyennés sur un nombre entier de périodes de rotation du cylindre intérieur, et les valeurs de Nusselt local mesurées par SPIV en milieu d'entrefer ($Nu_{\omega c}$ pour $r^* \approx 0$) et maximale en proche paroi du cylindre intérieur (Nu_{ω_max}) pour ces mêmes séquences temporelles.

Nous obtenons une augmentation du Nusselt global (ie. du couple visqueux global normalisé) en diphasique par rapport à l'écoulement monophasique. C'est en accord avec la diminution de la taille des cellules en diphasique (Fokoua, 2012), ce qui provoque un nombre d'impacts de jets en paroi plus nombreuse et augmente le couple global (Brauckmann et al., 2013).

Le jet inflow est le principal responsable de l'augmentation du couple visqueux sur le cylindre intérieur (Brackman et al., 2013). Avec l'inclinaison du jet inflow en proche paroi du cylindre intérieur, nous devrions nous attendre dans le cas d'un motif chaotique ou spiral à une diminution du couple visqueux global sur le cylindre intérieur par rapport à un motif TOE. C'est ce que montre la Figure VI-19 b) sur laquelle sont comparés les ratios entre les Nusselt globaux diphasique et

monophasique ainsi que les ratios entre les Nusselts locaux diphasique et monophasique entre les différents motifs diphasiques. L'augmentation relative du Nusselt en diphasique par rapport au monophasique (Gain du Nusselt) est effectivement plus importante pour le motif TOE que pour les motifs spiral et chaotique, et c'est pour le motif chaotique, que l'on obtient le minimum de Gain de Nusselt par rapport au monophasique.

Dans les travaux de Muraï (2008), pour une géométrie d'entrefer large, l'injection de bulles induisait une augmentation de longueur d'onde et une réduction du couple sur le cylindre intérieur. Il a montré que le gain maximal de réduction du couple était obtenu lors de la transition entre un motif toroïdal et un motif en spiral. Le motif chaotique ici présenté est un motif de transition vers un régime spiral qui n'arrive pas à s'établir. Bien que nous soyons dans une configuration d'augmentation du couple en présence des bulles, on a effectivement une réduction de l'augmentation du couple pour le motif chaotique, en accord avec un maximum de réduction du couple chez Muraï. D'après Muraï (2008), le motif spiral favorise la réduction de couple, car sa longueur d'onde est supérieure au motif toroïdal. Pour notre géométrie d'entrefer, nous observons également une longueur d'onde de la spiral légèrement supérieure à celle du TOE qui peut expliquer aussi en partie que le gain en Nusselt soit plus faible en spiral que pour le motif toroïdal.

Les mesures en PIV horizontale menée par Ozaki (2016, Master Thesis) sur la même géométrie que Muraï (2008) en motif TOE pour un Reynolds de faible capture ont permis de mettre en évidence que la réduction de couple sur le cylindre intérieur est associée à une augmentation du frottement turbulent du mouvement aléatoire $\langle u_r'' v_\theta'' \rangle_{t,\lambda}$ et une diminution du frottement turbulent $\langle u_r' v_\theta' \rangle_{t,\lambda}$ du mouvement cohérent.

Pour notre configuration d'étude, pour tous les motifs, l'augmentation du frottement turbulent par le mouvement à grande échelle que nous avons observé en diphasique est donc prépondérante devant la diminution du frottement visqueux par la relaxation du gradient de vitesse azimutale en proche paroi du cylindre intérieur, et permet d'expliquer l'augmentation de couple sur le cylindre intérieur.

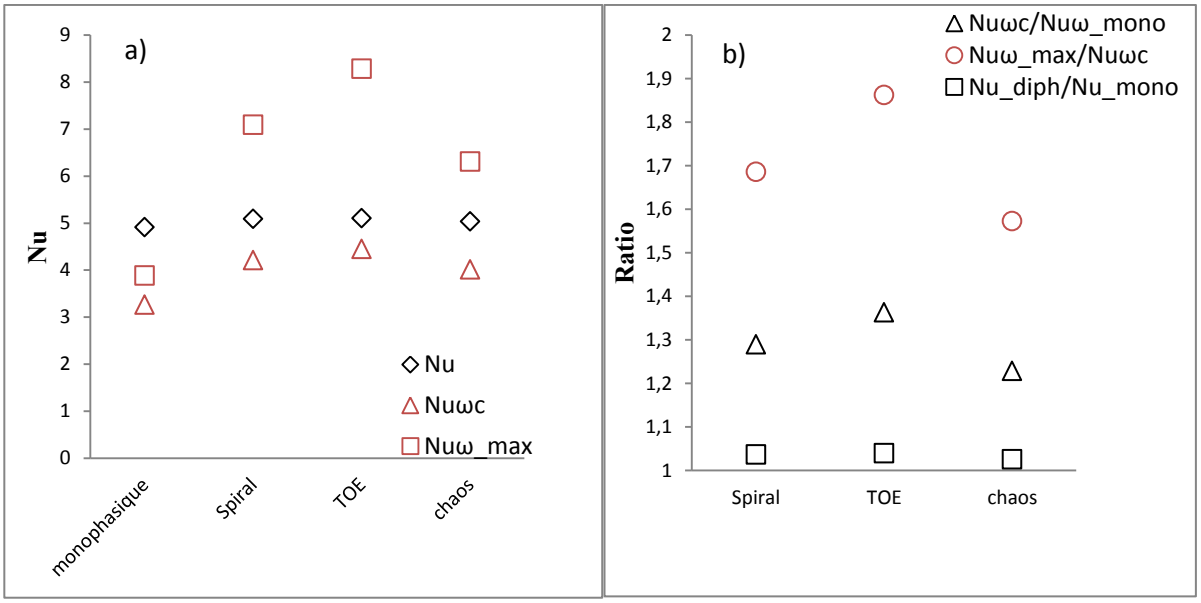


Figure VI-19 : Comparaison entre motifs diphasiques et monophasique a) des Nusselt globaux et locaux mesurés en milieu d'entrefer et proche du cylindre intérieur b) du ratio entre les Nusselt diphasique et les valeurs monophasique.

Pour le régime de coexistence structuré, nous avons mis en évidence l'influence de l'injection de bulles et discuté des différences entre motifs diphasiques :

- Sur les caractéristiques des cellules
- Sur les profils radiaux des vitesses moyennes et RMS pour les 2 types de fluctuations
- Sur les Nusselts global et local

Les profils radiaux obtenus pour les motifs TOE et chaotique en régime de coexistence déstructuré sont montrés en Annexe D Figure 1. Pour ces deux motifs, on obtient des tendances similaires, à celles que nous avons observées en coexistence structurée, mais on peut noter que la relaxation du gradient de vitesse en proche paroi est plus importante en régime déstructuré qu'en régime structuré. Le motif spiral en coexistence déstructurée n'a pas pu être investigué, car il n'est pas présent pour ce régime.

De manière générale, pour la géométrie d'entrefer que nous avons étudiée, pour les différents motifs en diphasique, nous obtenons une diminution de la longueur d'onde associée à une augmentation du couple et du Nusselt local. Nous avons montré que plusieurs mécanismes sont en compétition :

- la relaxation des gradients de vitesse azimutale moyenne en proche paroi qui tend à diminuer le frottement visqueux
- la pseudo turbulence induite par le sillage des bulles
- le renforcement du frottement turbulent induit par les jets principaux et secondaires qui tendent à augmenter le couple

Dans les sections suivantes, nous étudions l'influence du Reynolds puis l'influence du débit sur les caractéristiques des cellules et les profils radiaux, sans distinction du motif.

VI-4) Influence du Reynolds

L'évolution des fractions temporelles obtenues par la méthode S-PIV en fonction du nombre de Reynolds est montrée sur l'Annexe C Figure 2. L'augmentation du nombre de Reynolds à débit fixé, tend à réduire la participation de motif chaotique par rapport au motif TOE.

Dans cette partie, nous nous intéresserons dans une première section à l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques des cellules en dissociant les régimes structurés et déstructurés. Dans une seconde section, nous regarderons l'influence du Reynolds sur les profils radiaux. Dans une troisième section, nous discuterons de l'influence du Reynolds sur les différents Nusselt.

4-1) Influence globale du Reynolds sur les caractéristiques des cellules

L'évolution en fonction du nombre Reynolds des caractéristiques des cellules moyennées en temps sans discrimination entre les motifs diphasiques est tracée sur les figures suivantes. Nous avons compilé tous les points de fonctionnement pour les différents débits d'air. On s'intéresse à :

- La taille des cellules normalisées par d (Figure VI-20 a))
- La longueur d'onde normalisée par d (Figure VI-20 b))
- Leur vorticité moyenne normalisée par Vi/d (Figure VI-21 a))
- Leur circulation normalisée par Vi*d (Figure VI-21 b))
- Leur extrema de vitesse axiale normalisé par Vi (Figure VI-22 a))
- Leurs extrema de vitesse radiale normalisé par Vi (Figure VI-22 b))

Avec d la largeur d'entrefer et Vi la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

Par contre, sur ces figures sont dissociés les régimes de coexistence structurés des régimes de coexistence déstructurés.

Les barres d'erreurs comprennent l'intervalle de confiance de la convergence statistique à 95% et l'erreur de mesure liée à la technique de S-PIV.

Quel que soit le nombre de Reynolds, la longueur d'onde en diphasique est toujours inférieure au régime monophasique. La longueur d'onde en régime déstructuré tend à être inférieure à la longueur d'onde en régime structuré. Nous pouvons noter que la cellule antihoraire (cell1) en diphasique est toujours plus grande que la cellule horaire (cell2). La dissymétrie en taille des 2 cellules est plus marquée pour le régime de coexistence déstructuré, elle tend à diminuer avec l'augmentation du Reynolds pour les 2 régimes. Sur la gamme de Reynolds considérée, en monophasique, la longueur d'onde augmente légèrement avec le Reynolds. Alors qu'aucune tendance ne se dégage en régime diphasique de coexistence structurée. On observe une légère augmentation de la longueur d'onde axiale avec le Reynolds en régime de coexistence déstructuré par l'augmentation de la taille de la cellule horaire (cell2).

La vorticité moyenne normalisée suit le même comportement en diphasique qu'en monophasique, les valeurs sont similaires et elle a tendance à diminuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour la circulation comme pour le régime monophasique, celle-ci varie peu avec l'augmentation du nombre de Reynolds. En diphasique la circulation est systématiquement inférieure au régime monophasique. En régime déstructuré, le motif chaotique prépondérant en fraction temporelle, induit des valeurs de la vorticité et de la circulation plus faibles que pour le régime structuré.

Comme on l'avait observé précédemment pour les différents motifs diphasiques en régime structuré, les maxima et minima de la vitesse axiale sont inférieurs au monophasique pour les 2 régimes structurés et déstructurés. Le maxima de vitesse axiale moyenne est plus faible en régime déstructuré qu'en régime structuré. On note peu de sensibilité au Reynolds des maxima et minima de vitesses axiales normalisées en diphasique, lorsqu'on combine l'ensemble des points de fonctionnement aux différents débits.

En ce qui concerne les extrema de la vitesse radiale dans les cellules, l'augmentation du nombre de Reynolds en diphasique influence peu la vitesse normalisée du jet en inflow ($< u_{r_}\min >_t / V_i$). Par contre, la vitesse normalisée du jet en outflow ($< u_{r_}\max >_t / V_i$) diminue avec le Reynolds, comme en monophasique. En régime structuré, elle est légèrement supérieure au régime monophasique. Pour les forts débits d'injection, correspondant ici aux régimes de coexistence déstructurée, on note une forte augmentation de la vitesse normalisée du jet outflow par rapport aux régimes monophasique et diphasique structuré, et ce pour tous les Reynolds de la gamme d'étude.

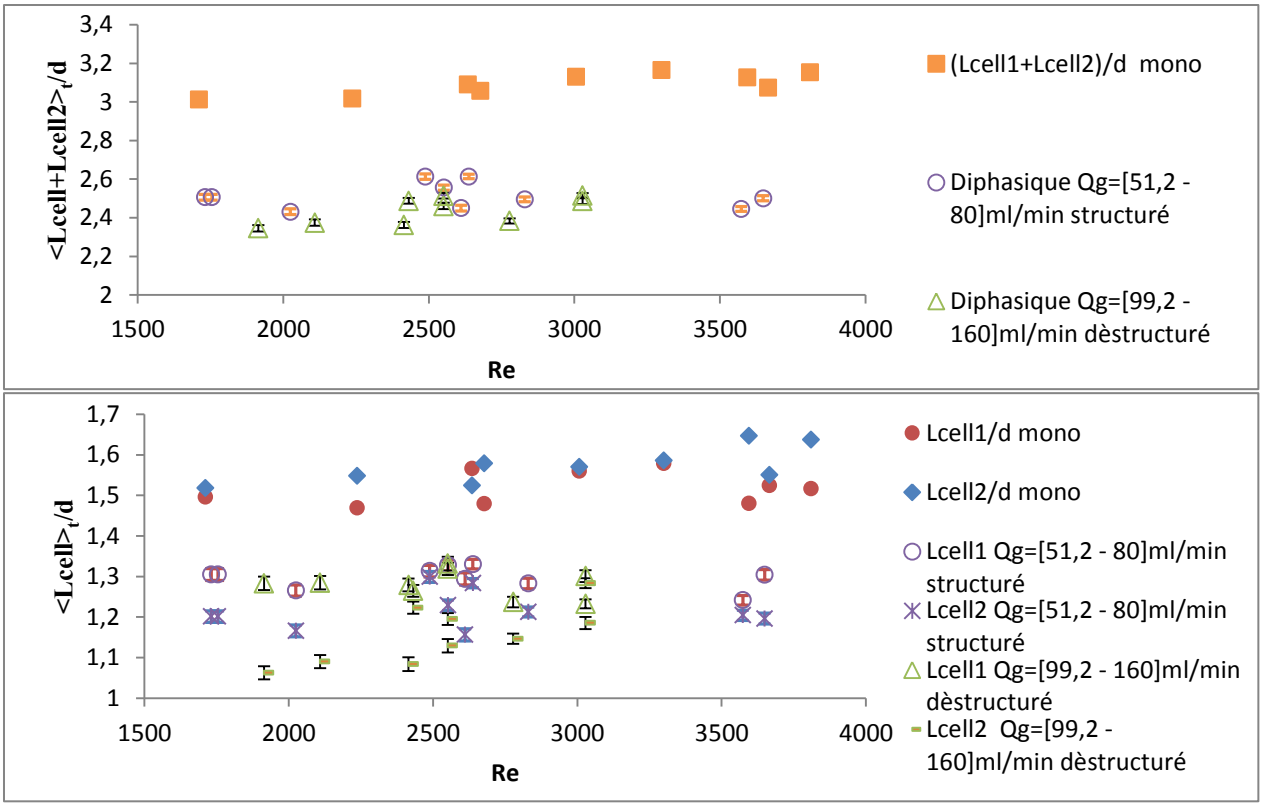


Figure VI-20 : Sensibilité au Reynolds en diphasique de : a) la longueur d'onde axiale b) la taille respective des cellules contrarotatives

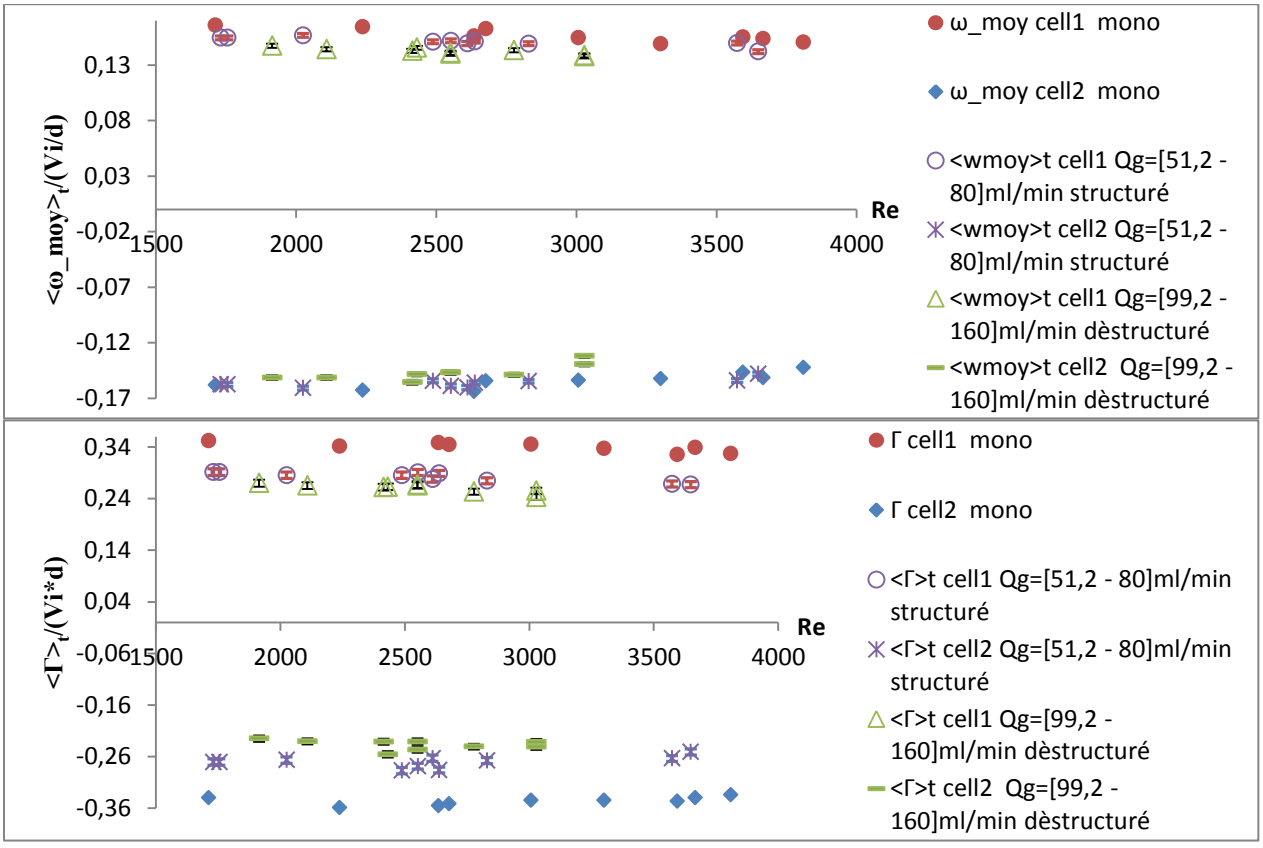


Figure VI-21 : Sensibilité au Reynolds en diphasique de : a) la vorticité b) la circulation

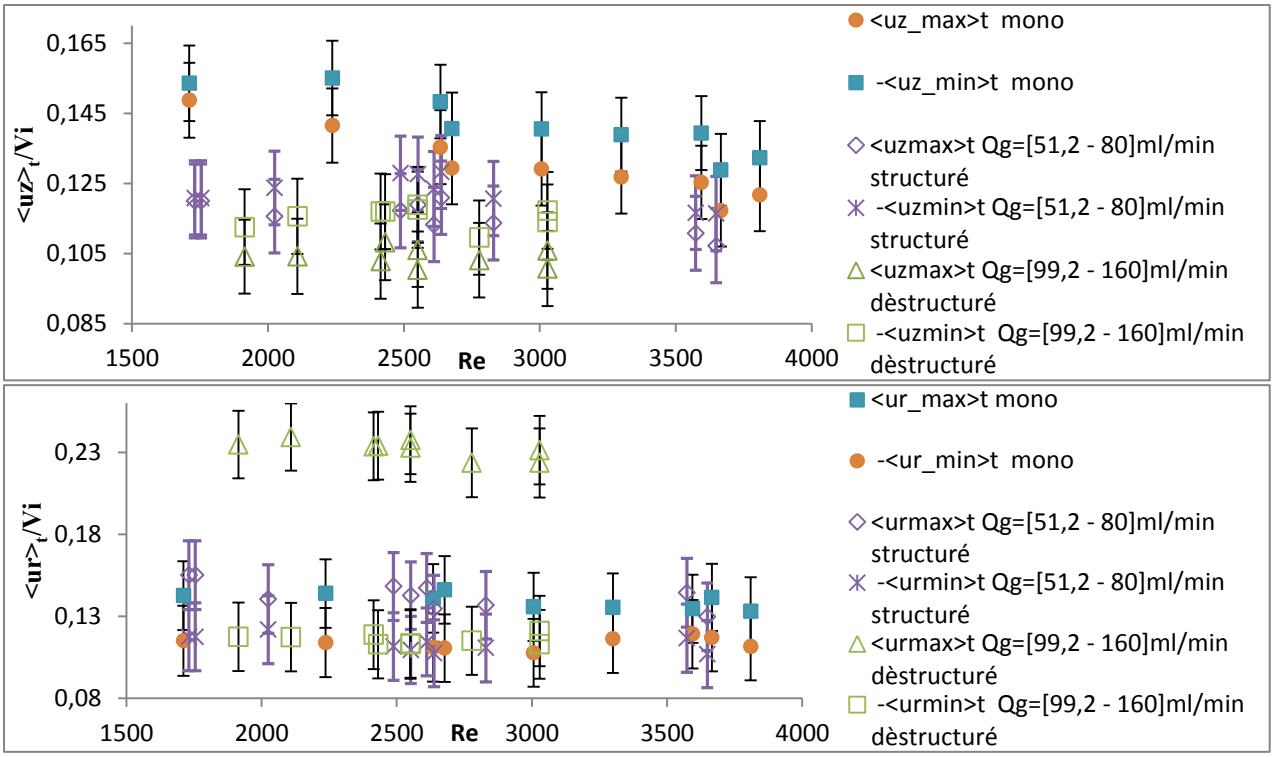


Figure VI-22 : Sensibilité au Reynolds en diphasique des extremas dans les cellules : a) de la vitesse axiale b) de la vitesse radiale

L'influence du Reynolds sur les caractéristiques des cellules pour un même débit par type de séquences de motifs pour les régimes de coexistence structurée et déstructurée est montrée en annexe E.

Pour le motif chaotique, en régime de coexistence structuré et déstructuré, on a les mêmes tendances avec le Reynolds que celles qui viennent d'être énoncées précédemment. On note cependant que pour ce motif la longueur d'onde augmente avec l'augmentation du Reynolds par l'augmentation de la taille de la cellule horaire (cell2). Pour les séquences de motifs TOE en régime structuré, on retrouve les tendances énoncées précédemment, sauf qu'on a relevé une légère augmentation de la longueur d'onde avec le Reynolds, également par l'augmentation de la taille de la cellule horaire. Les points de fonctionnement ne nous ont pas permis de comparer entre eux les motifs TOE en régime déstructuré pour différents Reynolds et un même débit.

Par contre, il est intéressant de commenter l'influence du Reynolds, à débit fixé, sur les caractéristiques des cellules pour la séquence de motifs en spiral du régime structuré. Pour le motif en spiral (Figure 4 b) de l'Annexe E), on note que la longueur d'onde diminue avec le Reynolds par la diminution de la taille de la cellule antihoraire (cell1). La cellule horaire (cell2) conserve sa taille, indépendamment du Reynolds, inférieure à l'écoulement monophasique. Le motif en spiral est le seul pour lequel on a une diminution notable de la longueur d'onde avec le Reynolds. Ceci est en accord avec la théorie de la trajectoire de la spirale (Muraï, 2008). Le pas du motif spiral évolue comme le rapport entre la vitesse ascensionnelle et la vitesse azimutale, et lorsque la spiral arrive à se mettre en place, son pas est équivalent à la longueur d'onde axiale des cellules. Par augmentation du nombre de Reynolds, la vitesse azimutale augmente et la longueur d'onde de la spirale diminue.

On a donc des effets contradictoires du Reynolds sur la longueur d'onde axiale des différents motifs qui coexistent en régime structuré. En régime déstructuré, la prépondérance du motif chaotique permet

d'avoir une augmentation nette de la longueur d'onde avec le Reynolds, comme en monophasique. L'annexe E permet de voir qu'une augmentation du Reynolds, à débit d'air fixé, engendre aussi une diminution des extrema de vitesse axiale normalisés par Vi, pour tous les motifs diphasiques en régime structuré et déstructuré.

4-2) Influence du Reynolds sur les profils radiaux

La Figure VI-23 montre les différents profils radiaux moyennés en temps sur une longueur d'onde axiale des 3 composantes de vitesse, obtenus à partir des cartographies de vitesse réordonnées dans les cellules. On a regroupé toutes les séquences temporelles des différents motifs dans l'analyse et on compare deux Reynolds différents pour un même débit d'air. A titre de référence, on a tracé également les profils en monophasique, obtenus à des Reynolds équivalents. La Figure VI-23 montre les profils obtenus en faisant varier le Reynolds en régime de coexistence structuré. En Annexe F sont montrés les profils radiaux à même débit pour différents Reynolds pour un régime déstructuré. Ces profils ont été portés en annexe, car la sensibilité au Reynolds pour les deux régimes est similaire.

Pour la **vitesse azimutale moyenne** (Figure VI-23 a)), comme observé précédemment pour les différents motifs en diphasique, l'ensemble des profils radiaux montre une diminution du gradient de vitesse en proche paroi du cylindre intérieur (relaxation) par rapport au monophasique. En diphasique, avec l'augmentation du Reynolds, on a une augmentation du gradient de vitesse azimutale en proche paroi, en accord avec une augmentation du frottement pariétal, comme en monophasique.

Les profils de vitesse RMS du **mouvement aléatoire** sont tracés sur les Figure VI-23 c) d) et g). En régime diphasique, on observe une diminution des 3 composantes de vitesse RMS normalisée avec l'augmentation de Reynolds. Avec l'augmentation du Reynolds, on s'attend à capturer plus de bulles, donc à augmenter le taux de vide et la pseudo-turbulence et on s'attend à augmenter la turbulence de cisaillement par l'augmentation du gradient de vitesse en proche paroi. Cependant, avec l'augmentation du Reynolds, on diminue la fraction temporelle du motif chaotique et on augmente la fraction temporelle du motif TOE. Or nous avons observé précédemment qu'en motif TOE, les composantes de vitesse RMS du mouvement aléatoire sont inférieures à celles obtenues pour le motif chaotique. Avec l'augmentation du Reynolds, on a finalement une diminution relative des fluctuations de vitesse du mouvement aléatoire par une meilleure structuration de l'écoulement diphasique.

Les profils radiaux de vitesse RMS due à la contribution du **mouvement cohérent** sont tracés sur les Figure VI-23 b) d) et f). En régime diphasique, on observe une légère diminution des composantes de vitesse RMS normalisée, en accord avec la diminution de la vorticité normalisée dans les cellules avec l'augmentation du Reynolds, comme en monophasique.

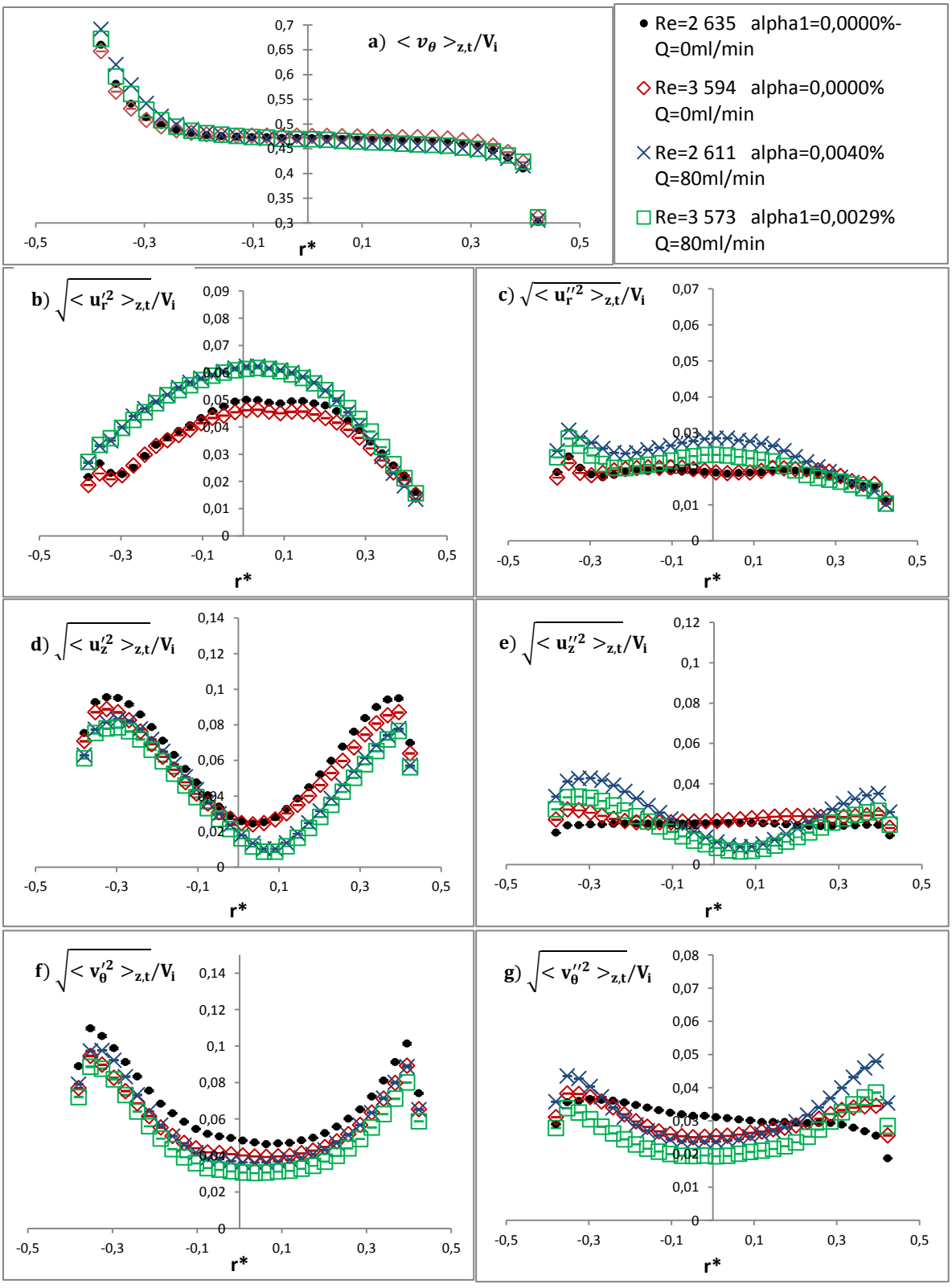


Figure VI-23 : Profils radiaux de vitesse moyenne et RMS issus des deux types de fluctuation pour les trois composantes en régime de coexistence structurée, *Influence du Reynolds. Comparaison monophasique – diphasique pour un même débit (Q=80ml/min)*

Les profils radiaux du frottement turbulent du mouvement aléatoire et du mouvement cohérent sont présentés sur les Figure VI-24 b) c) respectivement.

En diphasique, à l'inverse du monophasique, l'augmentation du nombre de Reynolds tend à diminuer le frottement turbulent normalisé du mouvement aléatoire. C'est en accord avec l'augmentation de la fraction temporelle du motif TOE au détriment de la fraction temporelle du motif chaotique.

En diphasique, comme en monophasique, l'augmentation du nombre de Reynolds tend à diminuer le frottement turbulent normalisé du mouvement cohérent, par la diminution de la vitesse normalisée dans les jets. C'est en accord avec l'augmentation de la fraction temporelle du motif TOE au détriment de la fraction temporelle du motif chaotique.

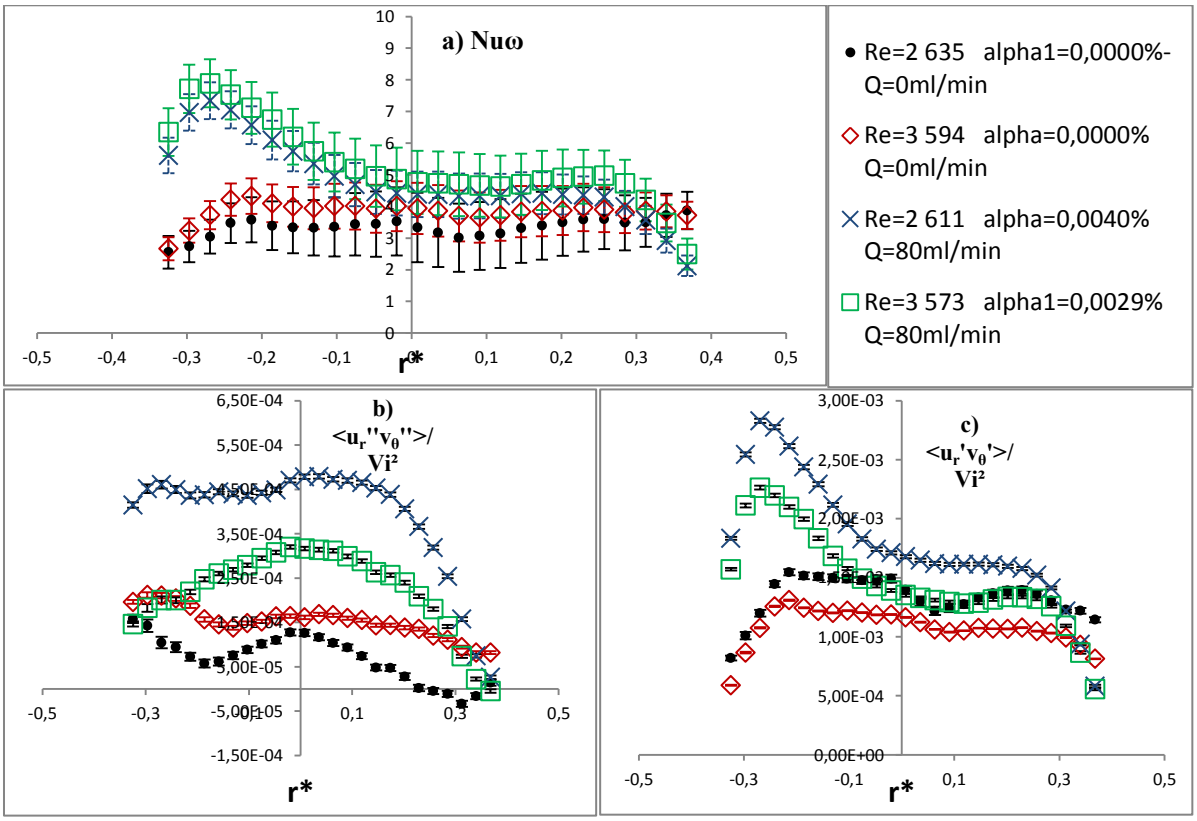


Figure VI-24 : Profils radiaux a) du Nusselt local, b) du frottement turbulent du mouvement aléatoire, c) du frottement turbulent du mouvement cohérent, *Influence du Reynolds. Comparaison monophasique – diphasique pour un même débit (Q=80ml/h)*

4-3) Influence du Reynolds sur le Nusselt

Nous nous intéressons maintenant à l'influence du Reynolds en diphasique sur le Nusselt local Nu_ω et sur le Nusselt global Nu.

Nous avons tracé sur la Figure VI-24 a), les profils radiaux du Nusselt local obtenus en régime diphasique de coexistence structuré pour deux Reynolds différents et un même débit d'air. On a regroupé toutes les séquences temporelles des différents motifs dans l'analyse. En annexe F sont montrés les profils radiaux du Nusselt local pour 2 Reynolds, et un même débit d'air en régime déstructuré.

En diphasique, comme pour le monophasique, on a une augmentation du **Nusselt local** (Figure VI-26 a) avec l'augmentation du Reynolds.

L'augmentation avec le Reynolds du Nusselt local en diphasique résulte essentiellement de l'augmentation du frottement visqueux par l'augmentation du gradient de vitesse azimutale. Par rapport au monophasique, on observe que l'excès de Nusselt local en diphasique est atténué lorsqu'on augmente le Reynolds, par atténuation du frottement turbulent normalisé du mouvement cohérent. Le Nusselt local représente le frottement total ou le couple total normalisé à une position radiale donnée. On s'attend donc en diphasique lorsqu'on augmente le Reynolds à avoir une atténuation de l'excès de couple par rapport au monophasique.

Sur les Figure VI-25, Figure VI-26 a) et Figure VI-26 b), nous avons tracé l'évolution avec le Reynolds du Nusselt global (Nu), du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer ($Nu_{\omega c}$) et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur (Nu_{ω_max}). Les moyennes statistiques ont été obtenues sans discriminer les motifs, et ce pour l'ensemble des points de fonctionnement à différents débits d'air. Par contre, on a discriminé sur ces figures, par gamme de débit, les points de fonctionnement des régimes de coexistence structurée et déstructurée.

Pour les valeurs de Nusselt locaux $Nu_{\omega c}$ et Nu_{ω_max}, les barres d'erreur comprennent l'incertitude de la mesure SPIV et l'intervalle de confiance à 95% de la convergence statistique. Pour les valeurs de Nusselt global, les barres d'erreur comprennent l'erreur liée à la précision du couplemètre, l'erreur de convergence statistique et l'erreur de reproductibilité entre essais.

Le Nusselt global (Nu) est représentatif du couple normalisé exercé sur le cylindre intérieur. Avec l'augmentation du Reynolds, le nombre de Nusselt global en diphasique augmente, comme attendu en monophasique. Les nombres de Nusselt locaux $Nu_{\omega c}$ et Nu_{ω_max} (Figure VI-26 a), Figure VI-26 b)) suivent des tendances similaires au Nusselt global. En écoulement diphasique par rapport à l'écoulement monophasique, on relève jusqu'à 16% d'augmentation relative du Nusselt global (ie 16% d'augmentation relative du couple visqueux sur le cylindre intérieur). On relève jusqu'à 41% d'augmentation relative pour le Nusselt local $Nu_{\omega c}$ pour le régime structuré, et 50% pour le régime déstructuré.

Le ratio entre le Nusselt local maximum proche du cylindre intérieur et le Nusselt mesuré en milieu d'entrefer (Figure VI-27) augmente pour les deux régimes diphasiques avec l'augmentation du Reynolds. C'est en accord avec l'augmentation de la fraction temporelle du motif TOE dans le régime diphasique.

On définit le gain comme la variation relative par rapport à l'écoulement monophasique du Nusselt. L'évolution avec le Reynolds du gain en Nusselt est montrée sur la Figure VI-28, pour le Nusselt

global et local en milieu d'entrefer. Avec l'augmentation du Reynolds, on a 2 mécanismes en compétition :

- D'une part, la diminution du frottement turbulent normalisé des mouvements cohérents et aléatoires. Ce mécanisme **I** est favorable à la diminution du gain
- Et d'autre part, la diminution de la relaxation du gradient de vitesse azimutale. Ce mécanisme **II** est favorable à l'augmentation du gain.

Avec l'augmentation du Reynolds, on note une diminution du gain du Nusselt global et du gain du Nusselt local en accord avec le mécanisme **I** prépondérant devant le mécanisme **II**.

Pour une même configuration géométrique, pour les régimes de capture de bulles, les essais de Fokoua (2013) n'avaient pas permis de conclure de manière sûre de l'influence du Reynolds sur le couple du cylindre intérieur. Dans notre étude en revanche, le débit d'injection d'air beaucoup plus élevé que dans la thèse de Fokoua permet de mettre en évidence un effet du Reynolds sur le couple global et sur le couple local.

Pour une configuration géométrique favorable à la réduction de couple en diphasique, pour les régimes de forte capture, l'état de l'art montre un effet inverse : le gain de couple (alors négatif) augmente avec l'augmentation du Reynolds (Sugiyama et al., 2008, Muraï et al., 2008), ce qui traduit une diminution de la réduction de couple avec l'augmentation du Reynolds. Muraï et al., (2008) l'attribue à une augmentation de la capture des bulles en cœur de cellules lorsque le Reynolds augmente, associée à une diminution de la longueur d'onde axiale. Pour notre configuration, nous n'avons pas de réduction notable de la longueur d'onde axiale avec l'augmentation du Reynolds, voire plutôt l'inverse en régime déstructuré.

Nous avons discuté de l'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement en régime diphasique, nous allons maintenant nous intéresser à l'influence du débit.

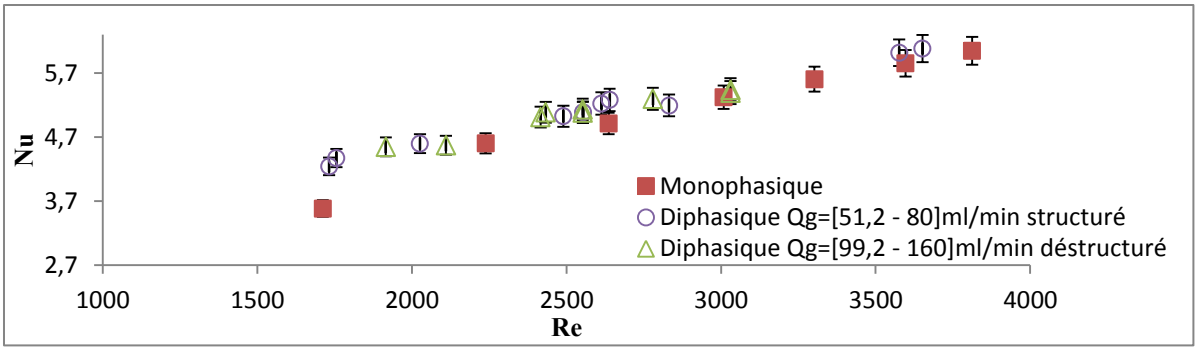


Figure VI-25 : Sensibilité du Nusselt global au Reynolds en régimes diphasiques et monophasiques

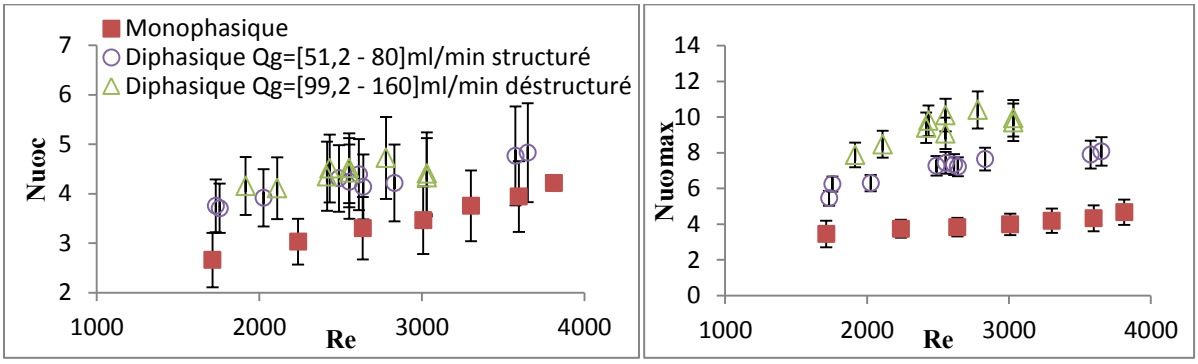


Figure VI-26: Sensibilité au Reynolds: a) du Nusselt local en milieu d'entrefer b) du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur. *Régimes monophasiques et diphasiques*

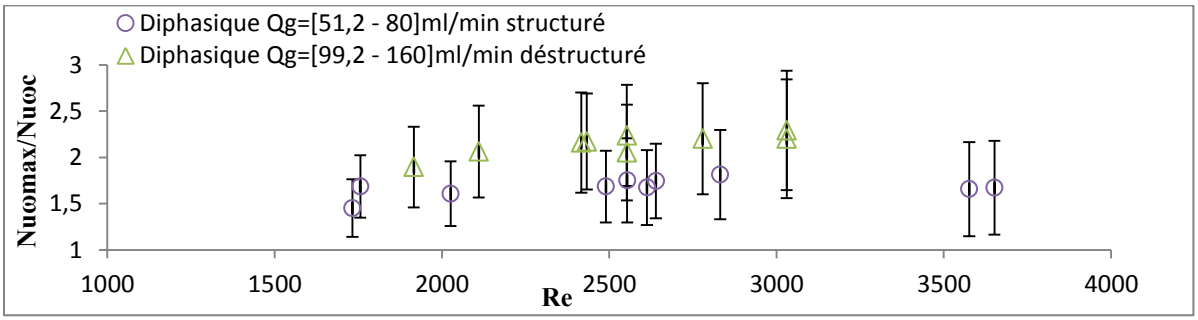


Figure VI-27 : Rapport des Nusselt locaux mesurés en proche paroi du cylindre intérieur et en milieu d'entrefer en fonction du Reynolds en régimes diphasiques

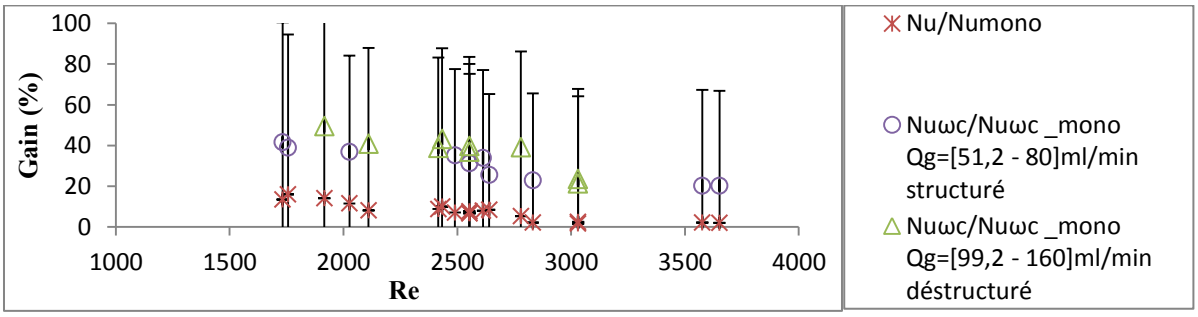


Figure VI-28: Sensibilité au Reynolds du gain de Nusselt en régimes diphasiques, relativement au monophasique.

VI-5) Influence du débit

L'évolution des fractions temporelles des différents motifs obtenues par la méthode S-PIV en fonction du paramètre alpha est montrée sur l'Annexe C Figure 1. L'augmentation du paramètre alpha, tend à réduire la participation de motif TOE et favorise le motif chaotique.

Dans cette partie, nous nous intéresserons dans une première section à la sensibilité au débit sur les caractéristiques des cellules pour tous régimes confondus. Dans une seconde section, nous regarderons l'influence du débit sur les profils radiaux. Dans une troisième section, nous discuterons de l'influence du débit sur le Nusselt.

5-1) Influence globale du débit sur les caractéristiques des cellules

On a tracé en annexe G les caractéristiques des cellules en fonction du paramètre alpha, en prenant en compte toute la séquence temporelle sans discrimination des motifs, et ce pour tous les points de fonctionnement aux différents Reynolds.

Sur les figures suivantes, on peut suivre l'évolution avec le débit de la taille des cellules (Figure VI-29 a)), de la longueur d'onde (Figure VI-29 b)), de leur vorticité moyenne (Figure VI-30 a)), de leur circulation (Figure VI-30 b)) et de leurs maximas de vitesse axiale (Figure VI-31 a)) et radiale (Figure VI-31 b)). Ces grandeurs sont normalisées, avec la vitesse orthoradiale du cylindre intérieur V_i. Les barres d'erreur comprennent l'incertitude liée à la mesure S-PIV et l'intervalle de confiance de la convergence statistique à 95%.

La taille de la cellule antihoraire (cell1) est peu sensible à alpha et au débit en diphasique, dans la gamme de mesure étudiée. En ce qui concerne la cellule horaire (cell2), sa taille diminue avec l'augmentation du débit et du alpha. Il en est de même pour la longueur d'onde axiale Figure VI-29 b)) qui diminue avec le débit en suivant l'évolution de la taille de cell2.

La vorticité moyenne normalisée des cellules (Figure VI-30 a)) varie peu avec le débit et avec alpha dans chacun des régimes structuré et déstructuré, lorsqu'on regroupe indifféremment tous les Reynolds. Par contre, la vorticité en régime déstructuré est inférieure à la vorticité en régime structuré, en accord avec la prépondérance du motif chaotique en régime déstructuré qui contribue à minimiser la vorticité dans les cellules.

La circulation normalisée (Figure VI-30 b)) dans la cellule horaire (cell2), diminue avec alpha et diminue avec l'augmentation du débit. Par contre, la circulation varie peu pour la cellule antihoraire (cell1). Pour la circulation comme pour la vorticité, le passage en régime de coexistence déstructuré induit une diminution.

Les extrema de vitesse axiale dans les cellules diminuent avec le débit qui augmente (figure 31 a)). On ne voit pas se dégager d'évolution nette des extrema de vitesse axiale avec la variation de alpha dans les régimes respectifs de coexistence structuré ou déstructuré. Par contre, à la transition du régime structuré au régime déstructuré, on a une diminution des extrema de vitesse axiale dans les cellules, en accord avec le développement du motif chaotique.

Les extrema de vitesse radiale dans les cellules augmentent avec alpha et avec le débit qui augmentent dans le régime de coexistence structuré. Dans le régime de coexistence structuré, on ne voit pas d'influence du débit ou de alpha sur les extrema de la vitesse radiale. Par contre, on relève une augmentation du maximum de vitesse radiale en outflow à la transition en régime de coexistence

déstructuré. Entre ces 2 régimes, en valeur relative, on a une augmentation de 62% de la vitesse radiale maximale en outflow. On observe que la transition du régime de coexistence structuré au régime de coexistence déstructuré n'est pas une transition brutale en alpha au-delà de $alpha_{CDI}$=0,005%, mais qu'elle est amorcée pour un alpha plus faible entre 0,004 et 0,005%. La transition semble être une transition plus brutale en débit, le débit seuil se situe entre 80 et 99ml/min (Figure VI-31 b)).

Avec l'augmentation du débit et à la transition du régime structuré au régime déstructuré, la vitesse des jets (qui augmente en particulier en outflow) n'est pas corrélée à la vitesse axiale des cellules (qui diminue). L'intensité dans les jets ne participe plus à la vorticité dans les cellules, mais contribue plutôt au cisaillement.

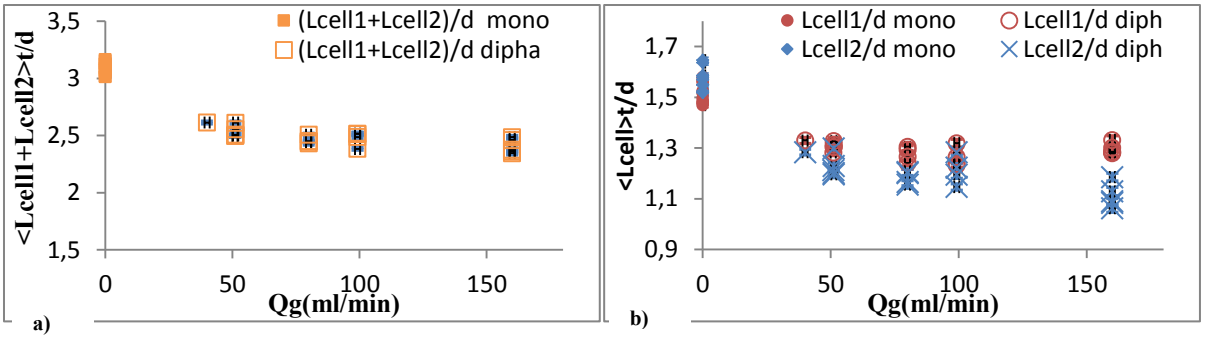


Figure VI-29 : Sensibilité au débit de : a) la longueur d'onde axiale b) la taille des 2 cellules

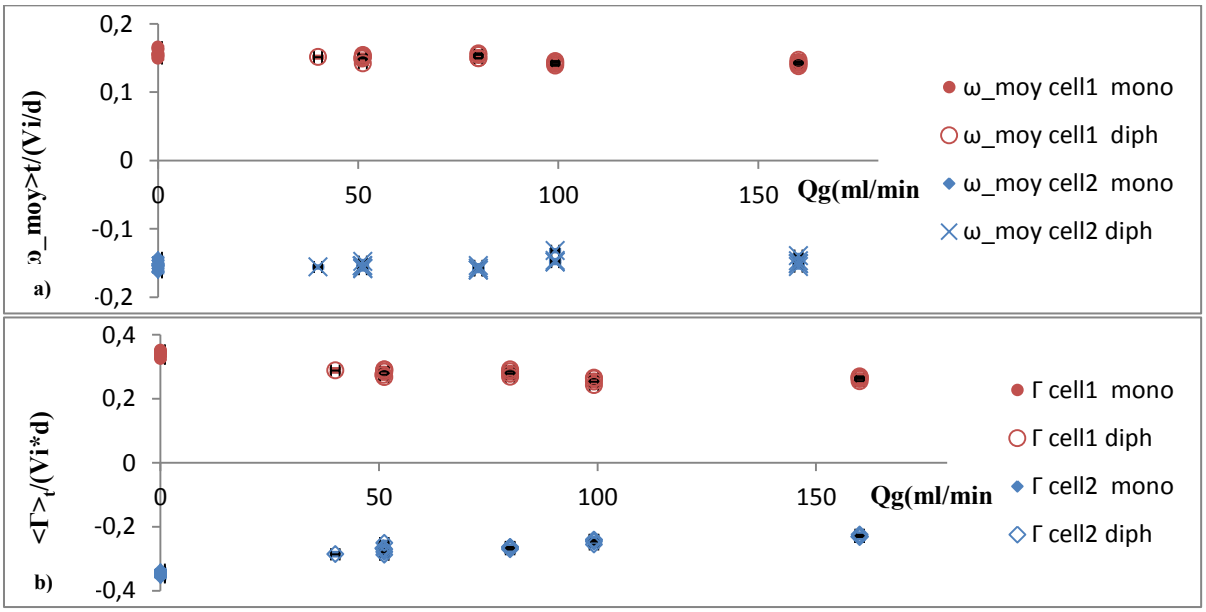


Figure VI-30 : Sensibilité au débit de a) la vorticité des 2 cellules b) la circulation des 2 cellules

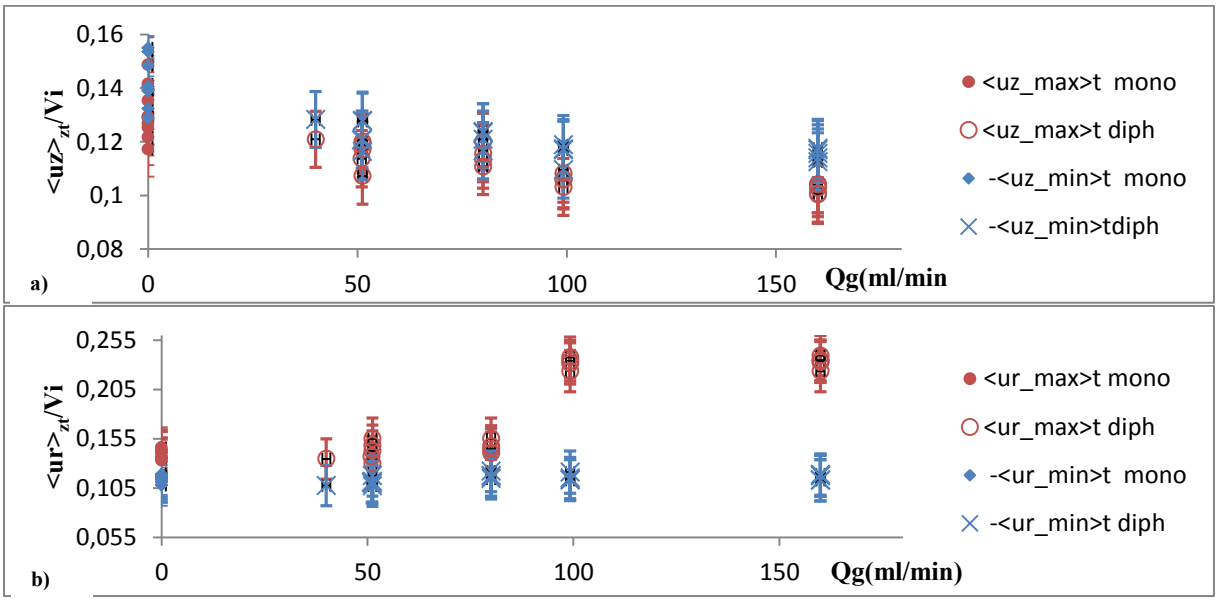


Figure VI-31 :Sensibilité au débit des extrema dans les cellules de a) la vitesse axiale b) la vitesse radiale

En annexe H, on a tracé l'évolution des caractéristiques des cellules en fonction de alpha en discriminant les différents motifs (chaotique ou TOE). Ces figures donnent des informations complémentaires :

- les remarques générales précédentes s'appliquent pour le motif chaotique sauf pour la taille de la cellule horaire qui diminue avec alpha et le débit non seulement dans le régime de coexistence déstructuré, mais aussi dans le régime de coexistence structuré.
- Une autre particularité du motif chaotique est que la vorticité normalisée dans les 2 cellules diminue avec alpha et le débit.
- Une particularité du régime TOE est la diminution notable de la vorticité normalisée dans la cellule horaire à la transition du régime de coexistence structuré au régime de coexistence déstructuré.

5-2) Influence du débit sur la pente des motifs

On s'intéresse maintenant à l'évolution avec le paramètre de contrôle alpha de la vitesse ascensionnelle V_{asc} des motifs TOE et spiral. L'analyse en fonction du paramètre alpha permet de séparer les points de fonctionnement en débit et Reynolds et les tendances sont beaucoup plus claires.

Pour tous les points de fonctionnement, sur les séquences temporelles de TOE et de spiral, la vitesse ascensionnelle est déterminée à partir du suivi temporel de la position axiale du jet outflow dans la fenêtre S-PIV. La vitesse ascensionnelle des motifs est normalisée :

- par λ/(2Ti) qui est la vitesse axiale théorique du motif spiral (Figure VI-32 a))
- par la vitesse de bulles isolées Vb calculée par la corrélation de Maxworthy (1996). (Figure VI-32 b))
- et par la vitesse axiale de diffusion V_{diff} du motif (déterminée dans le chapitre V).

On a entouré les points de fonctionnement du motif TOE qui correspondent au régime déstructuré, sachant qu'on n'a pas de motif spiral en déstructuré. Les barres d'erreurs comprennent l'erreur aléatoire liée au positionnement du jet outflow.

Pour tous les points de fonctionnement, en régime structuré, on a une augmentation de la vitesse ascensionnelle avec le débit et avec alpha. En particulier, on a une évolution linéaire de la vitesse ascensionnelle normalisée avec alpha : $V_{asc} = 2\ alpha \frac{\lambda}{2T_i}$ (Figure VI-32 a)).

Pour le motif TOE, on note une atténuation brutale de la vitesse ascensionnelle lorsque l'on passe en régime déstructuré pour toutes les normalisations considérées.

En régime déstructuré, la vitesse du motif TOE semble peu sensible à alpha, $\frac{2T_i V_{asc}}{\lambda}$ vaut environ 0,15% (Figure VI-32 a)), V_{asc} vaut environ 0,7% de V_b (Figure VI-32 b)), 0,6% de V_{diff} (Figure VI-32 c)).

Figure VI-32 a) confirme que le pas de la spiral correspond à la longueur d'onde axiale en accord avec la théorie de la spirale (Muraï et al., 2008) et sa vitesse ascensionnelle coïncide avec la vitesse ascensionnelle des bulles isolées (Figure VI-32 b)) $V_{asc} \approx 0{,}9V_b$-$1{,}2\ V_b$. Cela correspond à $V_{asc} \approx 1{,}8V_{diff.}$

La vitesse ascensionnelle du motif TOE est toujours-beaucoup plus faible que celle du motif spiral. En régime structuré, la vitesse ascensionnelle du motif TOE atteint au maximum 2% de V_b, on a alors un

ratio de 60 entre les vitesses ascensionnelles des motifs spiral et TOE. Entre les 2 motifs, c'est dans le motif spiral que le flux maximum de bulles est évacué.

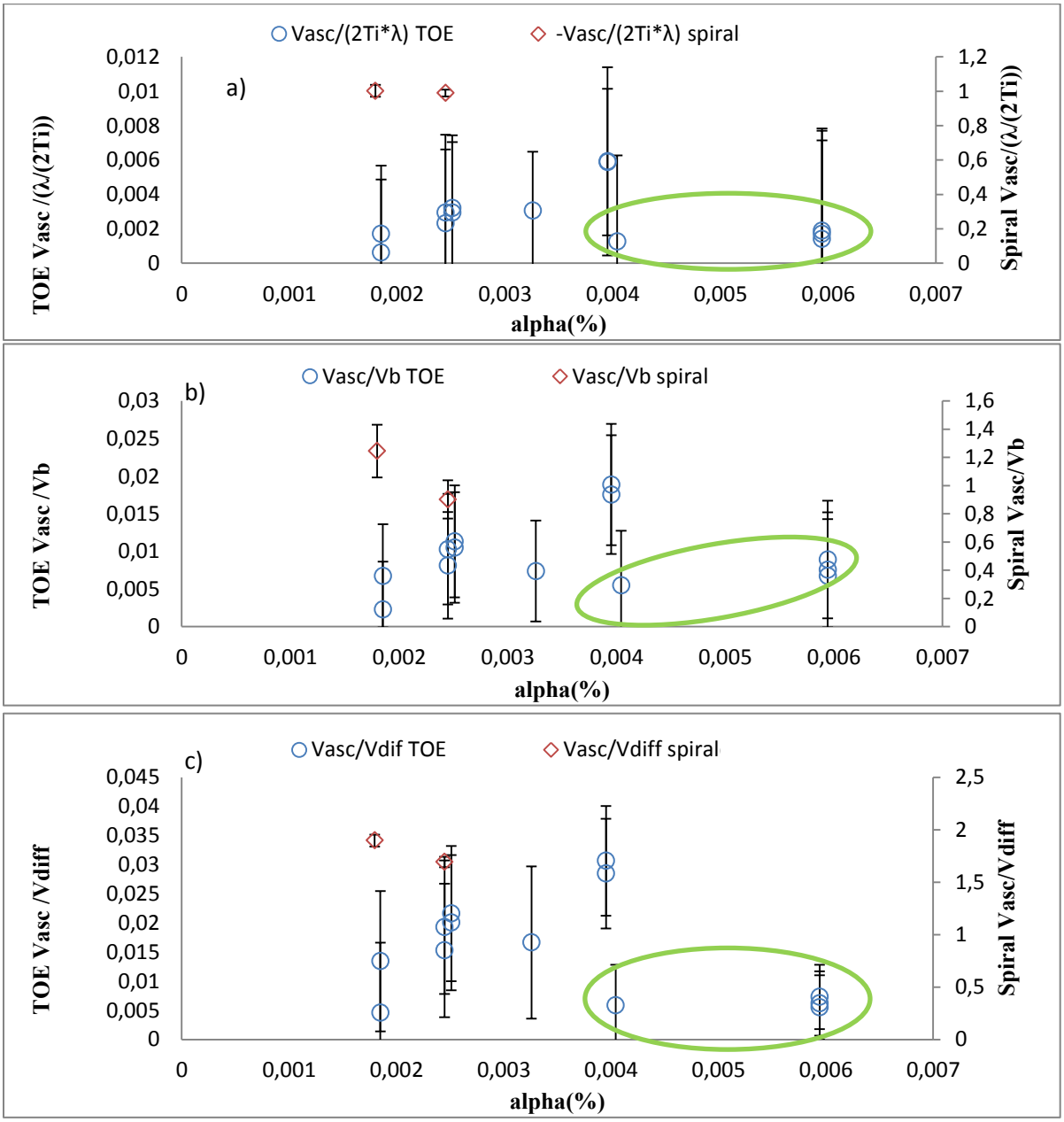


Figure VI-32 : Sensibilité au paramètre alpha de la vitesse ascensionnelle des motifs TOE et spiral pour différentes normalisations : a) normalisation par la vitesse ascensionnelle théorique de la spirale b) normalisation par la vitesse ascensionnelle de bulle isolée en milieu infini (Maxworthy, 1996) c) normalisation par la vitesse de diffusion axiale du motif

5-3) Influence du débit sur les cartographies de vitesse moyenne

L'impact de l'augmentation du débit sur les cartographies eulériennes réordonnées des 3 composantes de vitesse moyenne est montré sur les Figure VI-33 à Figure VI-35 pour un Reynolds voisin de 2500. On a choisi 4 débits différents dont 2 dans le régime de coexistence structuré et 2 dans le régime de coexistence déstructuré.

- Figure VI-33 montre les cartographies de vitesse radiale moyenne
- Figure VI-34 montre les cartographies de vitesse axiale moyenne
- Figure VI-35 montre les cartographies de vitesse azimutale moyenne

Sur les cartographies, avec l'augmentation du débit, on observe les mêmes tendances que celles observées lorsqu'on va d'un motif TOE vers un motif chaotique (cf.

Figure VI-14 à Figure VI-16 a), b), c)).

Les cartographies de la vitesse **radiale** (Figure VI-33), nous renseignent sur l'intensité et la position des maxima des jets inflow et outflow. Lorsque l'on passe en régime déstructuré (Figure VI-33 c)), on visualise l'augmentation nette de l'intensité du jet outflow et le maximum de vitesse radiale ne se situe plus en milieu d'entrefer, mais en proche paroi du cylindre intérieur. En moyenne eulérienne, l'intensité du jet inflow est atténuée.

Les cartographies de la vitesse **axiale** (Figure VI-34), nous renseignent sur l'évolution de la différence des tailles de cellules. Au passage en régime déstructuré, on retrouve que la cellule horaire tend à diminuer en taille devant la cellule antihoraire. De plus, les maxima et minima de vitesse axiale diminuent avec l'augmentation du débit. En régime monophasique, les cellules sont inclinées, et plus le débit augmente plus l'inclinaison diminue, comme attendu avec le développement du motif chaotique au détriment du motif TOE.

Avec l'atténuation du jet inflow et le fort renforcement du jet outflow à la transition du régime structuré au régime déstructuré, on voit sur les cartographies de la vitesse **azimutale (**Figure VI-35), un élargissement de la couche limite en proche paroi du cylindre intérieur. Pour le régime de coexistence déstructuré, nous retrouvons la présence de jets secondaires du côté du cylindre extérieur avec une homogénéisation dans la direction axiale de la vitesse azimutale moyenne comme dans le cas d'un motif chaotique.

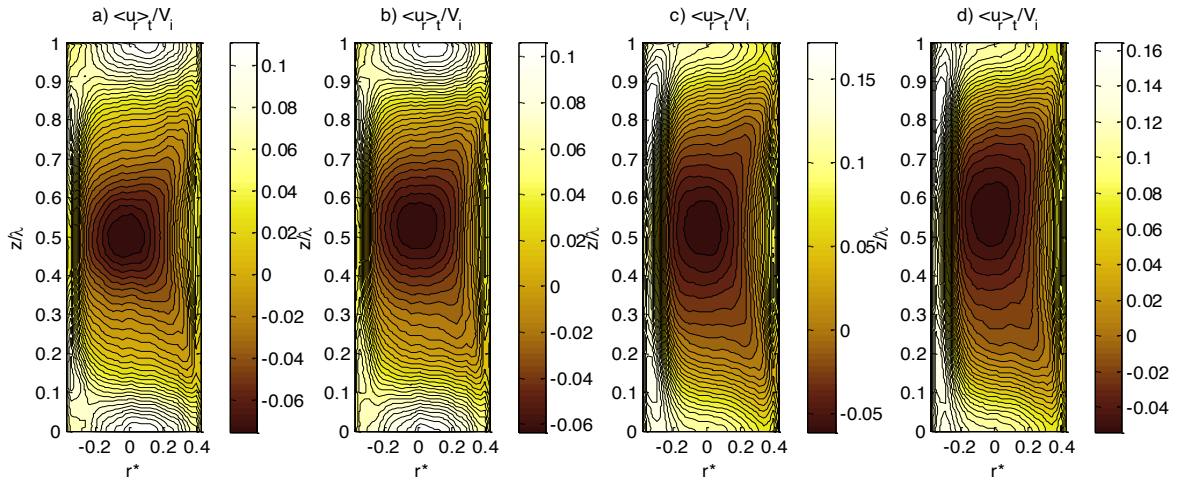


Figure VI-33: Cartographie réordonnée de vitesse radiale moyenne pour différents débits

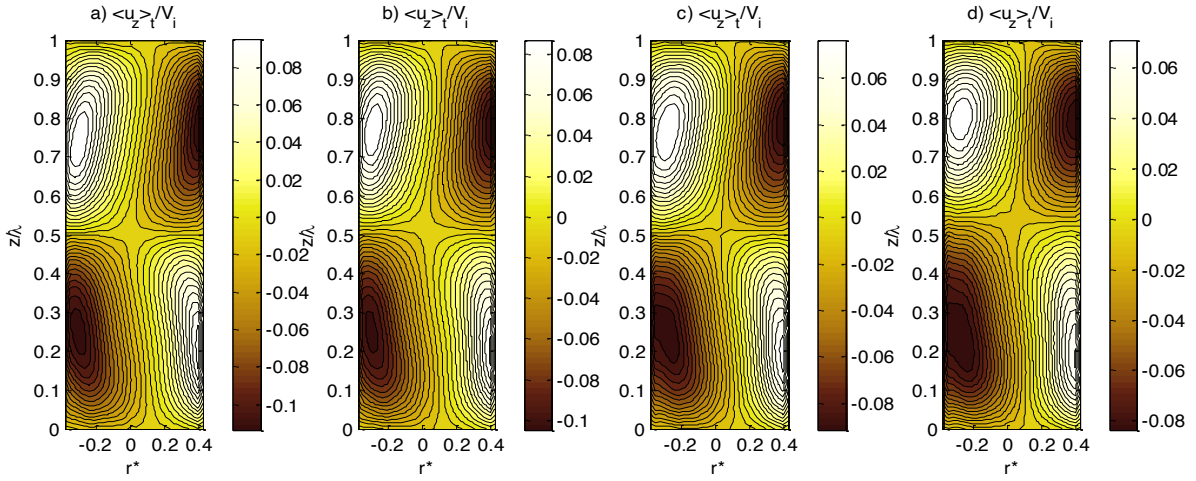


Figure VI-34: Cartographie réordonnée de vitesse axiale moyenne pour différents débits

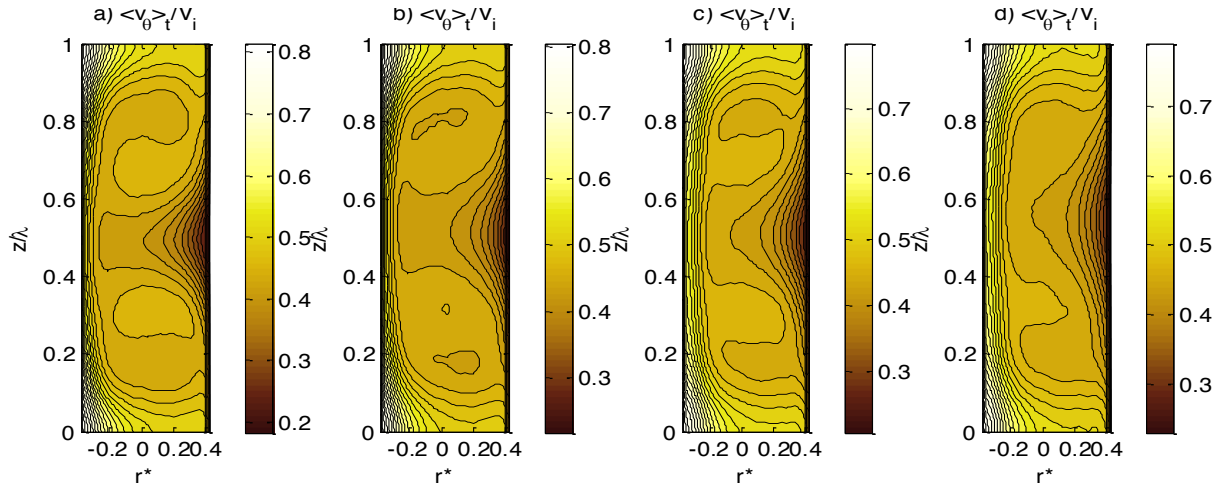


Figure VI-35: Cartographie réordonnée de vitesse azimutale moyenne pour différents débits
Cartographies en diphasique pour Re=2551 et :
a) Q_g=51 ml/min, $alpha(\%) = 0{,}0024$ b) Q_g=80 ml/min, $alpha(\%) = 0{,}004$
c) Q_g=99ml/min, $alpha(\%) = 0{,}0044$ d) Q_g=160 ml/min, $alpha(\%) = 0{,}0071$

5-4) Influence du débit sur les profils radiaux

La Figure VI-36 montre les différents profils radiaux moyennés en temps sur une longueur d'onde axiale des 3 composantes de vitesse, obtenus à partir des cartographies de vitesse réordonnées dans les cellules. On a regroupé toutes les séquences temporelles des différents motifs dans l'analyse et on compare pour un Reynolds autour de 2500, 4 débits d'air différents (2 en régime structuré, et 2 autres en régime déstructuré).

La Figure VI-36 a) montre les profils radiaux de la **vitesse azimutale moyenne**. Avec l'augmentation du débit d'air à l'intérieur des régimes structuré et déstructuré, on voit peu de modifications des profils de vitesse azimutale. En revanche, avec l'augmentation du débit d'air à la transition entre les régimes structuré et déstructuré, on a une diminution importante du gradient de vitesse en proche paroi du cylindre intérieur (relaxation importante du gradient de vitesse), qui coïncide avec le renforcement du jet outflow; nous n'observons pas ou peu de variation sur le gradient en proche paroi du cylindre extérieur. A la transition entre les 2 régimes, le plateau de vitesse azimutale en milieu d'entrefer est plus incliné, la tendance observée est équivalente à une diminution du Reynolds.

La Figure VI-36 b) montre les profils radiaux de la **vitesse radiale moyenne**. Au passage du régime structuré au régime déstructuré, on relève une augmentation notable de la vitesse radiale près du cylindre intérieur (jusqu'à 15% de V_i), en accord avec le fort renforcement de l'intensité du jet outflow. En revanche, on ne voit pas de différence notable entre les profils radiaux de la vitesse radiale pour des débits différents à l'intérieur des régimes structurés et déstructurés.

Les profils radiaux des 3 composantes de vitesse RMS du **mouvement aléatoire** sont montrés sur les Figure VI-36 d) f) h). En écoulement diphasique, l'augmentation du débit revient à augmenter la turbulence induite par le sillage des bulles (pseudo-turbulence). On observe effectivement pour les **3 composantes** une augmentation des vitesses RMS avec l'augmentation du débit d'air à l'intérieur de chaque régime structuré ou déstructuré. Cela est aussi en accord avec l'augmentation de la participation du motif chaotique à l'écoulement global à l'intérieur des 2 régimes.

Au passage du régime structuré au régime déstructuré, la relaxation importante du gradient de vitesse en proche paroi du cylindre intérieur induit une diminution de la production de turbulence aléatoire. On observe effectivement une diminution de vitesse RMS pour les composantes **azimutale** et **axiale** à la transition entre ces 2 régimes près des parois. Par contre, le renforcement du jet outflow à la transition est prépondérant et renforce en régime déstructuré la vitesse RMS **radiale** du mouvement aléatoire par l'augmentation de la turbulence de cisaillement dans le jet outflow.

Les profils radiaux des 3 composantes de vitesse RMS du **mouvement cohérent** sont montrés sur les Figure VI-36 c) e) g). A l'intérieur de chaque régime structuré ou déstructuré, et à la transition entre ces 2 régimes, on observe une diminution des vitesses RMS des composantes **axiale** et **azimutale** avec l'augmentation du débit. Pour la composante **axiale**, ceci est en accord avec la diminution progressive de la vorticité et de la vitesse axiale dans les cellules avec l'augmentation du débit et en accord avec la diminution brusque de ces 2 quantités à la transition. Pour la vitesse RMS **azimutale**, ceci est en accord avec une plus grande homogénéité dans la direction axiale de la vitesse azimutale lorsqu'on augmente le débit. Pour ces 2 composantes, c'est en accord avec le renforcement du motif chaotique au détriment du motif TOE.

Pour la vitesse RMS **radiale** du mouvement cohérent, en régime structuré, avec l'augmentation du débit, la diminution de vorticité dans les cellules attendue avec le développement du motif chaotique et l'augmentation de la vitesse radiale dans les cellules ont des effets qui se compensent et on ne voit pas

d'influence marquée du débit sur le profil radial. Par contre, au passage en régime déstructuré, les profils radiaux perdent leur symétrie. On observe un renforcement très marqué de la vitesse RMS radiale du côté du cylindre intérieur dû au fort renforcement du jet outflow et une atténuation de la vitesse RMS radiale du côté du cylindre intérieur par l'atténuation du jet inflow à la transition.

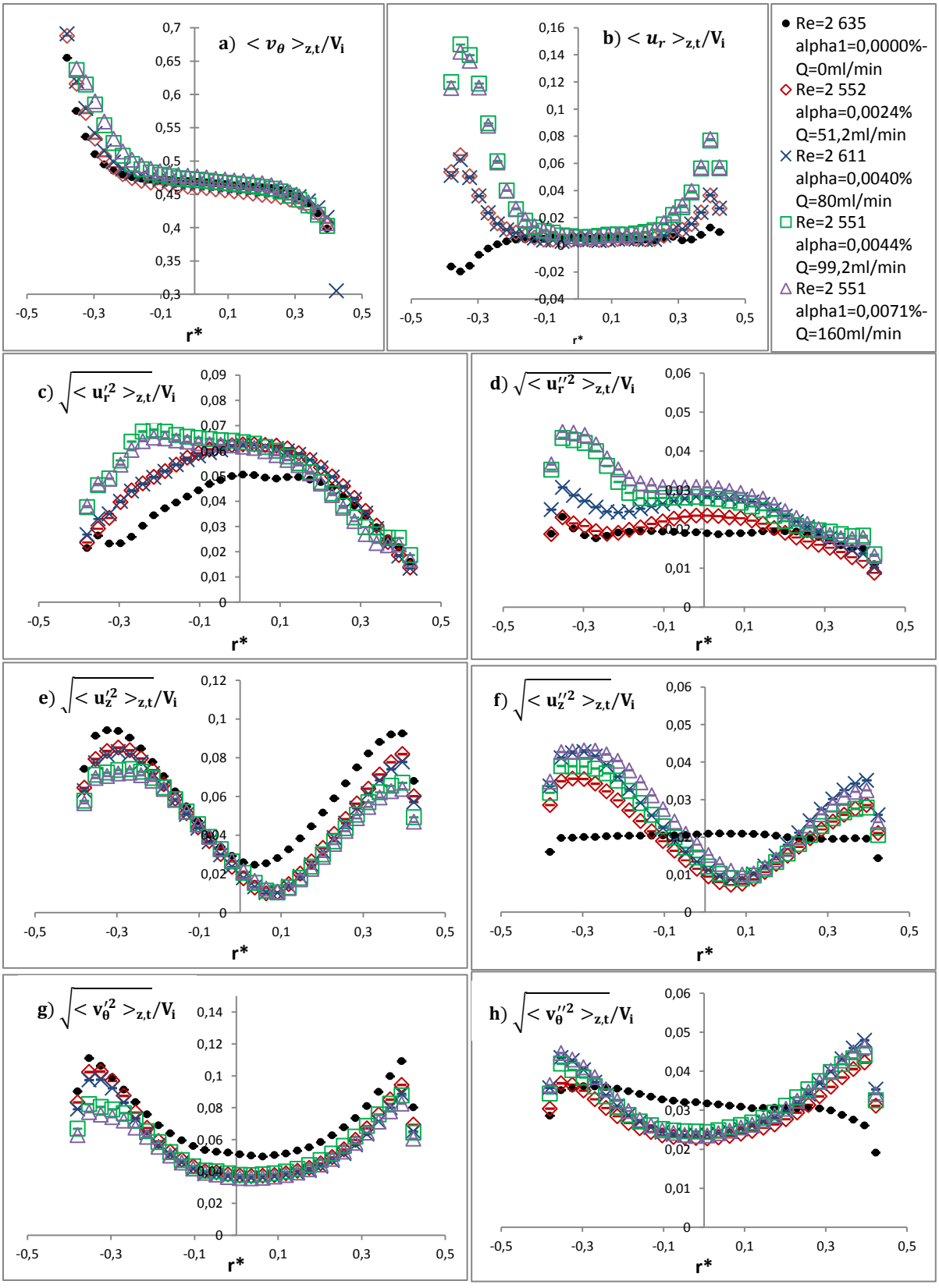


Figure VI-36: Profils radiaux de vitesse moyenne et RMS issus des deux types de fluctuation pour les trois composantes. *Influence du débit d'air pour Re≈2500.*

Le profil radial du frottement turbulent du mouvement **aléatoire** $< u_r'' v_\theta'' >_{t,\lambda}$ est tracé sur la (Figure VI-37 b)). Avec l'augmentation du débit, le frottement turbulent du mouvement aléatoire augmente, le profil suit les mêmes tendances que le profil de la vitesse RMS **radiale** du mouvement aléatoire $\sqrt{\langle u''_r{}^2 \rangle_{z,t}}$, pour les mêmes raisons.

Avec l'augmentation du débit et à la transition du régime structuré au régime déstructuré, le profil du frottement turbulent du mouvement **cohérent** $< u_r' v_\theta' >_{zt}$ (Figure VI-37 c)) suit les mêmes tendances que le profil de vitesse RMS **radiale** du mouvement cohérent $\sqrt{\langle u'_r{}^2 \rangle_{z,t}}$, pour les même raisons. Le frottement turbulent du mouvement cohérent augmente à la transition entre le régime structuré et déstructuré du côté du cylindre intérieur et le contraire du côté du cylindre extérieur. En régime structuré, les profils sont peu sensibles à l'augmentation du débit. En régime déstructuré, on note une diminution du maximum de frottement turbulent du côté du cylindre intérieur avec l'augmentation du débit, liée à l'augmentation de la contribution de la séquence chaotique et à la diminution de la contribution du motif TOE. Entre le régime de coexistence structuré et le régime de coexistence déstructuré, on a un shift de la position radiale du maximum de frottement turbulent qui s'éloigne du cylindre intérieur (r*=-0,26 en structuré contre r*=-0,24 en déstructuré) par la contribution des jets secondaires.

Les profils de **Nusselt local Nu_ω** sont montrés sur la Figure VI-37 a). Ils suivent la même évolution que les profils du frottement turbulent du mouvement **cohérent** $< u_r' v_\theta' >_{z,t}$ (Figure VI-37 c)).

Proche du cylindre extérieur, on observe en régime déstructuré que les mouvements de fluide à grande échelle dans la direction azimutale et radiale se décorrèlent. En régime déstructuré, on a une grande dissymétrie entre les couples des 2 côtés des cylindres.

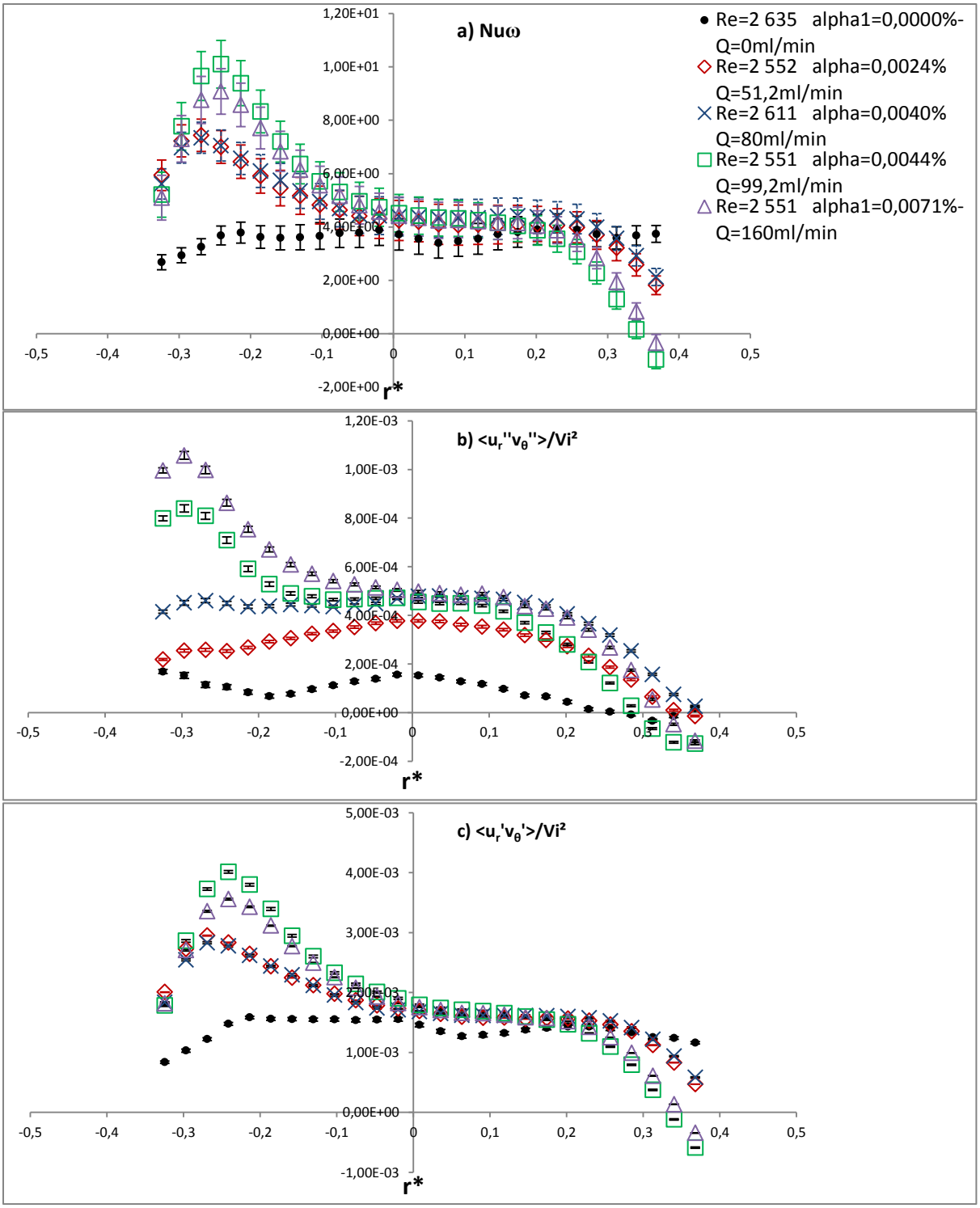


Figure VI-37 : Profils radiaux : a) du Nusselt local b) du frottement turbulent du mouvement aléatoire c) du frottement turbulent du mouvement cohérent, *Influence du débit d'air pour Re≈2500.*

5-5) Influence du débit sur le Nusselt

En annexe I, sont tracés l'évolution avec le débit du Nusselt global, du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer $Nu_{\omega c}$ et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur Nu_{ω_max}. Sur ces graphes, on n'a pas discriminé les séquences de motifs diphasiques, par contre, on a tracé avec des symboles différents les points de fonctionnement correspondant à différentes gammes de Reynolds.

Sur les Figure VI-38, Figure VI-39 et Figure VI-40 on a extrait de l'annexe I. les ratios entre les Nusselts en fonction du débit. Les barres d'erreur des Nusselt locaux comprennent l'incertitude de la mesure SPIV et l'intervalle de confiance à 95% de la convergence statistique. Les barres d'erreur du Nusselt global comprennent l'intervalle de confiance à 95%, l'erreur de précision liée au couplemètre et l'erreur de reproductibilité entre les essais.

Sur la Figure VI-38, on montre le ratio entre le Nusselt local maximal et le Nusselt local en milieu d'entrefer pour les régimes diphasiques, en fonction du débit d'air. Ce ratio caractérise la dissymétrie du profil radial de Nusselt entre le milieu d'entrefer et la zone proche du cylindre extérieur. Pour une gamme de Reynolds donnée, dans le régime structuré, la dissymétrie n'évolue pas de manière évidente avec l'augmentation du débit. Par contre, au passage en régime déstructuré, comme on l'a vu précédemment on a la dissymétrie qui augmente, par le renforcement du outflow côté cylindre intérieur. En régime déstructuré, la dissymétrie diminue avec l'augmentation du débit. Entre les différentes gammes de Reynolds, on retrouve que la dissymétrie en diphasique augmente avec le Reynolds.

Sur la Figure VI-39, on a tracé l'évolution avec le débit du gain en % (variation relative par rapport à l'écoulement monophasique) de Nusselt local, mesuré en milieu d'entrefer, pour les différentes gammes de Reynolds. Le gain (>0) augmente avec le débit d'air en régime structuré, avec l'augmentation des vitesses radiales dans les jets. En régime déstructuré, c'est le contraire, on décorrèle la vitesse radiale de la vitesse azimutale, et on diminue le frottement turbulent. C'est ce qui avait été observé sur les profils radiaux de Nu_w pour différents débits et permet de généraliser aux différentes gammes de Reynolds.

Sur la Figure VI-40, on montre l'évolution avec le débit du gain en % (variation relative par rapport à l'écoulement monophasique) de Nusselt global pour les différentes gammes de Reynolds. Avec l'injection de bulles, on a un gain positif du Nusselt global (ie une augmentation du couple sur le cylindre intérieur par rapport au monophasique). En comparant les différentes gammes de Reynolds, on retrouve que le gain diminue avec le Reynolds.

En régime structuré, le gain du Nusselt global augmente avec le débit, par l'augmentation du frottement turbulent du mouvement cohérent. Pour des Reynolds plus faibles correspondants en monophasique à du MWVF (<2200), c'est le contraire, le Nusselt global diminue avec le débit, car les bulles annihilent l'onde azimutale.

En régime déstructuré, la diminution du frottement turbulent du mouvement cohérent avec le débit induit une diminution du Nusselt global, malgré une diminution de la longueur d'onde axiale.

À la transition du régime structuré au régime déstructuré, on a 2 mécanismes en compétition : d'une part, le renforcement du jet outflow et la relaxation importante du gradient de vitesse proche du cylindre intérieur qui tendent à diminuer le Nusselt global et d'autre part, l'augmentation importante du frottement turbulent proche du cylindre intérieur (ou Nu_{ω_max}) qui tend à augmenter le couple. Il est donc difficile de conclure à partir des courbes Nusselt fonction du débit sur l'influence de la transition entre les régimes structurés et non structurés sur le Nusselt global.

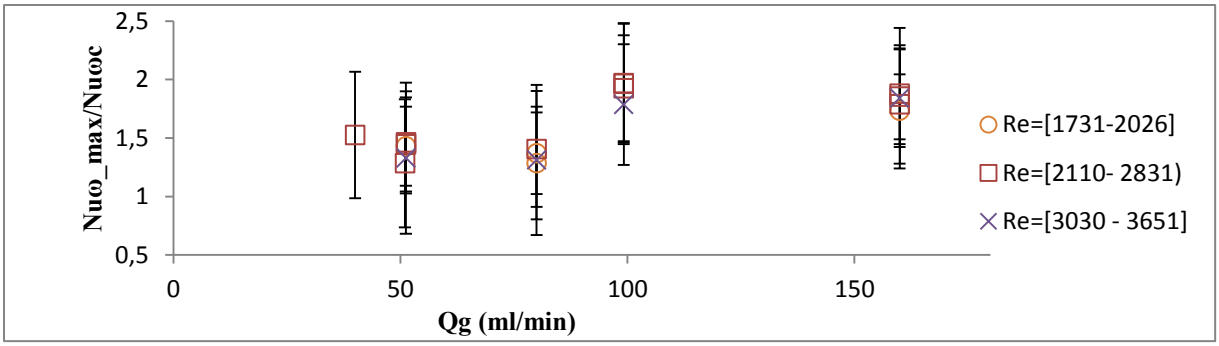


Figure VI-38 : Variation avec le débit du rapport des Nusselt locaux mesurés en proche paroi du cylindre intérieur et en milieu d'entrefer

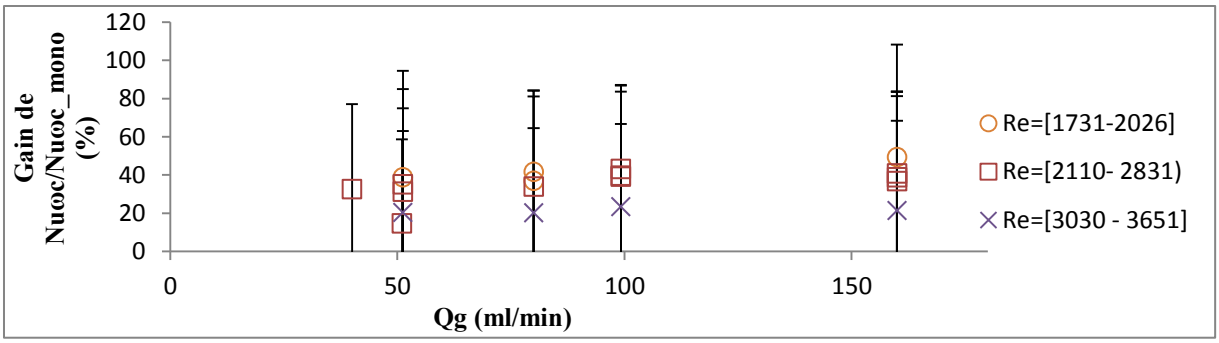


Figure VI-39 : Sensibilité au débit du gain de Nusselt local en milieu d'entrefer en diphasique relativement au monophasique.

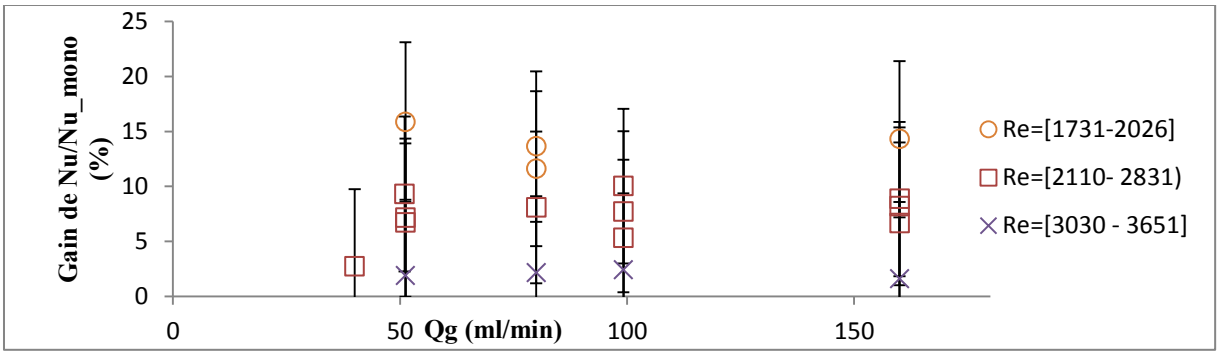


Figure VI-40 : Sensibilité au débit du gain de Nusselt global en diphasique relativement au monophasique.

Pour conclure sur l'effet de la transition entre les régimes structurés et déstructurés, on a séparé les points de fonctionnement en considérant, non plus leur valeur du débit ou du Reynolds, mais en considérant leur valeur de alpha.

En annexe J, on a tracé l'évolution avec le paramètre de contrôle alpha du Nusselt global, du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer $Nu_{\omega c}$ et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur Nu_{ω_max}. Sur ces graphes, on n'a pas discriminé les séquences de motifs diphasiques, on n'a pas discriminé non plus les gammes de Reynolds, mais on a discriminé par des couleurs différentes les gammes de débit correspondant aux régimes diphasique structurés et non structurés.

Sur la Figure VI-41, l'évolution avec alpha du ratio $Nu_{\omega_max}/Nu_{\omega c}$ montre que la dissymétrie entre le milieu d'entrefer et la proche paroi du cylindre extérieur diminue avec l'augmentation de alpha et l'augmentation du motif chaotique en fraction temporelle. On visualise l'augmentation brusque du

maximum de Nusselt local en proche paroi du cylindre intérieur par le renforcement du jet outflow avec le passage au régime déstructuré, pour l'ensemble des Reynolds.

À partir de l'Annexe J, nous avons tracé les gains du Nusselt global et du Nusselt local en milieu d'entrefer en fonction du paramètre alpha (Figure VI-41 et Figure VI-42 respectivement). Le Nusselt en milieu d'entrefer augmente avec le paramètre alpha, c'est-à-dire avec la diminution du Reynolds ou l'augmentation du débit. À la transition du régime structuré au régime déstructuré, on observe une diminution du gain de Nusselt local en milieu d'entrefer. On observe les mêmes tendances sur le gain du Nusselt global. En régime déstructuré, la diminution de la longueur d'onde axiale avec alpha pour ce régime contribue en plus à l'augmentation du gain du Nusselt global avec alpha.

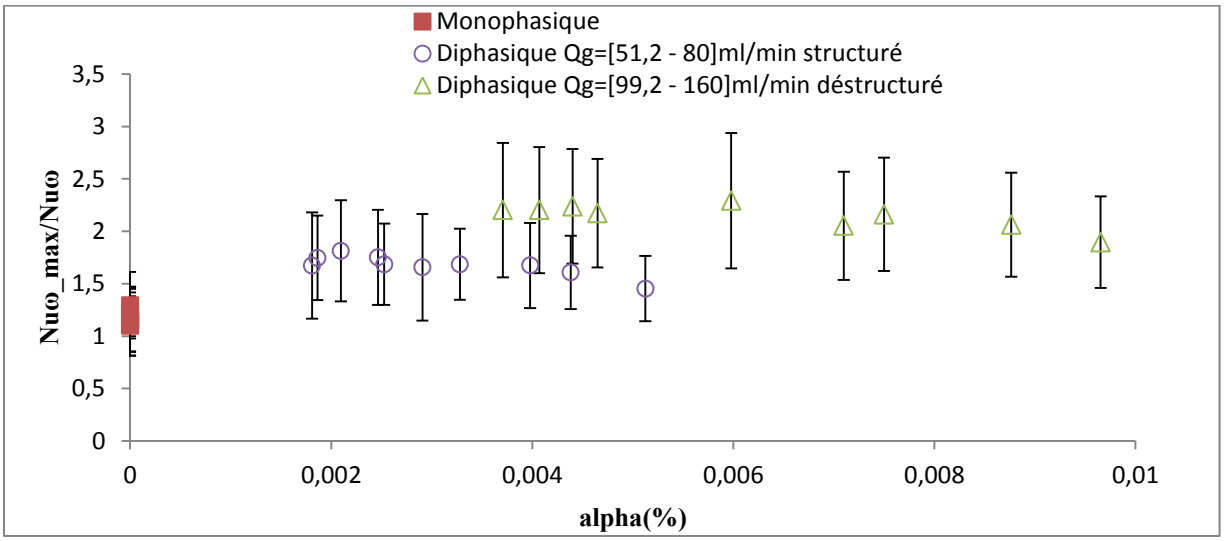


Figure VI-41 : Variation avec le paramètre de contrôle alpha du rapport des Nusselt locaux mesurés en proche paroi du cylindre intérieur et en milieu d'entrefer

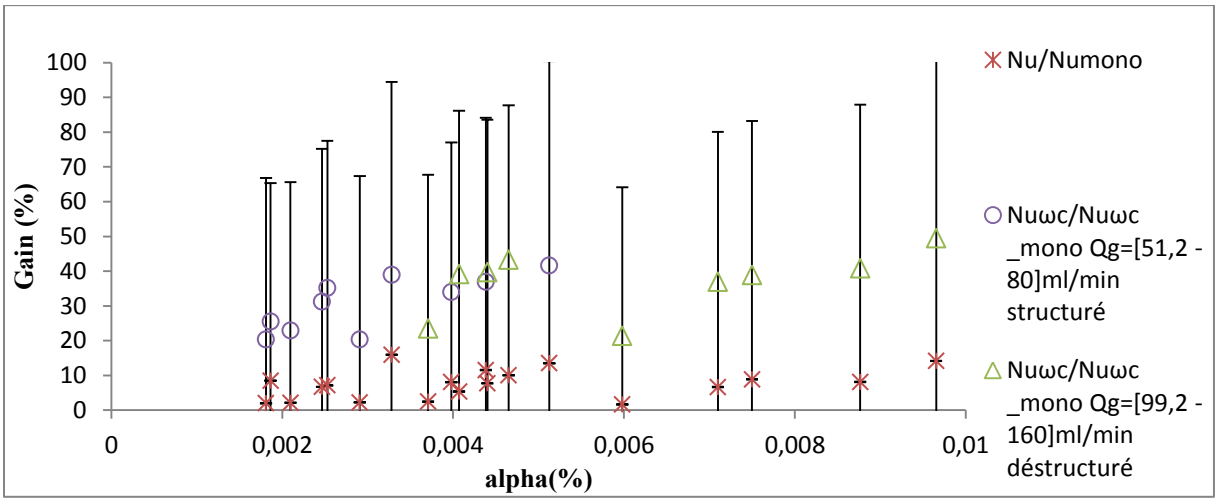


Figure VI-42 : Sensibilité au paramètre alpha du gain de Nusselt en régimes diphasiques, relativement au monophasique

VI-6) Mise en évidence des scénarios de transition en diphasique.

Dans cette section, nous mettons en évidence deux phénomènes de transition. A l'aide du diagramme spatiotemporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer, permettant de suivre les positions axiales des jets inflow/outflow dans le temps, nous avons identifié les instants correspondants à des transitions.

Les deux transitions que nous discutons sont :

- La transition d'une séquence toroïdal à une séquence spiral.
- La transition d'une séquence spiral à une séquence toroïdal.

Nous avons suivi les modifications de champs de vitesses instantanées pendant ces séquences de transition (juste avant et juste après la transition).

Remarque : sur tous les diagrammes spatiotemporels, nous avons choisi de représenter le maximum de vitesse radiale (jet ouflow) par une couleur claire, le minimum de vitesse radiale (jet inflow) par une couleur sombre.

6-1) Transition Toroïdal-Spiral

La transition toroïdal-spiral s'observe sur le diagramme spatiotemporel de la vitesse radiale (ur) pour un Re= 1731 et Q=80ml/min, en milieu d'entrefer. On suit au cours du temps sur le diagramme (Figure VI-43) les crêtes du jet outflow d'une même onde (cercle noir en pointillé). La connexion se fait par fusion de deux jets outflow. Les points 1-2-a montrent l'élévation de l'onde au cours du temps, en (b) le jet inflow se retrouve sectionné permettant à l'onde de subir un saut axial d'environ d et permettant au jet outflow de fusionner avec le jet outflow de l'onde supérieure (c) et ainsi former une spiral que nous retrouvons en (d).

Les cartographies de vitesse instantanée (Figure VI-44) sont récupérées en a-b-c-d par pas de 2Ti (correspondant au temps de révolution de l'onde). Les cellules dont la rotation est dans le sens horaire (cell2) sont mises en évidence en rouge, et les cellules possédant un sens de rotation antihoraire (cell1) sont en bleu. Afin de suivre l'écoulement, les jets inflow et outflow sont raccordés par des flèches de couleurs différentes (orange pour les jets outflow et marron pour les jets inflow).

Sur la Figure VI-44 c, les deux jets outflow se sont rapprochés et écrasent les 2 cellules horaires et antihoraires (la longueur d'onde instantanée est de l'ordre de 0,8d). Le jet inflow présent entre les deux cellules écrasées a quant à lui perdu de son intensité. Figure VI-44 d) met en évidence la disparition des 2 cellules écrasées (Figure VI-44 c) par fusion des 2 jets outflow. A l'instant d de la fusion, on a un gain d'intensité du jet. L'écoulement est alors en régime spiral ondulé.

La transition toroïdal-spiral est un mécanisme propagatif dans la direction axiale, vers le haut, et résulte de l'alternance du mécanisme précédent appliqué aux jets outflow/inflow :

- sectionnement du inflow, fusion de 2 outflow
- sectionnement du outflow, fusion de 2 inflow

Le diagramme spatio-temporel de la Figure VI-45 (cercle noir) montre l'alternance de ces 2 mécanismes.

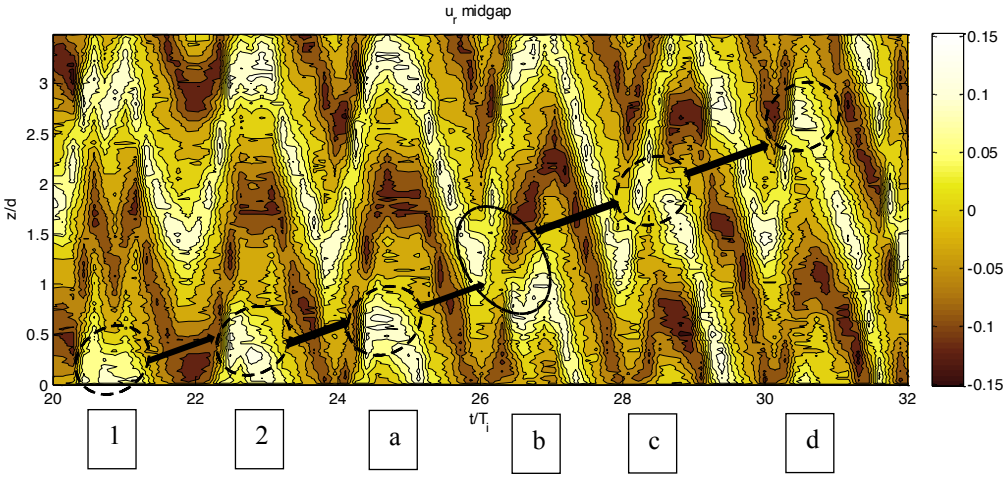


Figure VI-43 : diagramme spatiotemporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer ($Re = 1731, Q = 80\ ml/min$)

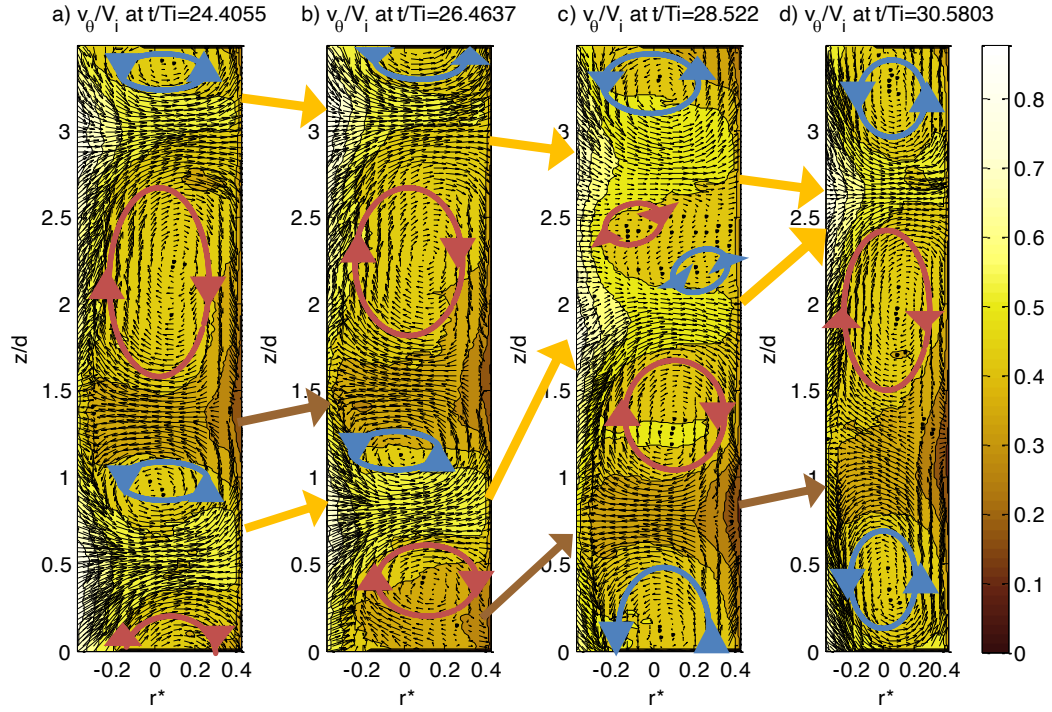


Figure VI-44 : Cartographie instantanée de la vitesse azimutale et superposition au champ de vecteur instantané dans le plan vertical (pour les instants correspondants aux points a-b-c-d de la Figure VI-43 a) t/Ti=24,40 b) t/Ti=26,46 c) t/Ti=28,52 d) t/Ti=30,58 ($Re = 1731, Q_g = 80\ ml/min$)

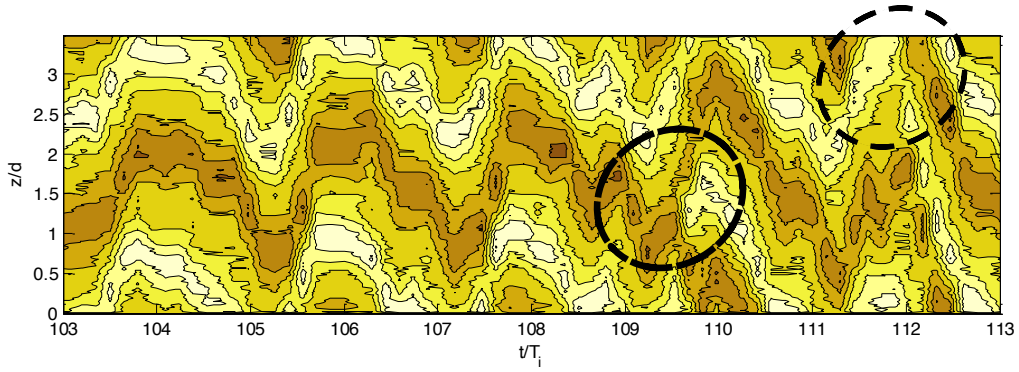


Figure VI-45 : diagramme spatiotemporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer ($Re = 1750, Q_g = 51{,}2ml/min$). *Alternance des fusions outflow/inflow*.

6-2) Transition Spiral-Toroïdal

La Figure VI-46 montre le diagramme spatiotemporel de la vitesse radiale en milieu d'entrefer, la Figure VI-46 permet de mettre en évidence la transition d'un écoulement spiral ondulé à un écoulement toroïdal ondulé. L'écoulement en (a) (Figure VI-46) est spiral ondulé. L'écoulement en d) est toroïdal ondulé. La transition du régime spiral au régime toroïdal s'effectue en plusieurs étapes.

Les cartographies de vitesse instantanée sont récupérées en a-b-c et d par pas de 2Ti (correspondant au temps de révolution de l'onde) sur la Figure VI-47 avec la même convention de couleur que précédemment pour les cellules horaires, anti-horaires, jets inflow, outflow.

Arrivée à la position (b), on a génération de jets secondaires outflow et inflow dans la cellule anti-horaire. La cellule anti-horaire est fractionnée à l'instant c) en 3 cellules par ces jets secondaires qui se renforcent et deviennent des jets principaux. A l'instant d), on a expansion des cellules, avec une symétrisation de la taille des cellules horaire et antihoraire.

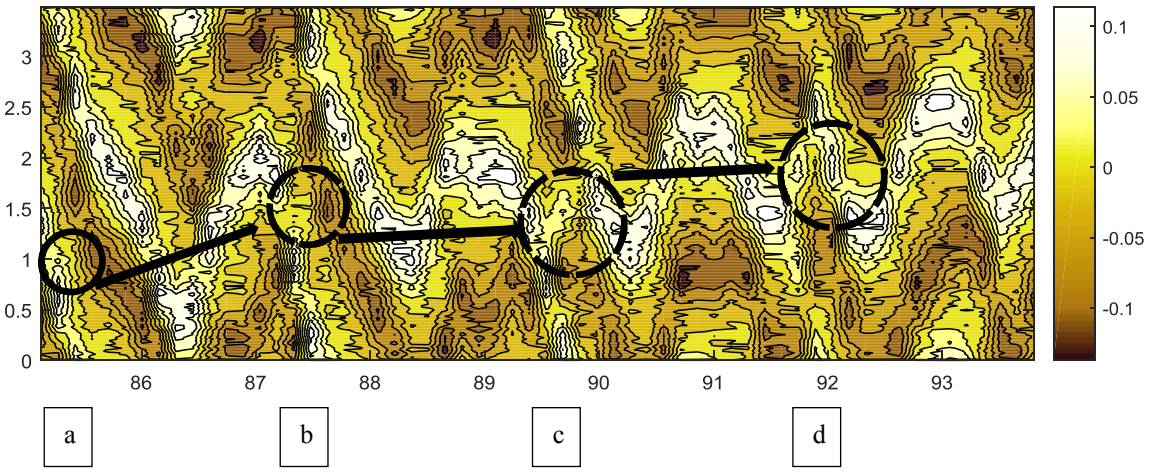


Figure VI-46: Diagramme spatiotemporel de la vitesse radial en milieu d'entrefer

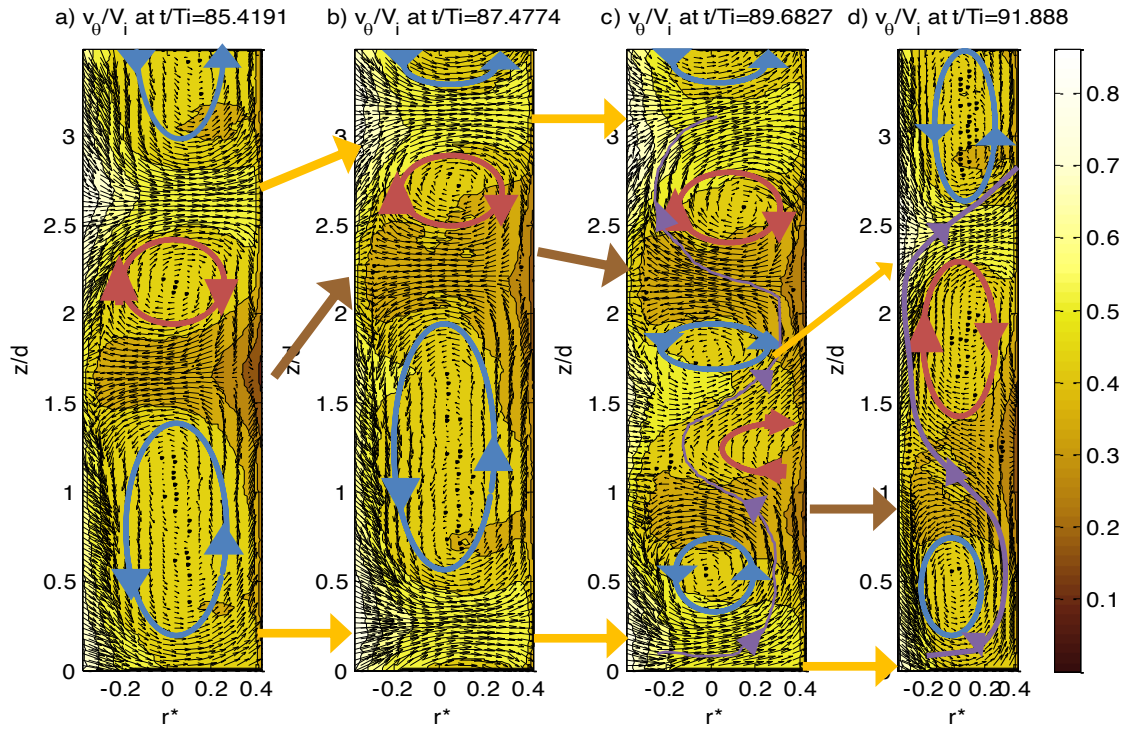


Figure VI-47 : Champ de vitesses azimutales instantanés et vecteur vitesses radiales et axiales des points (a-b-c-d Figure VI-46)

VI-7) Conclusion- Récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé le champ de vitesse de la phase liquide à l'aide de la méthode S-PIV dans les régimes diphasiques de coexistence structurée et non structurée du mélange à 65%. Nous avons pu étudier l'influence des différents motifs diphasiques, l'influence du Reynolds et l'influence du débit. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'évolution :

- des caractéristiques des cellules de Taylor
- des profils radiaux des 3 composantes de vitesse moyenne et RMS
- des profils radiaux du frottement turbulent et du nombre de Nusselt local

Les fluctuations de vitesse ont été caractérisées pour le mouvement aléatoire et le mouvement cohérent. En diphasique, les cartographies de vitesse instantanée ont été réarrangées afin de recaler la position axiale des jets pour en extraire le mouvement aléatoire.

Les résultats de S-PIV obtenus pour différents points de fonctionnement ont été analysés en parallèle des résultats des mesures du Nusselt global, obtenus par mesure en simultané du couple global sur le cylindre intérieur avec le couplemètre.

Dans notre configuration, avec l'injection de bulles d'air, nous diminuons la longueur d'onde et ainsi nous augmentons le couple par augmentation du nombre des impacts de jets. Dans la transition entre le régime structuré et le régime déstructuré, nous avons relevé sur les cartographies de vitesse en moyenne eulérienne une forte augmentation de l'intensité du jet en outflow, une réduction de l'intensité du jet en inflow et l'apparition de jets secondaires. En régime déstructuré, la longueur

d'onde diminue avec le débit et augmente avec le Reynolds et c'est la cellule horaire qui s'adapte pour faire évoluer la longueur d'onde. Également en régime déstructuré, on a une dissymétrie forte entre les couples de chaque côté des cylindres intérieur et extérieur.

Dans l'écoulement de Taylor Couette diphasique, pour notre configuration géométrique, nous avons plusieurs mécanismes en compétition :

- A) Le **sillage des bulles** induit par la vitesse de glissement des bulles (pseudo-turbulence). Le glissement est prépondérant dans la direction radiale en milieu d'entrefer et dans la direction azimutale en proche paroi du cylindre intérieur. Il contribue à augmenter le Nusselt local et le Nussselt global (couple) par l'augmentation du **frottement turbulent du mouvement aléatoire.** Il est plus important lorsque les bulles sont moins bien capturées, maximum pour le motif chaotique et minimum pour le motif TOE. Il diminue avec le Reynolds par augmentation de la fraction temporelle du TOE relativement au chaotique. Il augmente avec le débit, car la fraction volumique locale des bulles augmente et la fraction temporelle du motif chaotique augmente. Il augmente fortement à la transition entre le régime structuré et le régime déstructuré par augmentation de la turbulence aléatoire dans le jet outflow.

- B) Le **frottement turbulent du mouvement cohérent** qui provient de la corrélation entre la vitesse azimutale et la vitesse radiale dans les zones de jets. Son augmentation contribue à augmenter le Nusselt local et le Nusselt global (couple). Il est modifié par les bulles capturées dans les cellules. En diphasique, il est maximal pour le motif TOE, minimal pour le motif chaotique. Il diminue avec l'augmentation du Reynolds, comme en monophasique, par atténuation de la vorticité des cellules. Il diminue avec le débit par augmentation de la contribution du motif chaotique à l'écoulement global. Cependant, il augmente brusquement à la transition entre le régime structuré et le régime déstructuré par renforcement du jet outflow.

- C) **La relaxation du gradient de vitesse azimutale en proche paroi du cylindre intérieur.** Ce mécanisme est favorable à une diminution du Nusselt global (couple sur le cylindre intérieur). Il peut être la conséquence de la présence des bulles en proche paroi du cylindre intérieur avec vitesse de glissement azimutale (bulles non capturées par les cellules). Mais pour notre configuration géométrique, très favorable à la capture des bulles par les cellules, la relaxation du gradient de vitesse azimutale provient essentiellement du renforcement du jet outflow avec le débit d'air, elle est particulièrement importante à la transition du régime structuré au régime non structuré. La relaxation diminue avec l'augmentation du Reynolds par l'augmentation de la contribution du motif TOE à la capture dans les cellules, au détriment des bulles proches du cylindre intérieur.

Dans l'ensemble, nous avons observé que l'augmentation du Reynolds induit une diminution du gain de couple global (Nusselt global) par rapport au monophasique. Pour la coexistence structurée, pour les Reynolds correspondant aux régimes monophasiques de turbulence naissante et de TTVF, on a une augmentation du Nusselt global avec le débit. Pour la coexistence structurée, pour les Reynolds correspondant au régime monophasique de WVF et pour la coexistence déstructurée, on a une diminution du Nusselt global avec le débit. La transition du régime structuré au régime déstructuré entraîne une légère diminution du Nusselt global.

La comparaison entre les différents motifs a montré que le couple est maximal pour le motif TOE et minimal pour le motif chaotique, entre les 2 pour les motifs de spiral. D'une manière générale c'est pour les motifs spiral et chaotique, que les mécanismes de réduction de frottement sont les plus

importants (réduction du frottement turbulent du mouvement cohérent, prépondérante devant l'augmentation du frottement turbulent issue du mouvement chaotique). C'est tout à fait en accord avec les observations de Muraï (2008) qui attestent que la réduction de couple est maximisée pour un motif en spiral, comparativement à un motif toroïdal. Nous venons d'apporter des éléments d'explication à ce phénomène qui pour l'instant, avait juste été mis en évidence par la mesure du couple global.

Dans une dernière partie nous avons décrit le mode opératoire de transition d'un motif toroïdal à spiral et le mode opératoire de transition d'un motif spiral à toroïdal. Cette description est originale, car c'est la première fois qu'on dispose de cartographies instantanées des composantes de vitesse en 3D qui permettent d'illustrer ces scénarios. On a des mécanismes opposés. Dans le cas de la transition toroïdal à spiral, on a de la fusion de jets avec disparition d'une paire de cellules, et dans le cas de la transition spiral à toroïdal, on a de la dislocation de cellules, donc génération d'une paire de cellule supplémentaire. Du point de vue du couple sur le cylindre intérieur, on s'attend donc à ce que la transition toroïdal à spiral induise un couple visqueux plus faible que la transition spiral à toroïdal.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser aux caractéristiques de la phase dispersée (taux de vide, cinématique) et à l'influence des différents paramètres : motif, Reynold, débit.

VII. Analyse de la phase dispersée *180*

VII-1) Méthode de traitement et d'analyse 180
1-1) Prétraitement des images 181
1-2) Identification des bulles, association et discrimination 181
1-3) Analyse statistique 184

VII-2) Analyse des séquences temporelles 186
2-1) Influence du motif sur les séquences temporelles 186
2-2) Influence du motif sur les grandeurs caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 189
2-3) Influence du motif sur les spectres de taux de vide 192

VII-3) Influence du Reynolds 193
3-1) Influence du Reynolds sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 193
3-2) Influence du Reynolds sur les spectres de taux de vide 197

VII-4) Influence du débit 197
4-1) Influence du débit sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle 197
4-2) Influence du débit sur les spectres de taux de vide 202

VII-5) Discussion 202
5-1) Caractéristiques du gaz en moyenne temporelle en fonction du paramètre alpha 203
5-2) Paramètre de contrôle du taux de vide 206
5-3) Paramètre de contrôle de la vitesse axiale du gaz en moyenne temporelle 212
5-4) Conclusion du chapitre 216

VII. Analyse de la phase dispersée

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux caractéristiques de la phase dispersée (taux de vide, vitesse du gaz) dans le plan (θ,z). Pour cela, nous utilisons les images issues des visualisations rapides de bulles en plan rapproché (Cf. chapitre III). Nous avons développé des programmes de traitement et d'analyse spécifiques, et nous avons effectué les mesures sur deux mélanges différents (40% et 65%), pour une gamme de Reynolds entre 2300 et 30800 et pour une gamme de débit entre 24 et 800 ml/min.

La Figure VII-1 a-b) regroupe l'ensemble des points de fonctionnements étudiés.

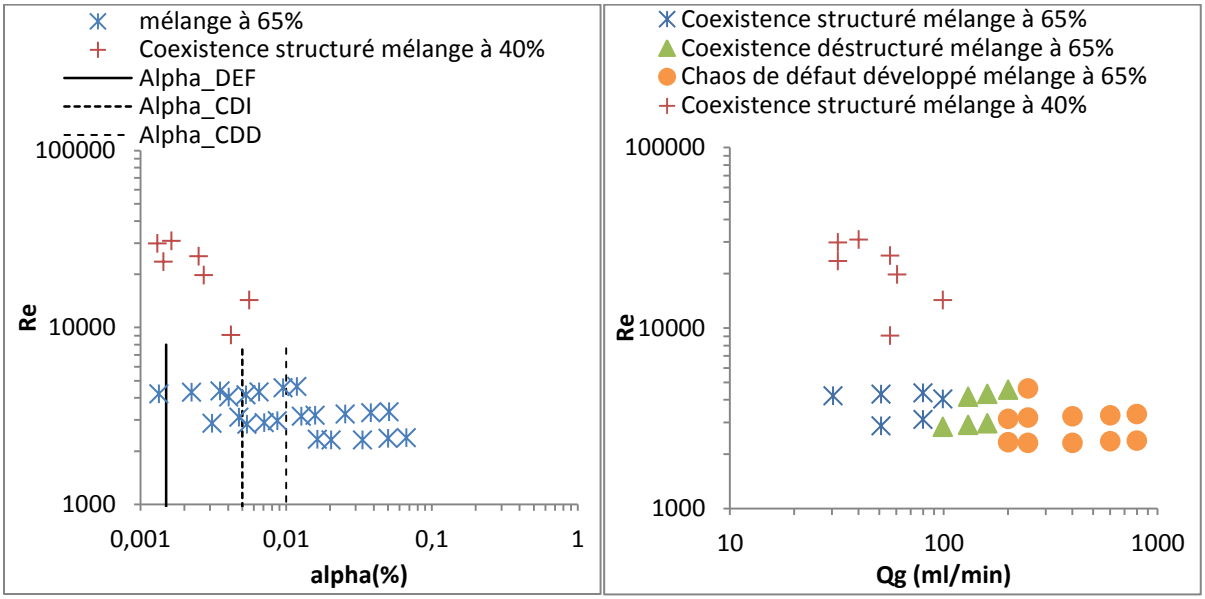


Figure VII-1 : Points de fonctionnement étudiés pour la caractérisation de la phase dispersée a) Reynolds en fonction du paramètre alpha(%) b) Reynolds en fonction du débit avec différentiation des régimes

Dans une première partie, nous décrirons les méthodes de traitement et d'analyse développées. Dans une deuxième partie, nous décrirons l'influence du motif sur les séquences temporelles de taux de vide et de vitesse de bulles. Dans une troisième section puis dans une quatrième section, nous discuterons de l'influence du Reynolds puis de l'influence du débit sur les caractéristiques de la phase dispersée pour tous les motifs confondus. La dernière section sera consacrée à la discussion, en particulier nous rechercherons les paramètres adimensionnels qui contrôlent la dispersion du gaz dans le dispositif de Taylor Couette nous y discuterons de l'influence de la viscosité, et de l'influence de la géométrie par comparaison à des essais réalisés à Hokkaido dans le cadre de cette thèse.

VII-1) Méthode de traitement et d'analyse

On veut déterminer à partir des images de bulles, les valeurs instantanées et en moyenne temporelle de la fraction volumique et des composantes de vitesse des bulles (azimutale et axiale). Ces valeurs sont intégrées sur une longueur d'onde axiale. On a également pour objectif de discriminer les bulles localisées en proche paroi du cylindre intérieur, en milieu d'entrefer et en proche paroi du cylindre extérieur.

La méthode de traitement utilisée est basée sur deux principes :

- Une méthode d'identification et de tracking des bulles

- Une méthode d'inter corrélation

L'association de ces deux méthodes nous permet de suivre le déplacement dans la fenêtre de visualisation entre 2 pas de temps consécutifs de la quasi-totalité des bulles, y compris des amas. En amont, un prétraitement des images est effectué sous le logiciel Davis de Labvision afin de ne sélectionner que les bulles dites isolées, cela nous permet de déterminer le diamètre moyen des bulles isolées, et d'estimer leur vitesse ascensionnelle V_b attendue dans le fluide immobile (Maxworthy, 1996). La connaissance de cette information est nécessaire pour appliquer ensuite notre méthode de tracking des bulles.

1-1) Prétraitement des images

L'utilisation d'un spot lumineux pour observer le déplacement des bulles dans l'entrefer entraîne une non-homogénéité de l'éclairement sur la fenêtre de visualisation, et fait également ressortir une certaine granulosité sur l'image (Figure VII-2-a). Une première étape consiste à normaliser l'image brute (Figure VII-2-a) à partir des maxima et minima d'intensité. Figure VII-2-b résulte de cette normalisation. L'image est ensuite filtrée à partir d'un filtre médian de taille 5x5 pixels afin d'éliminer le reste de granulosités restantes et de ne garder que les bulles (Figure VII-2-c). Enfin, l'image est binarisée avec un seuil de 0,2. Figure VII-2-d montre l'image binarisée.

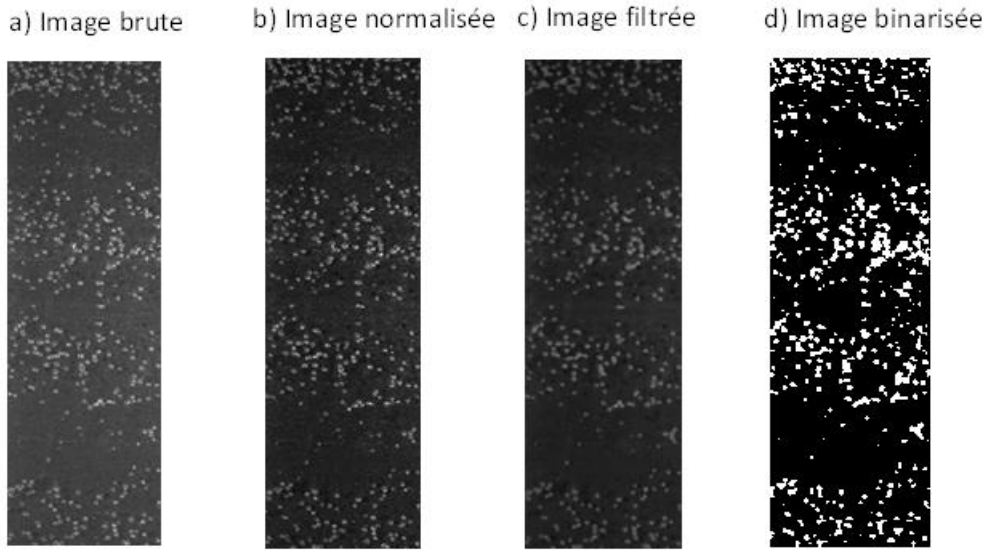


Figure VII-2 : Etapes de prétraitement des images a) image brute, b) image normalisée, c) image filtrée pour un $Re = 3100\ Qg = 200\ ml/min\ et\ alpha(\%) = 0{,}0127$

1-2) Identification des bulles, association et discrimination

À partir de l'image de bulles binarisée (Figure VII-2-d), nous appliquons deux méthodes pour suivre les bulles et les amas de bulles.

La première étape consiste à associer entre 2 images consécutives les bulles isolées ou les amas de bulles par une méthode de tracking. Les centres de gravité et les contours des objets sont détectés à partir des images binarisées à l'instant t et l'instant t+1 (Figure VII-3-a). Les critères permettant d'associer deux objets entre t et t+1 sont résumés dans le Tableau VII-1. Si plus d'un objet à t+1 est associé au même objet à t, nous prenons l'objet à t+1 le plus proche. Figure VII-3-b montre les ensembles des bulles et amas qui ont été associés à cette étape. Le déplacement entre t et t+1 des objets associés permet de déterminer la vitesse azimutale $v_b$et axiale $u_b$de l'objet à l'instant t.

Les objets restants à l'instant t qui n'ont pas été associés par la méthode de tracking sont analysés par intercorrélation spatiale entre t et t+1. Figure VII-4-a montre un zoom autour d'un cluster de bulles restant à l'instant t. À l'instant t+1, la fenêtre zoomée est décalée horizontalement d'un pas de $0{,}5Vi/f_e$ (Figure VII-4-b) ($0{,}5\ Vi/f_e$ correspondant au déplacement moyen de bulles capturé dans les cellules de Taylor, avec f_e : la fréquence d'échantillonnage de la caméra rapide). Le pic d'intercorrélation obtenu est montré sur la Figure VII-4-c, sa position permet de déterminer le déplacement axial et azimutal de l'objet gazeux.

A l'issue de ces deux procédures, la vitesse azimutale des bulles isolées ou des groupements de bulles v_b permet de discriminer leur position radiale dans l'entrefer. Nous considérons trois types de bulles : bulles proches du cylindre intérieur, bulles de milieu d'entrefer et bulles proches du cylindre extérieur. Les critères de discrimination sont les suivants et résumés dans le Tableau VII-2 :

- Les bulles en proche paroi de cylindre intérieur ont leur vitesse azimutale proche de la vitesse du cylindre tournant. Ainsi, nous considérerons une bulle ou un groupement de bulles dont la vitesse azimutale est supérieure ou égale à 0,75Vi comme étant proche du cylindre intérieur (élément rouge Figure VII-3-d).

- Nous considérerons que les bulles capturées dans les cellules de Taylor, préférentiellement localisées en milieu de l'entrefer, ont une vitesse azimutale autour de 0,5Vi (Mehel et al., (2007), comprise dans la gamme : $0{,}3\ V_i < v_b < 0{,}75\ V_i$ (éléments verts Figure VII-3-d).

- Pour finir, nous considérerons que les bulles localisées en proche paroi du cylindre extérieur ont une vitesse azimutale $v_b \leq 0{,}3\ V_i$ (éléments bleus Figure VII-3-d).

Critère sur le déplacement azimutal	$0 < v_b < 1{,}2\ V_i$
Critère sur le déplacement axial d'une bulle	$-0{,}3V_i < u_b < 0{,}3\ V_i + V_b$
Critère sur la variation surfacique de l'objet	$\Delta S_b < 0{,}2$

Tableau VII-1 : Critère d'association entre 2 pas de temps consécutifs de bulles ou d'amas de bulles (tracking)

Critère de classification des bulles en proche paroi de cylindre intérieur	$0{,}75 \leq v_b$
Critère de classification des bulles en milieu d'entrefer	$0{,}3\ V_i < v_b < 0{,}75\ V_i$
Critère de classification des bulles en proche paroi de cylindre extérieur	$v_b \leq 0{,}3\ V_i$

Tableau VII-2 : Critères de discrimination des bulles dans l'entrefer

a) Détection des contours à t

b) Association par méthode de tracking à t et t+dt

c) Association par méthode de tracking et d'inter-corrélation à t et t+dt

d) Image finale : discrimination des bulles par leurs déplacement

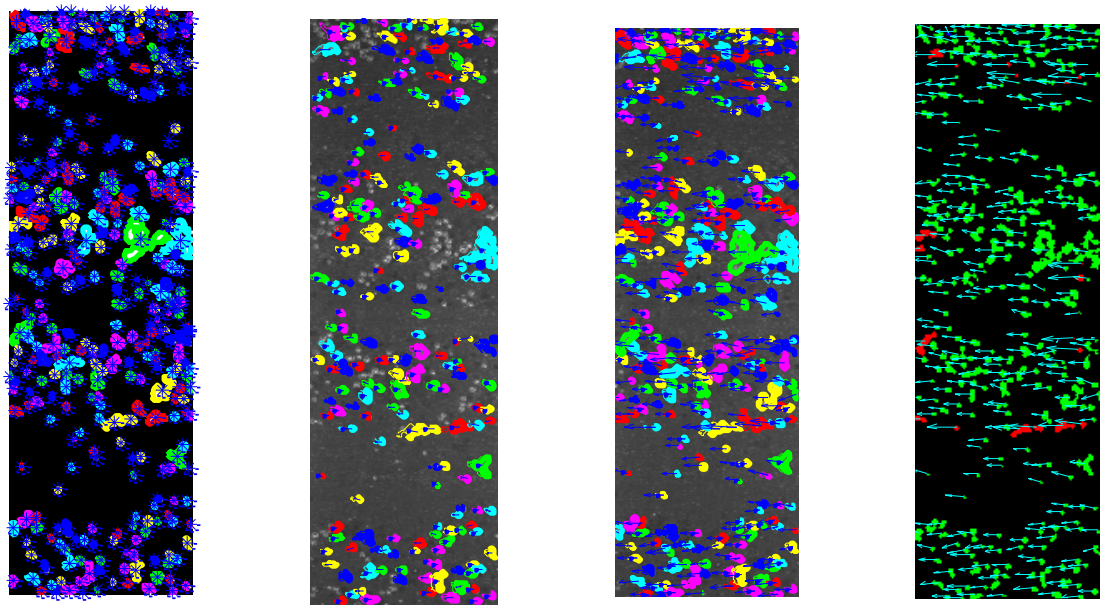


Figure VII-3 : Illustration des différentes étapes d'identification, association et discrimination des bulles
a) détection des contours et positionnement des centres de gravité des objets à l'instant t
b) objets associés par tracking (traits épais : contours au pas de temps t, traits fins : au pas de temps t+1/fe, vecteur déplacement en bleu)
c) objets associés par tracking et par inter corrélation
d) image finale avec discrimination des bulles par leur vitesse azimutale (rouge : bulle en proche paroi du cylindre intérieur, vert : bulle en milieu d'entrefer, bleu : bulles en proche paroi du cylindre extérieur, vecteur déplacement en bleu ciel) pour un $Re = 3100\ Qg = 200\ ml/min\ et\ alpha(\%) = 0{,}0127$

a) Cluster de bulles à t



b) Cluster de bulles à t+1



c) Intercorrélation

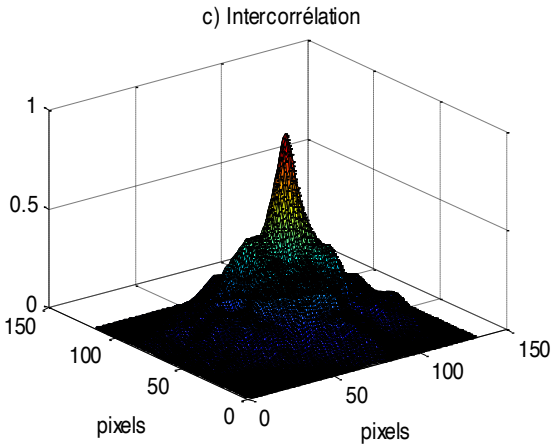


Figure VII-4 : Exemple d'association de bulles entre deux pas de temps consécutifs par inter corrélation spatiale (ici nous avons sélectionné un objet qui n'a pas pu être associé entre deux pas de temps consécutifs par tracking)

1-3) Analyse statistique

A chaque instant t, on obtient par les étapes précédentes, les valeurs instantanées des composantes de vitesses axiales et azimutales de chaque objet (bulle ou groupement de bulles) ainsi que sa surface, et sa catégorie (proche cylindre intérieur, extérieur, milieu d'entrefer). Les grandeurs instantanées sont intégrées axialement sur une longueur d'onde axiale et dans la direction azimutale. On note α_s, la fraction surfacique instantanée, intégrée sur l'ensemble des surfaces de bulles de l'image. On note v_g et u_{zg} les vitesses instantanées, azimutales et axiales, moyennées sur l'ensemble des bulles de l'image. Pour les composantes de vitesse des bulles, nous pouvons effectuer deux types de calcul statistique:

- une moyenne arithmétique sur l'ensemble des bulles

- une moyenne pondérée par la surface de chaque bulle

La fraction volumique instantanée sur la largeur de l'entrefer α est estimée, connaissant la fraction surfacique instantanée et le diamètre moyen des bulles isolées d_b. Les erreurs aléatoires des grandeurs instantanées sont reportées dans le Tableau VII-3.

$$\alpha = \alpha_S \frac{2d_b}{3d} \qquad \text{(VII-1)}$$

Tous les calculs statistiques peuvent également être réalisés par catégorie de bulles.

On peut également calculer les grandeurs en moyenne temporelle. Les moyennes sont effectuées sur un nombre d'image, correspondant à un temps de mesure multiple de la période de rotation. On note $<\alpha_s>_t$, la fraction surfacique, intégrée sur l'ensemble des surfaces de bulles de l'ensemble des images. On obtient $<\alpha>_t$, la fraction volumique ou taux de vide en moyenne temporelle. On note V_g et U_{zg} les vitesses, azimutale et axiale, moyennées sur l'ensemble des bulles de l'ensemble des images. Les mêmes types de calculs statistiques que pour les grandeurs instantanées (par moyenne arithmétique ou moyenne pondérée et par catégorie de bulles) sont appliqués. Les erreurs aléatoires des grandeurs en moyenne temporelle sont reportées dans le Tableau VII-4.

On définit le flux axial f_z du gaz dans l'entrefer, comme :

$$f_z = < \alpha >_t * U_{zg} * 2\pi R_i d \qquad \text{(VII-2)}$$

Sur la Figure VII-5, nous avons tracé le flux axial en fonction du débit d'air imposé.

Pour les deux types de prise de moyenne (arithmétique ou pondérée par la surface de bulles), le flux axial est en bon accord avec le débit imposé. Cependant, la moyenne pondérée donne des valeurs de flux erronées (négatives) pour les faibles débits d'air et faible quantité de bulles. Par la suite, nous utiliserons donc uniquement la moyenne statistique arithmétique des vitesses pour analyser la phase dispersée.

La Figure VII-6 montre l'évolution du rapport entre le flux axial et le débit en fonction du paramètre alpha(%), le rapport diminue avec l'augmentation du paramètre alpha(%), il est supérieur à 1 pour le régime structuré et tend vers 1 pour le régime de chaos. Pour les grandes valeurs de alpha, le rapport tend à être inférieur à 1.

Erreur aléatoire instantanée	Mélange à 65%	Mélange à 40%
Résolution en µm/pixel	190,5 µm/pixel	190,1 µm/pixel
Incertitude sur la résolution Δx	190,5 µm	190,1 µm
Erreur aléatoire de positionnement ΔX_b (mm) du centre de gravité	0,024 mm	0,031 mm
Erreur aléatoire de positionnement ΔZ_b (mm) du centre de gravité	0,024 mm	0,031 mm
Erreur aléatoire sur le diamètre Δd_b (mm)	0,071 mm	0,081 mm
Erreur aléatoire sur la vitesse azimutale $\Delta v_{\theta b}$ (mm/s)	23,9 mm/s	31mm/s
Erreur aléatoire sur la vitesse axiale Δu_{zb} (mm/s)	23,9 mm/s	31 mm/s
Erreur aléatoire sur la vitesse azimutale intégrée sur l'ensemble des bulles sur une longueur d'onde axiale et dans la direction azimutale Δv_g (mm/s)	0,94 mm/s	1,6 mm/s
Erreur aléatoire sur la vitesse axiale intégrée sur l'ensemble des bulles une longueur d'onde axiale et dans la direction azimutale Δu_{zg} (mm/s)	0,94 mm/s	1,6 mm/s
Erreur aléatoire sur la fraction surfacique $\Delta\alpha_s(t)$ (%)	0,065 %	0,042 %
Erreur aléatoire sur la fraction volumique $\Delta\alpha(t)$ (%)	0,05%	0,018%

Tableau VII-3 : Erreur aléatoire des grandeurs caractéristiques de la phase gazeuse instantanées

Erreur aléatoire en moyenne temporelle	Mélange à 65%	Mélange à 40%
Nombre d'images par acquisition	21000	21000
Résolution en µm/pixel	190,5 µm/pixel	190,1 µm/pixel
Incertitude sur la résolution Δx	190,5 µm	190,1 µm
Erreur aléatoire sur la vitesse moyenne azimutale ΔV_g (mm/s)	0,002 mm/s	0,004 mm/s
Erreur aléatoire sur la vitesse moyenne axiale ΔU_{zg} (mm/s)	0,002 mm/s	0,004 mm/s
Erreur aléatoire sur la fraction surfacique moyenne $\Delta\langle\alpha s\rangle_t$ (%)	$1{,}45 * 10^{-5}$ %	$9{,}21 * 10^{-5}$ %
Erreur aléatoire sur la fraction volumique moyenne $\Delta\langle\alpha\rangle_t$ (%)	$1{,}13 * 10^{-4}$ %	$4{,}1 * 10^{-5}$ %
Erreur aléatoire sur le flux axial Δf_z (ml/min)	0,81 ml/min	0,23 ml/min

Tableau VII-4 : Erreur aléatoire des grandeurs caractéristiques de la phase gazeuse en moyenne temporelle

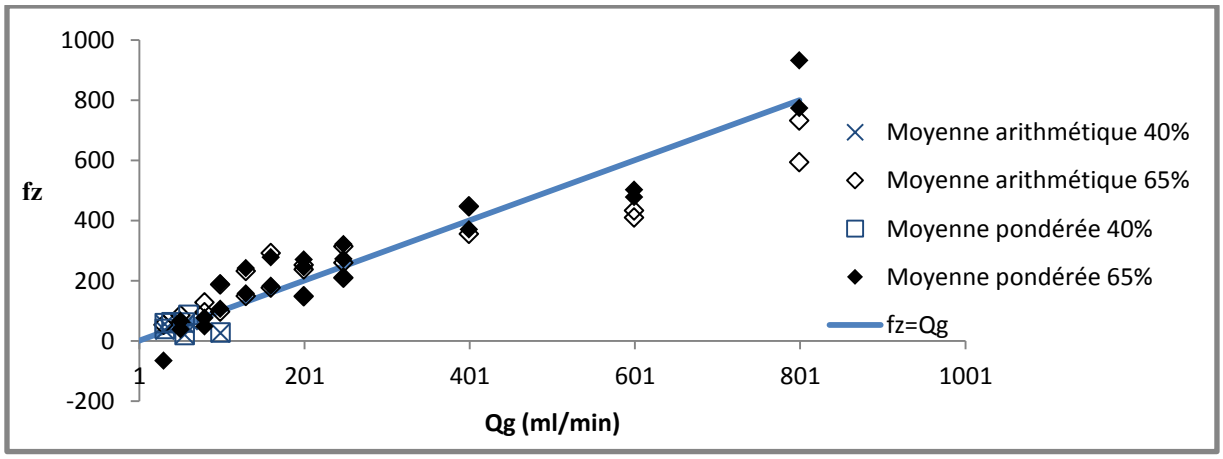


Figure VII-5 : Flux axial en fonction du débit d'air imposé pour le mélange à 65%. Comparaison des moyennes arithmétique et pondérée par la surface des bulles.

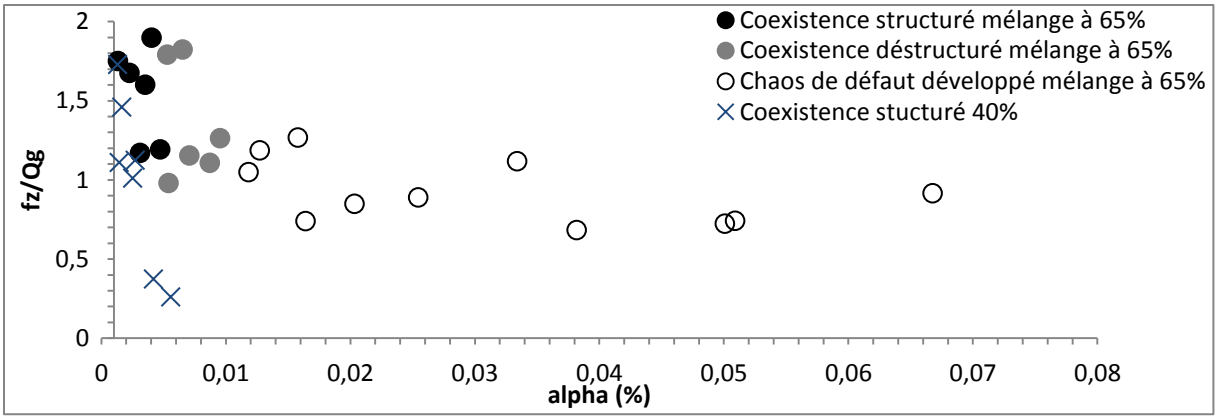


Figure VII-6 : Ratio entre le flux axial et le débit d'air imposé en fonction du paramètre alpha. Distinction des régimes.

VII-2) Analyse des séquences temporelles

Nous nous intéressons dans cette section à l'évolution temporelle des vitesses axiales et azimutales du gaz et du taux de vide instantanées pour différents motifs et différents régimes.

2-1) Influence du motif sur les séquences temporelles

La Figure VII-7 montre le diagramme spatio-temporel de la phase gazeuse au cours du temps, l'image spatiotemporelle de la Figure VII-7 présente des zones diphasiques de capture des bulles d'air par les structures tourbillonnaires caractérisées par une forte intensité (couleur blanche) et des zones de faible intensité lumineuse (couleur noire) correspondant à la phase liquide sans présence de bulles, et les profils temporels du taux de vide, des vitesses axiales et azimutales sans distinction de la catégorie de bulles, pour un point de fonctionnement correspondant à un régime de coexistence structuré. Pour ce régime, trois séquences de motifs différents peuvent être observées :

- $t/Ti = [0 - 11{,}28]$ régime TOE
- $t/Ti = [11{,}28 - 18{,}38]$ régime spiral
- $t/Ti = [18{,}38 - 47]$ régime chaotique

Pour les trois motifs, les maxima de taux de vide correspondent aux crêtes de l'onde azimutale et les minima aux creux. Également, la vitesse azimutale globale (toutes catégories de bulles incluses) est renforcée à la transition du motif TOE à spiral, ce qui implique un rapprochement des bulles vers le cylindre intérieur. La vitesse azimutale instantanée est maximale pour les minima de taux de vide et se situe dans les creux de l'ondulation de la phase gazeuse. La vitesse axiale globale instantanée oscille au cours du temps, les maxima de vitesse axiale se situent sur les crêtes de l'ondulation de la phase gazeuse.

La Figure VII-8 montre l'évolution temporelle des caractéristiques de la phase gazeuse instantanée globale (toutes catégories de bulles confondues) pour différentes séquences de motifs du régime de coexistence déstructuré. Pour ce régime, nous avons deux séquences de motifs : chaotique et TOE. On observe en particulier que le dispositif se charge en bulles au cours du temps pendant les séquences de TOE et se décharge pendant les séquences chaotiques. À la transition du motif chaotique au motif TOE, on a une diminution de l'amplitude de l'onde azimutale, des fluctuations instantanées du taux de vide global et des composantes de vitesses axiales et azimutales globales.

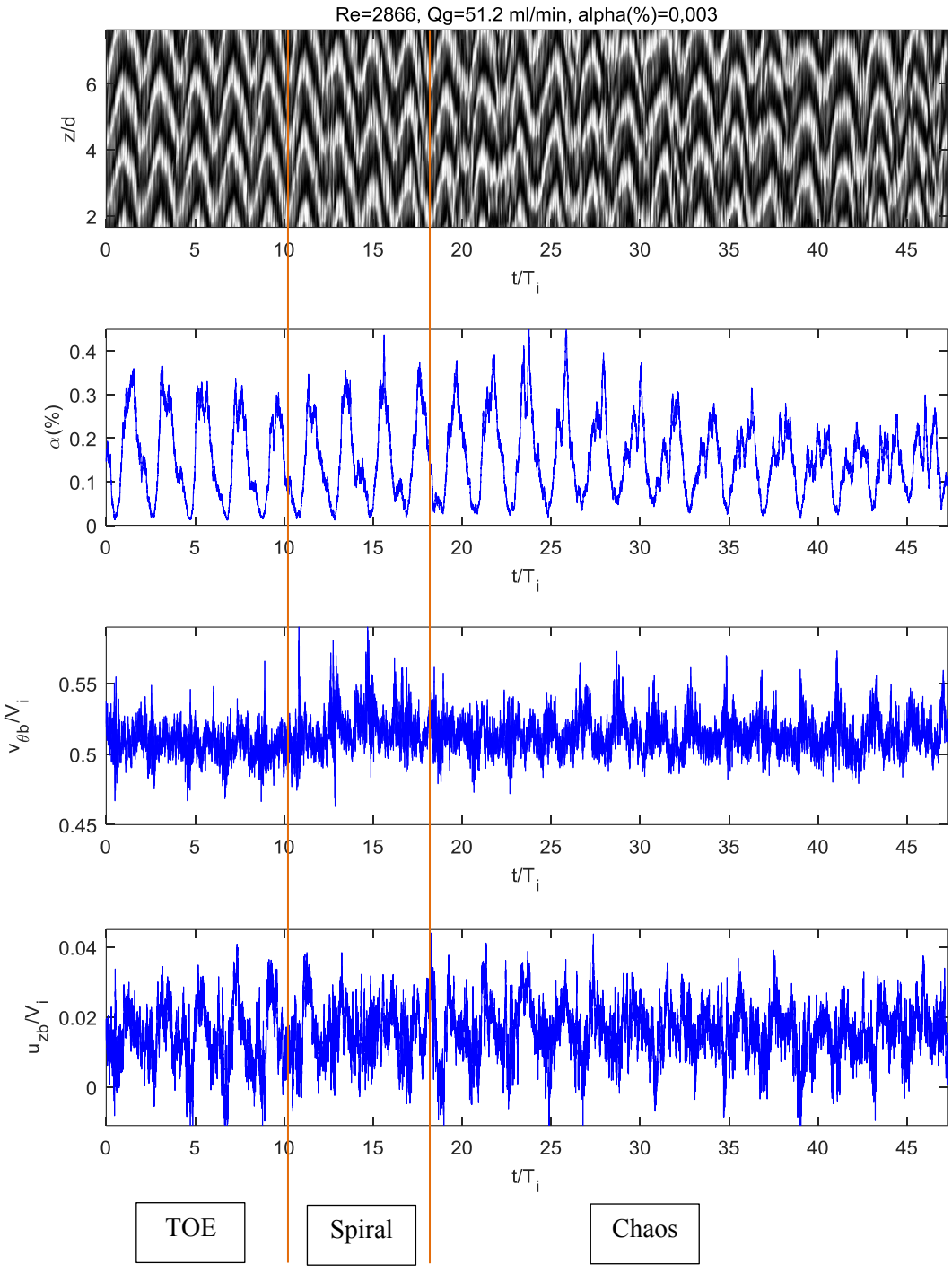


Figure VII-7 : Evolution temporelle du taux de vide instantané global et évolution temporelle des vitesses axiale et azimutale instantanées globales en régime de coexistence structuré, pour différents motifs. Superposition avec le diagramme spatio-temporel qui permet d'identifier les motifs.

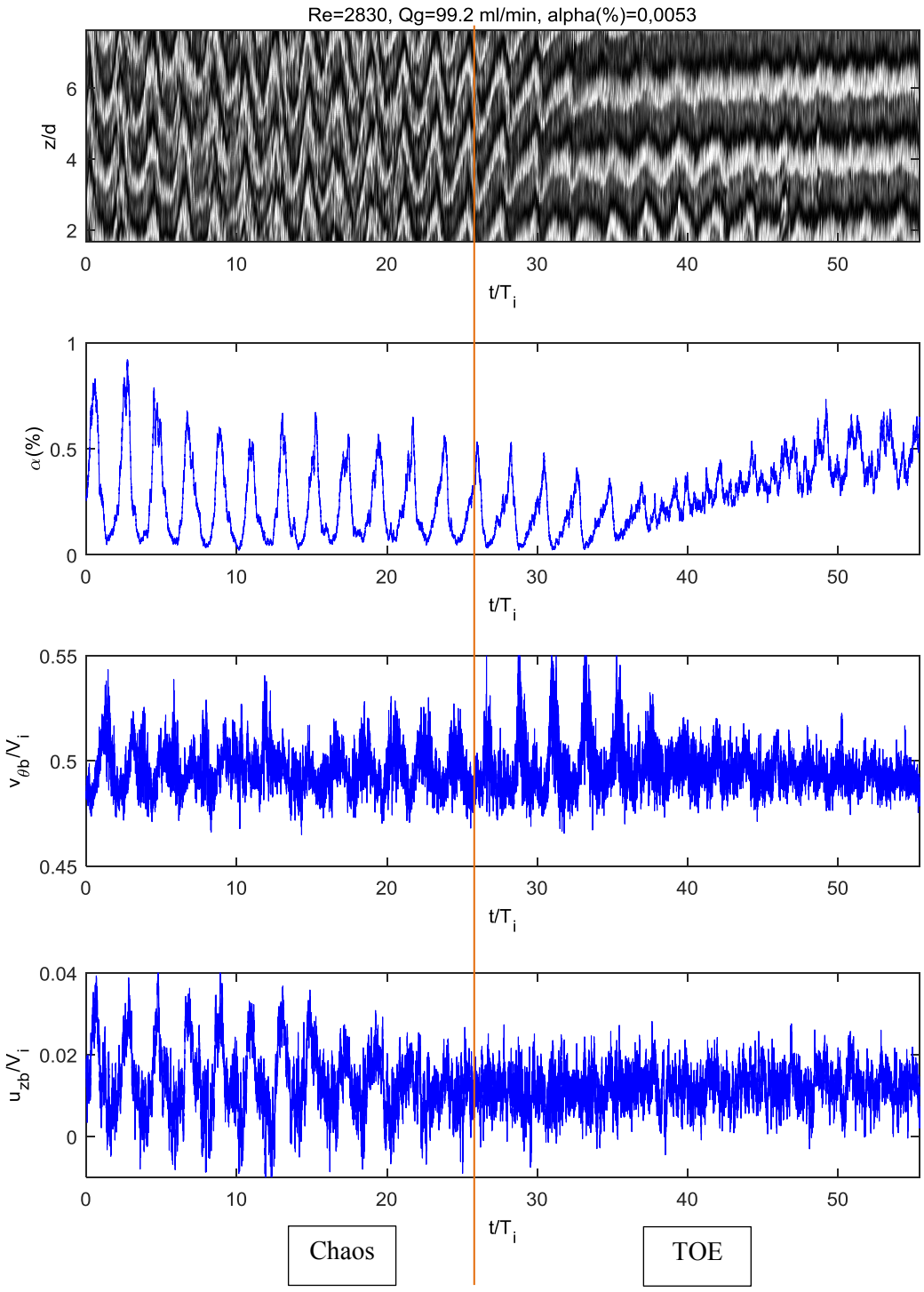


Figure VII-8 : Evolution temporelle du taux de vide instantané global et évolution temporelle des vitesses axiale et azimutale instantanées globales en régime de coexistence déstructuré, pour différents motifs. Superposition avec le diagramme spatio-temporel qui permet d'identifier les motifs.

2-2) Influence du motif sur les grandeurs caractéristiques du gaz en moyenne temporelle

La Figure VII-9 montre les moyennes temporelles des différentes grandeurs (vitesses, taux de vide) des différents motifs diphasiques par catégorie de bulles (bulles proches du cylindre intérieur, extérieur ou de milieu d'entrefer) pour le régime de coexistence structuré. Pour l'ensemble des graphiques, les valeurs moyennes globales sont proches des valeurs des moyennes de bulles de milieu d'entrefer, qui sont les bulles capturées par les cellules. En effet dans notre configuration, la majorité des bulles sont capturées par les cellules de Taylor.

Figure VII-9-a montre la vitesse axiale moyenne. C'est pour les bulles en proche paroi du cylindre extérieur que la vitesse axiale est maximale, cela est dû au fait que les bulles ne sont pas capturées et ont un mouvement ascensionnel plus important. Pour les bulles en proche paroi du cylindre intérieur ou capturées par les cellules de Taylor, la vitesse axiale moyenne est plus importante pour les motifs spiral et chaotique que pour le motif TOE. Avec le régime spiral, on note un fort renforcement de la vitesse axiale pour les bulles en proche paroi de cylindre intérieur. Les bulles au passage en motif spiral tendent à se rapprocher du cylindre intérieur est donc voient leur vitesse azimutale augmenter (Figure VII-8-b).

Figure VII-9-c montre le taux de vide moyen. Pour les bulles capturées dans les cellules de Taylor, il est maximal pour le motif TOE, indiquant un chargement des cellules de Taylor en bulles plus important. Il est minimal pour le motif spiral et se situe entre les deux pour le motif chaotique dénotant une capture moins importante des bulles par les cellules pour ces deux motifs. Pour les bulles capturées en proche paroi du cylindre intérieur, le taux de vide moyen est maximal pour le motif spiral. C'est pour le motif chaotique que l'on enregistre le maximum instantané de taux de vide global (Figure VII-9-d). Sur les taux de vide instantanés, nous avons effectué une analyse spectrale (Figure VII-11) et récupéré le pic principal de fréquence adimensionnelle (Figure VII-9-f), La fréquence du pic principal suit les mêmes tendances que la vitesse azimutale des bulles en moyenne temporelle. La fréquence principale d'oscillation du taux de vide des bulles de proche paroi du cylindre intérieur est supérieure à celle du taux de vide dû à la contribution des bulles de milieu d'entrefer et de proche paroi du cylindre extérieur, sauf pour le motif chaotique où les fréquences principales des différentes catégories de bulles sont confondues.

La Figure VII-10 montre les caractéristiques en moyenne temporelle pour les différentes catégories de bulles en fonction du type de motif pour le régime de coexistence déstructuré. Nous retrouvons les mêmes tendances que pour un régime de coexistence structuré. Par contre, on remarque qu'en régime de coexistence déstructuré, le motif TOE capture plus de bulles dans le dispositif que le motif chaotique (augmentation du taux de vide global), par l'augmentation du taux de vide des bulles de proche paroi du cylindre intérieur. Ceci diffère du régime de coexistence structuré pour lequel l'augmentation du taux de vide global en TOE découle de l'augmentation du taux de vide des bulles capturées par les cellules.

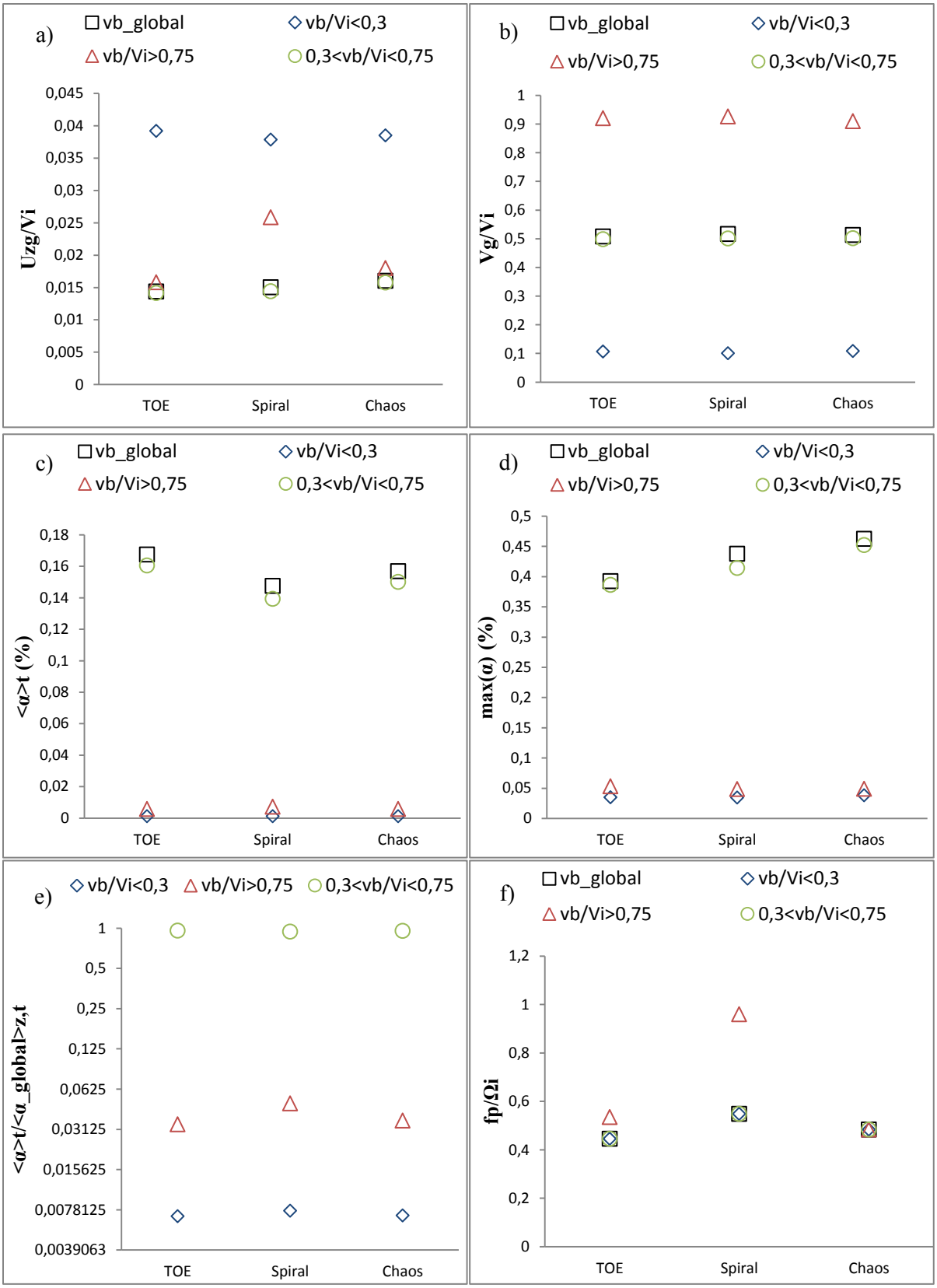


Figure VII-9 : caractéristiques du gaz en moyenne temporelle par séquence de motif et catégorie de bulles pour un régime de coexistence structuré (Re = 2860; $Q_g = 51{,}2\,ml/min$; alpha(%) = 0,003) a) vitesse axiale b) vitesse azimutale c) taux de vide d) maxima du taux de vide e) taux de vide relatif f) fréquence principale

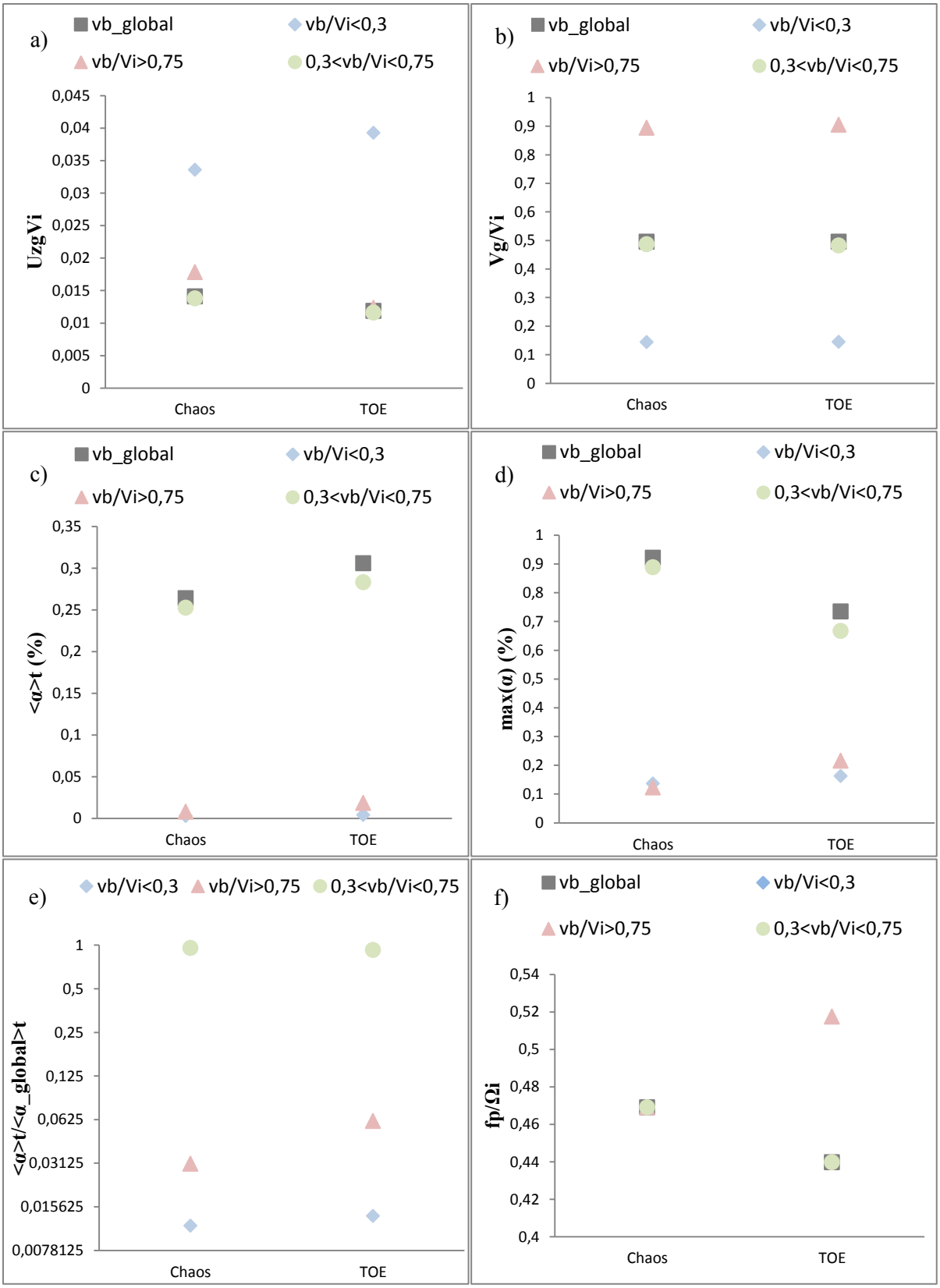


Figure VII-10 : caractéristiques du gaz en moyenne temporelle par séquence de motif et catégorie de bulles pour un régime de coexistence déstructuré ($Re = 2830, Qg = 99{,}2, alpha(\%) = 0{,}0053$) a) vitesse axiale b) vitesse azimutale c) taux de vide d) maxima du taux de vide e) taux de vide relatif f) fréquence principale

2-3) Influence du motif sur les spectres de taux de vide

Sur les Figure VII-11 et Figure VII-12, nous avons tracé les spectres en fréquence du taux de vide global obtenus à partir des différentes séquences de motifs, pour les régimes de coexistence structuré et déstructuré respectivement. Le régime chaotique voit son pic de fréquence principal augmenter par rapport à un régime TOE. Dans le chapitre V, Figure V-22, la fréquence principale obtenue par analyse spectrale des images de bulles montre une augmentation de la fréquence principale avec l'augmentation du paramètre alpha. L'augmentation du paramètre alpha revient en effet à augmenter la participation de motif chaotique dans l'écoulement. Sur ce spectre, pour le motif en spiral, la résolution en fréquence est détériorée car la durée de la séquence est courte, mais la fréquence a tendance à être plus importante que pour le motif chaotique.

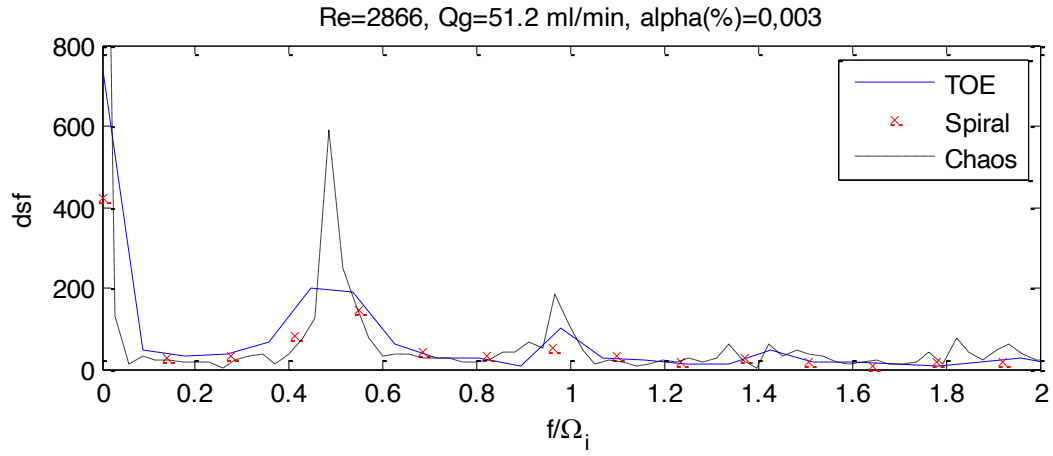


Figure VII-11 : Evolution de la densité spectrale du taux de vide global par séquence de motif pour un régime de coexistence structuré

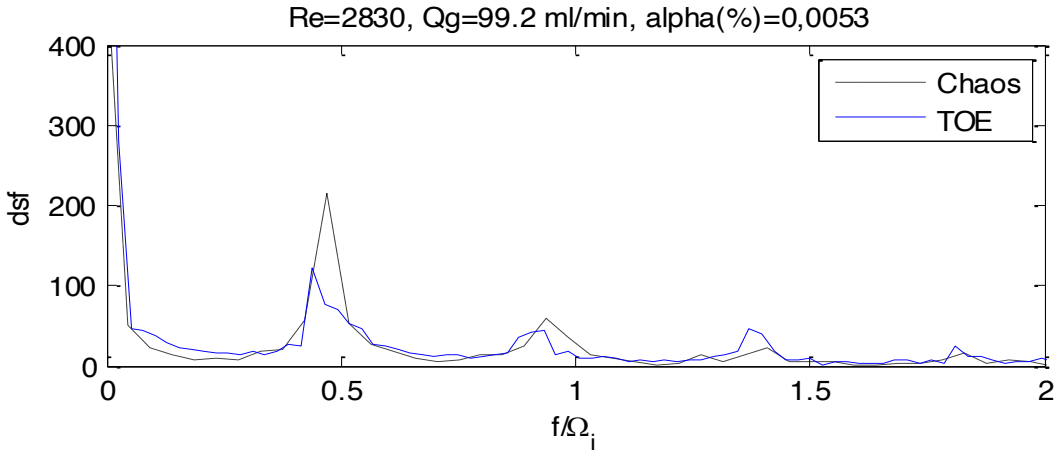


Figure VII-12 : Evolution de la densité spectrale du taux de vide global par séquence de motif pour un régime de coexistence déstructuré

VII-3) Influence du Reynolds

3-1) Influence du Reynolds sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle

Les Figure VII-13; Figure VII-14 et Figure VII-15 montrent l'évolution en fonction du Reynolds du taux de vide en moyenne temporelle, des composantes de la vitesse azimutale et axiale du gaz en moyenne temporelle normalisées par Vi. Sur ces graphiques, on a représenté les différentes catégories de bulles par des formes et des couleurs de symboles différentes. Les différents régimes diphasiques sont matérialisés par des symboles avec des dégradés de couleur différents. Tous les points de fonctionnement ont été reportés, cependant pour pouvoir discuter de l'influence du Reynolds, on a relié entre eux quelques points de fonctionnement à régime et débits constants.

L'augmentation du nombre de Reynolds tend à augmenter le taux de vide pour tous les régimes (Figure VII-13-a.); en particulier elle entraîne une capture plus importante des bulles en milieu d'entrefer par les cellules de Taylor (Figure VII-13-b).

Figure VII-13-c montre l'influence du nombre de Reynolds sur le taux de vide relatif pour les différentes catégories de bulles. Les bulles sont principalement capturées par les cellules de Taylor, le passage d'un motif structuré vers un motif déstructuré tend à augmenter la présence de bulles en proche paroi du cylindre intérieur. L'augmentation du Reynolds est équivalente à augmenter la contribution du motif TOE au détriment du motif chaotique dans le régime. En régime de coexistence structuré, avec l'augmentation du Reynolds, on observe donc une diminution du taux de vide relatif lié à la contribution des bulles proches du cylindre extérieur, au profit du taux de vide relatif lié à la contribution des bulles dans les cellules et proches du cylindre extérieur. En régime de coexistence déstructuré, l'augmentation du Reynolds induit une augmentation des contributions relatives aux taux de vide des bulles proches des 2 cylindres au détriment des bulles de milieu d'entrefer. En régime de chaos de défauts, on observe une augmentation de la contribution relative des bulles proches du cylindre extérieur.

L'augmentation du Reynolds tend à diminuer la vitesse azimutale normalisée des bulles, pour les bulles de milieu d'entrefer capturées par les cellules et en valeur globale (Figure VII-14-b et Figure VII-14-d). Pour les bulles en proche paroi du cylindre extérieur (Figure VII-14-c), la vitesse azimutale de bulle tend à diminuer avec l'augmentation du Reynolds pour les régimes de coexistence déstructuré et de chaos; ce qui montre un rapprochement du cylindre extérieur pour cette catégorie de bulles.

Pour les bulles en proche paroi du cylindre intérieur (Figure VII-14-a), en régime déstructuré et en régime de chaos, la vitesse azimutale augmente avec le nombre de Reynolds, ce qui montre un rapprochement du cylindre intérieur pour cette catégorie de bulles.

En régimes déstructuré et de chaos, on a donc un rapprochement des bulles du côté des 2 cylindres, ce qui explique l'augmentation des taux de vide relatifs des bulles de proche paroi avec le Reynolds pour ces 2 régimes. On observe le contraire en régime structuré, où l'augmentation du Reynolds entraîne une diminution de la vitesse azimutale du gaz en proche paroi du cylindre intérieur et une augmentation de la vitesse azimutale en proche paroi du cylindre extérieur, en accord avec une meilleure capture des bulles en milieu d'entrefer et une augmentation du taux de vide relatif de cette catégorie de bulles.

Pour les différentes catégories de bulles, l'augmentation du nombre de Reynolds tend à diminuer la vitesse axiale normalisée, les bulles sont mieux capturées. C'est pour le régime de chaos que les

vitesses axiales sont les plus importantes à Reynolds équivalent. Par contre, on n'a pas de différence nette à Reynolds équivalent entre les régimes structuré et déstructuré. La pente de décroissance de la vitesse axiale normalisée en fonction du Reynolds semble équivalente pour les différents régimes.

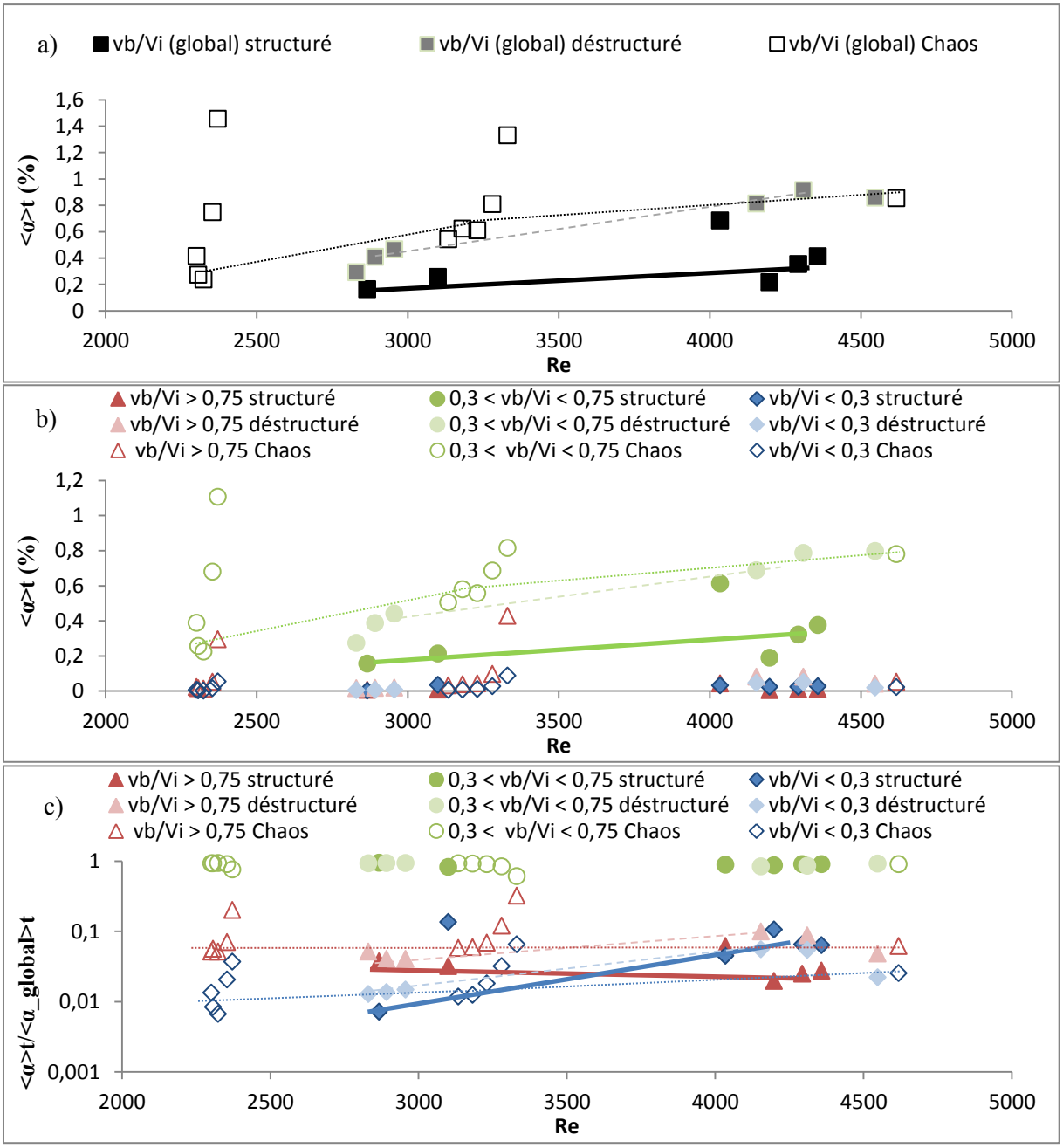


Figure VII-13 : Évolution en fonction du nombre de Reynolds du taux de vide avec distinction du régime diphasique a) taux de vide global b) taux de vide par catégorie de bulles c) taux de vide relatif par catégorie de bulles

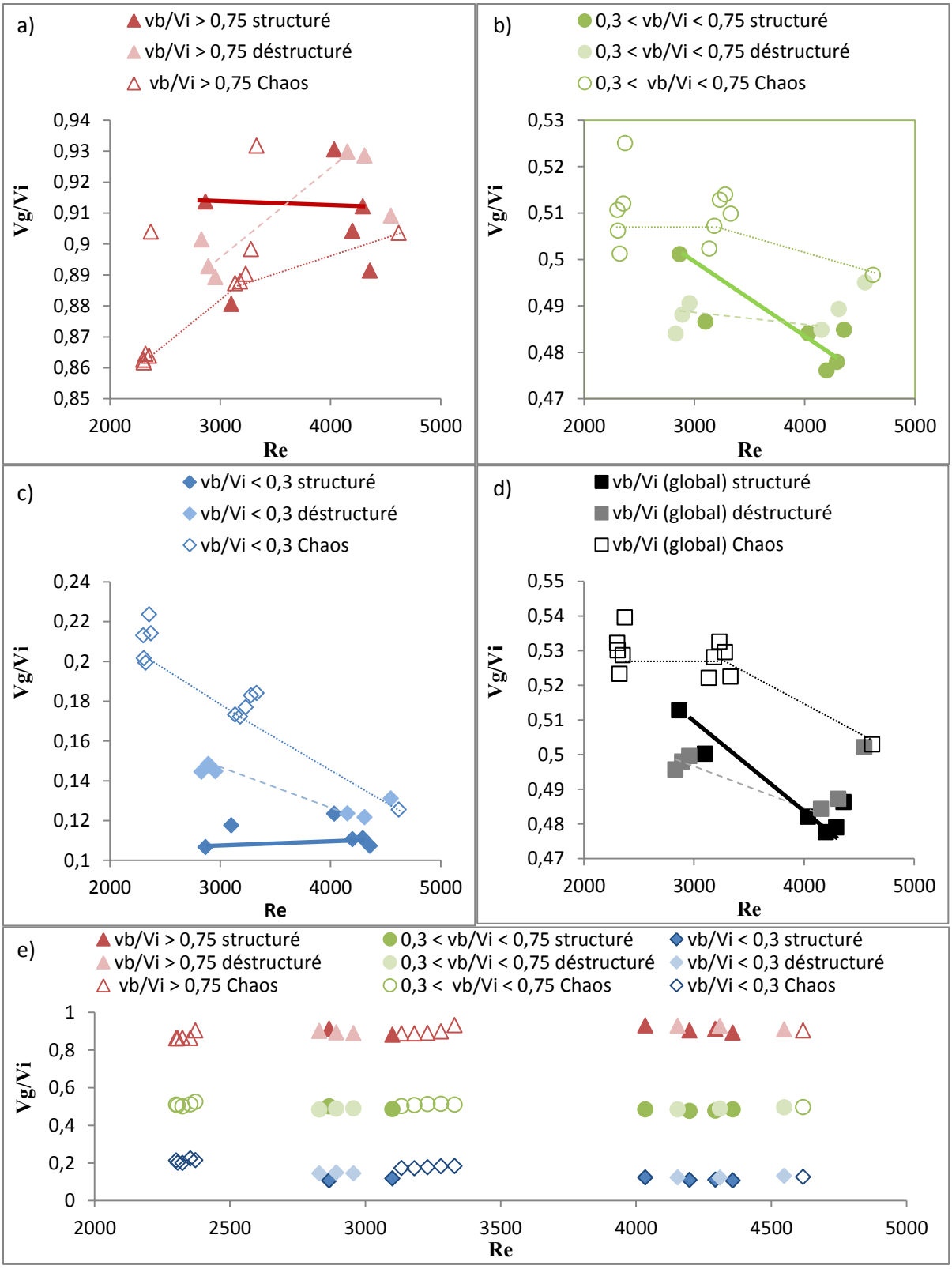


Figure VII-14 : Évolution en fonction du Reynolds de la vitesse moyenne azimutale du gaz avec distinction du régime diphasique a) bulles en proche paroi du cylindre intérieur b) bulles en milieu d'entrefer c) bulles en proche paroi du cylindre extérieur d) globale e) par catégorie de bulles

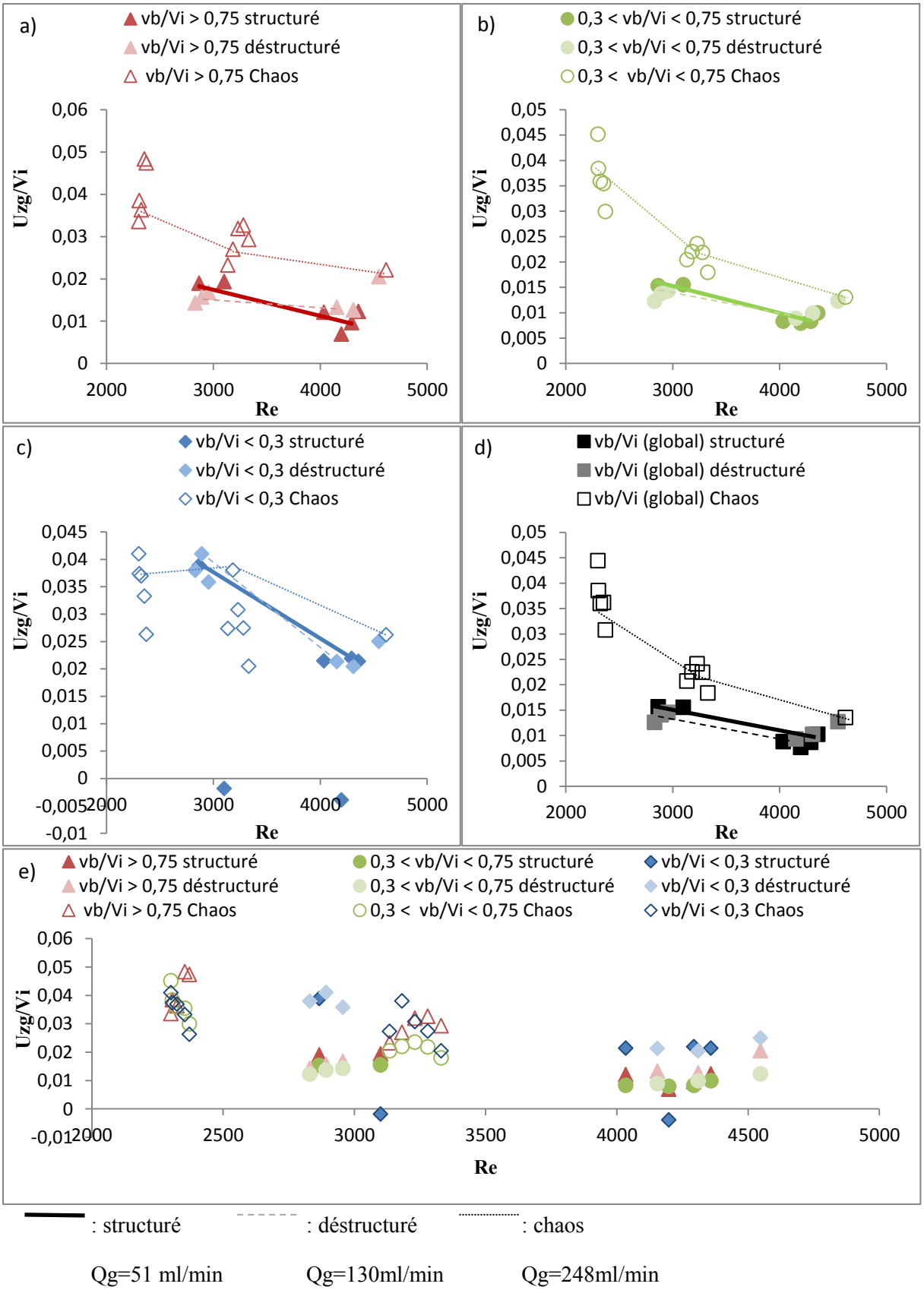


Figure VII-15 : Évolution en fonction du nombre de Reynolds de la vitesse moyenne axiale du gaz avec distinction du régime diphasique a) bulles en proche paroi du cylindre intérieur b) bulles en milieu d'entrefer c) bulles en proche paroi du cylindre extérieur d) globale e) par catégorie de bulles

3-2) Influence du Reynolds sur les spectres de taux de vide

Figure VII-16-a-b montre l'influence du Reynolds sur les spectres en fréquence du taux de vide global instantané, pour le régime de coexistence structuré et pour le régime chaotique respectivement. Pour ces deux régimes, l'amplitude augmente avec le Reynolds. La fréquence normalisée par la vitesse de rotation angulaire (en tr/s) diminue avec le Reynolds, en suivant l'évolution de la vitesse azimutale globale en moyenne temporelle du gaz. On ne montre pas ici de spectre en régime déstructuré, mais les tendances sont les mêmes que pour les 2 autres régimes.

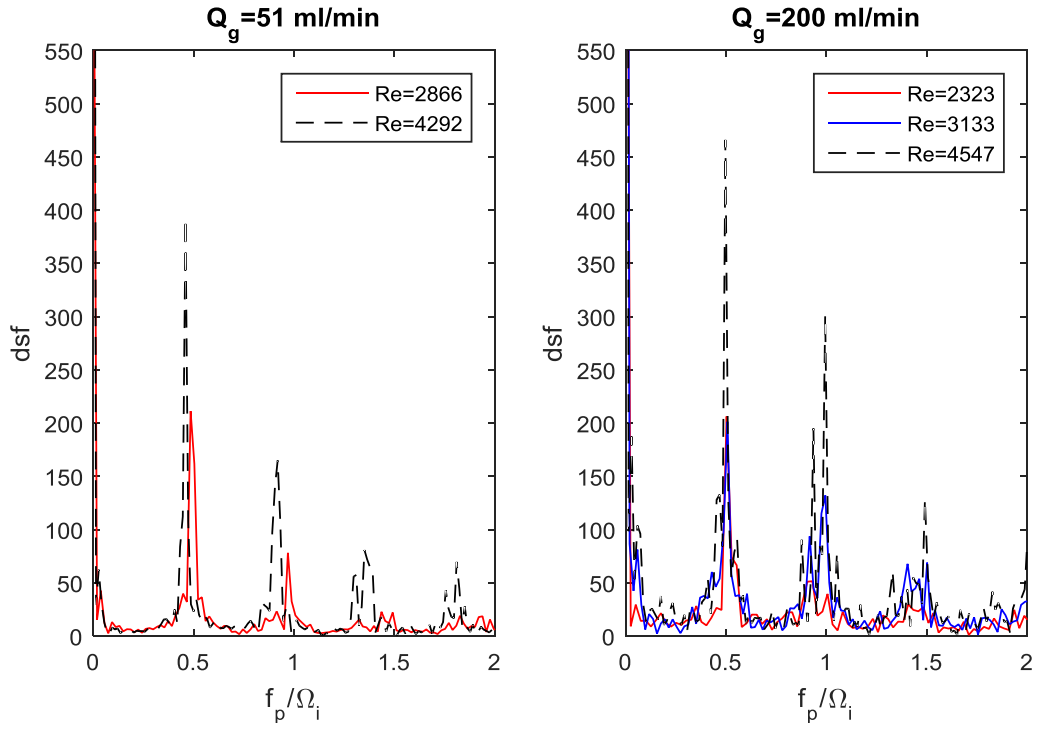


Figure VII-16 : Influence du Reynolds sur le spectre en fréquence du taux de vide global instantané pour a) Qg = 51 ml/min, régime de coexistence structuré b) Qg = 200 ml/min, régime chaotique

VII-4) Influence du débit

Nous nous sommes intéressés à l'influence du Reynolds sur la phase dispersée, nous discutons à présent de l'influence du débit.

4-1) Influence du débit sur les caractéristiques du gaz en moyenne temporelle

Figure VII-17; Figure VII-18 et Figure VII-19 montrent l'évolution en fonction du débit, du taux de vide et des composantes de la vitesse azimutale et axiale du gaz normalisée par Vi. Les différents régimes diphasiques ont été représentés par des symboles avec des dégradés de couleur différents. Les différentes catégories de bulles sont représentées par des formes et des couleurs de symboles différentes. Tous les points de fonctionnement ont été reportés, cependant pour pouvoir discuter de l'influence du débit, on a relié entre eux quelques points de fonctionnement à régime et Reynolds similaires.

Figure VII-17-a montre l'influence du débit sur le taux de vide global. Le taux de vide global tend à augmenter avec le débit, pour tous les régimes. Nous allons maintenant examiner l'influence du débit par catégorie de bulles.

Pour les bulles proches du cylindre intérieur, en régime de coexistence structuré, la vitesse azimutale normalisée augmente avec le débit (Figure VII-18-a), en accord avec un rapprochement des bulles du cylindre intérieur et une augmentation du taux de vide relatif de cette catégorie de bulles (Figure VII-17-c). En régime déstructuré, toujours pour les bulles en proche paroi du cylindre intérieur, on observe la tendance inverse : à savoir une diminution de leur vitesse azimutale avec le débit (Figure VII-18-a), un éloignement du cylindre intérieur et une diminution de leur contribution au taux de vide global (taux de vide relatif sur la Figure VII-17-c). En régime de chaos de défauts, les bulles proches du cylindre intérieur se rapprochent un peu plus du cylindre avec l'augmentation du débit, leur vitesse azimutale augmente (Figure VII-18-a) et le taux de vide relatif à leur contribution augmente avec le débit. Pour les bulles proches du cylindre intérieur, pour tous les régimes, on note une augmentation de leur vitesse axiale avec le débit (Figure VII-19-a).

Pour les bulles proches du cylindre extérieur, en régimes de coexistence structuré et déstructuré, la vitesse azimutale normalisée augmente avec le débit (Figure VII-18-c), en accord avec un rapprochement des bulles du cylindre intérieur et une diminution du taux de vide relatif de cette catégorie de bulles (Figure VII-17-c). Pour les deux régimes de coexistence, la vitesse axiale des bulles proche du cylindre extérieur est peu sensible au débit. Pour cette catégorie de bulles, pour le régime de chaos, bien qu'on observe toujours une augmentation de leur vitesse azimutale avec le débit (Figure VII-18-c), donc un éloignement du cylindre extérieur, leur taux de vide relatif augmente avec le débit (Figure VII-17-c). En régime de chaos, l'augmentation de la contribution au taux de vide global des bulles proches du cylindre extérieur peut être expliquée en partie par la diminution de leur vitesse axiale avec le débit (Figure VII-19-c), signe d'une capture des bulles en régime chaotique plus efficace que pour les autres régimes dans cette zone de l'entrefer.

Pour les bulles de milieu d'entrefer capturées par les cellules de Taylor, majoritaires, le taux de vide relatif dû à leur contribution suit la même tendance avec le débit que le taux de vide global : il augmente avec le débit (Figure VII-17-b). Pour tous les régimes, et ce jusqu'à Q_g=400ml/min, leur vitesse azimutale et leur vitesse axiale normalisées par Vi augmentent avec le débit, ce qui laisse supposer que leur position préférentielle de capture dans les cellules se rapproche du cylindre intérieur. Pour cette valeur du débit, en régime de chaos, on a un maximum de vitesses axiale et azimutale en moyenne. Au-delà de Q_g=400ml/min, on observe un plateau de la vitesse azimutale. On observe également une diminution de la vitesse axiale avec le débit, ce qui contribue à augmenter le taux de croissance du taux de vide relatif des bulles localisées dans les cellules. En deçà de ce débit critique, pour tous les régimes, la vitesse axiale des bulles proches du cylindre extérieur est supérieure à celle des bulles proches du cylindre intérieur. Au-delà de ce débit critique, en régime de chaos, on observe le contraire : une vitesse axiale en moyenne des bulles proche du cylindre extérieur inférieure à celle des bulles proches du cylindre intérieur.

A la transition du régime structuré au régime déstructuré, on observe une inversion des contributions relatives au taux de vide global des bulles proches des cylindres. En structuré, le taux de vide relatif aux bulles proches du cylindre extérieur est supérieur aux taux de vide relatif des bulles proches du cylindre intérieur. On observe l'inverse à partir de la transition au déstructuré, et ce pour toute la gamme des débits en régimes déstructuré et de chaos.

De manière générale, l'augmentation du débit implique un glissement des bulles vers le cylindre intérieur pour toutes les catégories de bulles et tous les régimes, sauf pour les bulles proches du cylindre intérieur en régime déstructuré, où on observe un effet contraire. Le renforcement du jet outflow à la transition du régime structuré au régime déstructuré (mis en évidence par les mesures SPIV) peut expliquer cette migration des bulles.

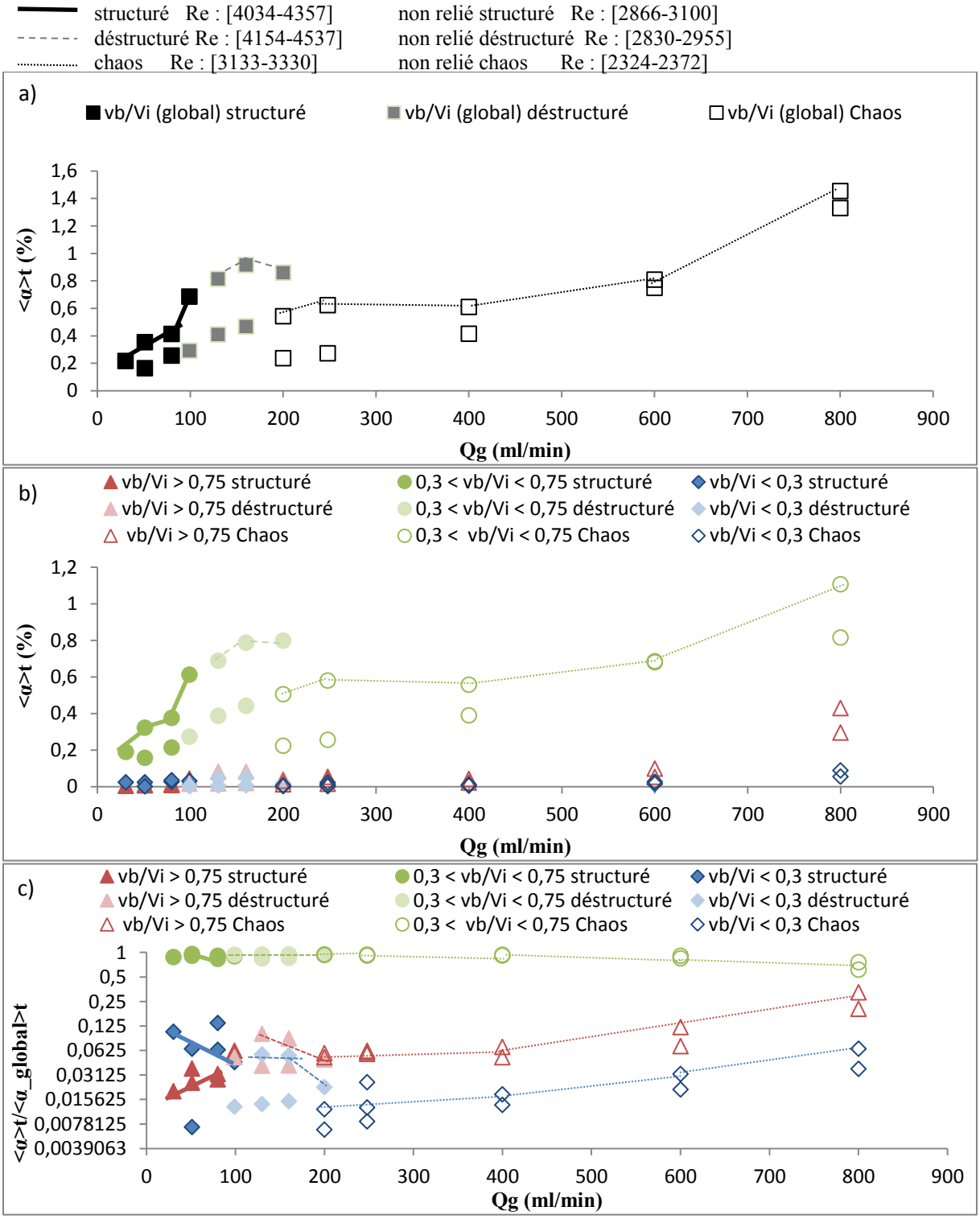


Figure VII-17 : Évolution du taux de vide en fonction du débit avec distinction du régime diphasique a) taux de vide global b) taux de vide par catégorie de bulles c) taux de vide relatif par catégorie de bulles

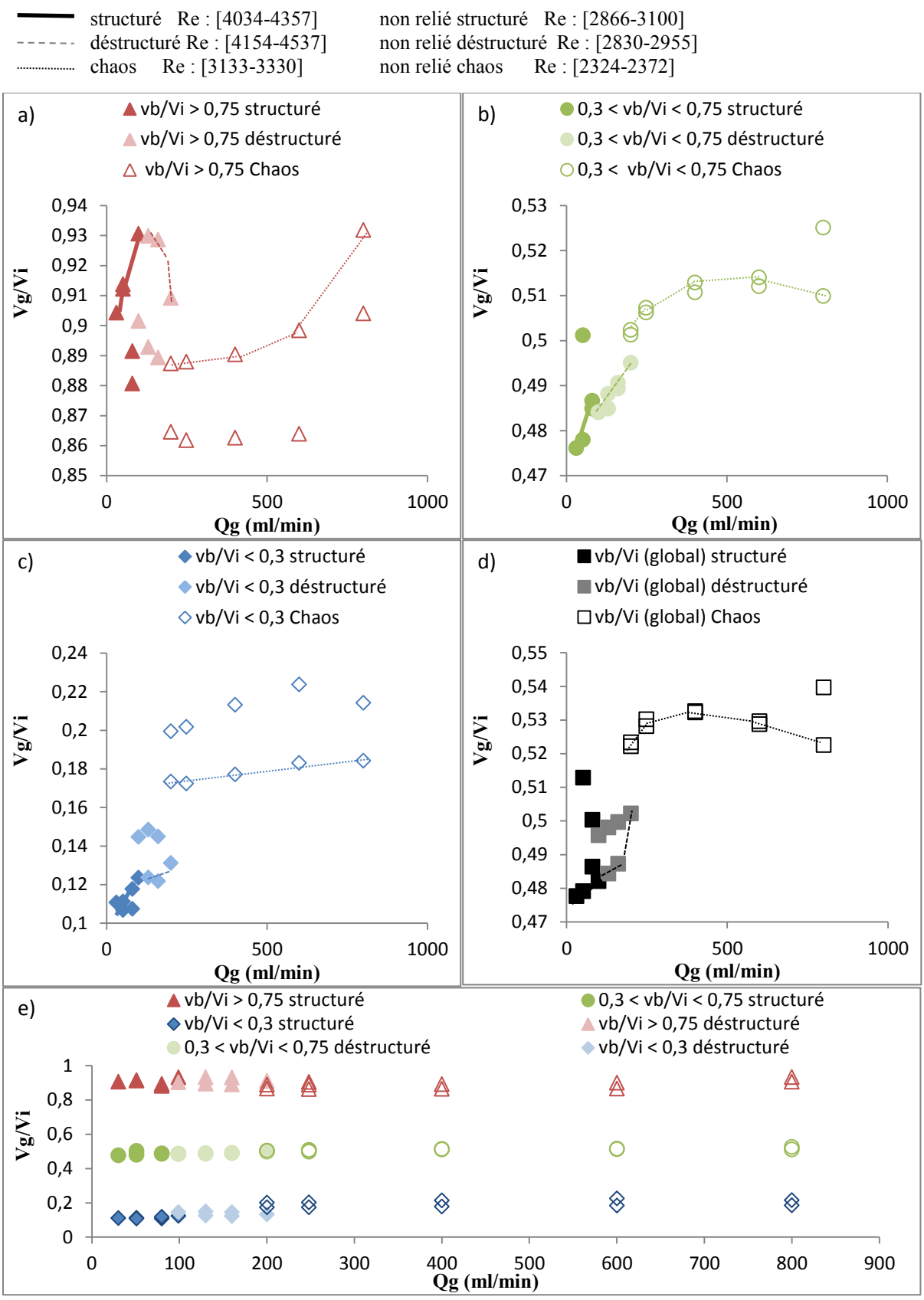


Figure VII-18 : Évolution en fonction du débit de la vitesse moyenne azimutale du gaz avec distinction du régime diphasique a) bulles en proche paroi du cylindre intérieur b) bulles en milieu d'entrefer c) bulles en proche paroi du cylindre extérieur d) globale e) par catégorie de bulles

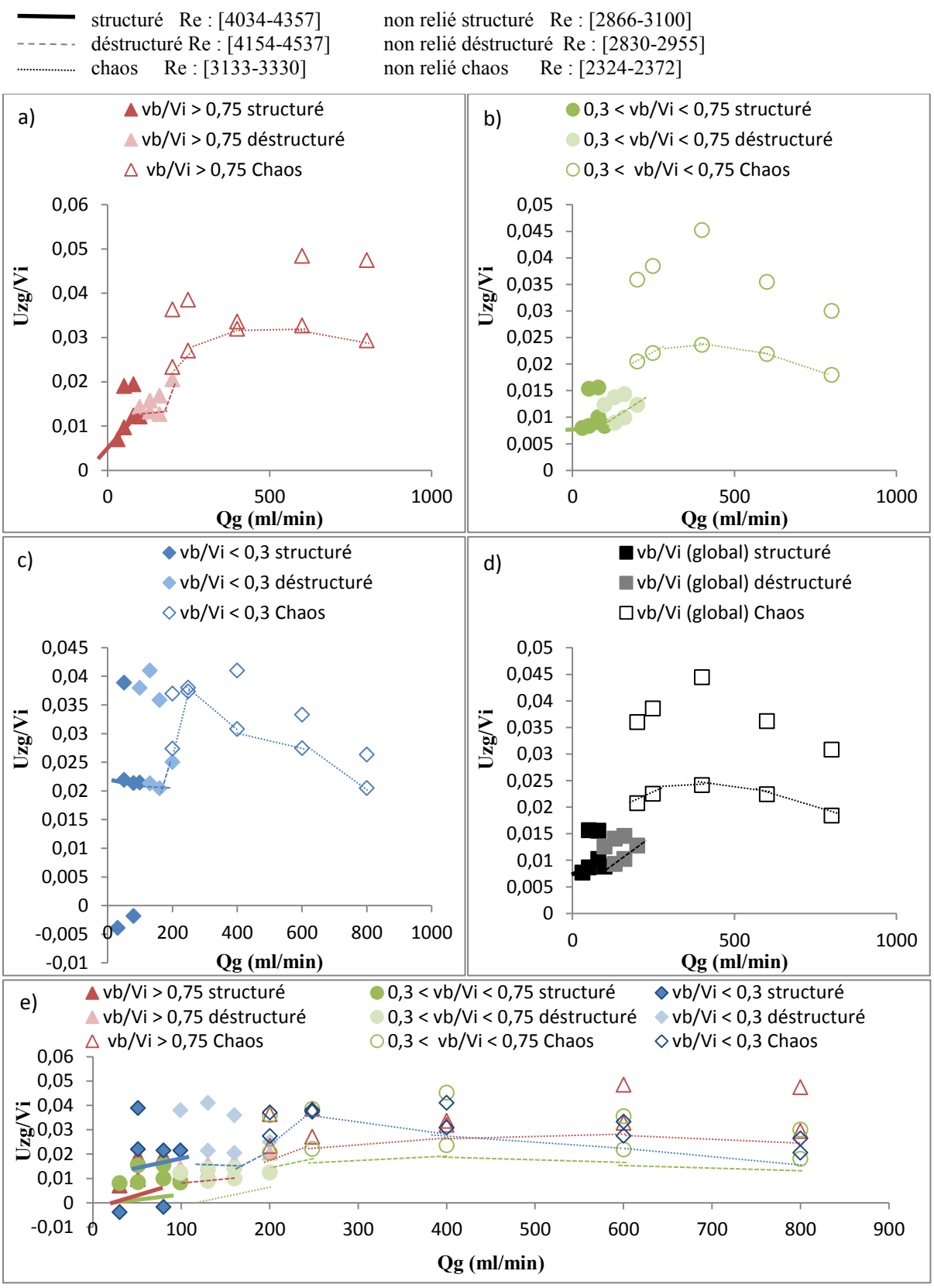


Figure VII-19 : Évolution en fonction du débit de la vitesse moyenne axiale du gaz avec distinction du régime diphasique a) bulles en proche paroi du cylindre intérieur b) bulles en milieu d'entrefer c) bulles en proche paroi du cylindre extérieur d) globale e) par catégorie de bulles

4-2) Influence du débit sur les spectres de taux de vide

L'influence du débit sur les spectres de taux de vide global instantané est montrée Figure VII-20, la fréquence principale augmente avec l'augmentation du débit. Cela est dû à l'augmentation de la participation du régime chaotique de l'écoulement diphasique. Le régime chaotique ayant un pic de fréquence plus élevé que pour un régime TOE. L'augmentation du débit entraîne également une augmentation du pic d'intensité du spectre de fréquence Figure VII-20.

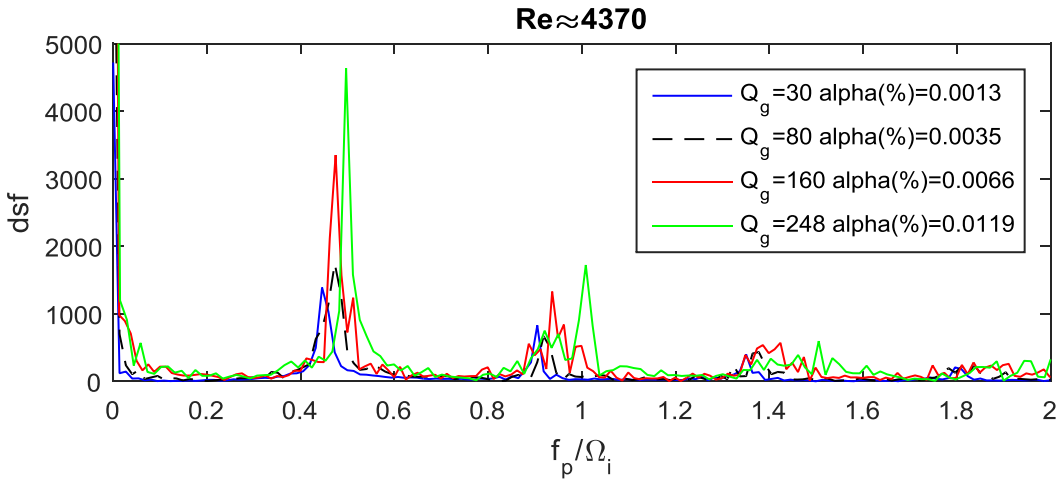


Figure VII-20 : Influence du Débit sur le spectre en fréquence du taux de vide global instantané pour $Re \approx 4370$

VII-5) Discussion

On cherche les paramètres de contrôle et de normalisation des différentes variables qui caractérisent la phase gazeuse (taux de vide, vitesses axiales et azimutales). On teste ici les paramètres de contrôle sur 2 mélanges de différentes viscosités (mélange à 65% et à 40%) pour notre géométrie et pour la géométrie du dispositif expérimental d'Hokkaido (résumé dans le Tableau VII-5).

Pour le mélange à 40%, on a un seul régime diphasique qui correspond au régime de coexistence structuré. On dispose comme pour le mélange à 65% des caractéristiques du gaz (taux de vide, cinématique du gaz dans le plan (θ,z)).

Nous avons séjourné pendant 3 mois à l'université d'Hokkaido dans le cadre de la thèse et avons pu réaliser des visualisations rapides des bulles en plan (θ,z) dans leur dispositif. Nos travaux ont fait l'objet d'une publication (van Ruymbeke et al., (2016)) mise en Annexe XX. Les expériences menées à Hokkaido ont permis de caractériser, pour un point de fonctionnement, l'évolution temporelle de la vitesse azimutale et du taux de vide avec discrimination entre les bulles qui sont localisées dans les amas en outflow près du cylindre intérieur et les bulles qui sont localisées en cœur de cellules. Les caractéristiques du point de fonctionnement sont résumées dans le Tableau VII-5. Re vaut 1500. Pour ce Reynolds, le motif diphasique est un motif toroïdal ondulé élevé.

Le programme de traitement spécifique permettant l'extraction des caractéristiques de la phase gazeuse pour la géométrie d'Hokkaido est différent du programme développé dans la géométrie de l'IRENav. En effet, dans la configuration en entrefer large, la capture des bulles en proche paroi du cylindre intérieur est beaucoup plus importante que dans notre configuration. La dissociation des types de bulles, dans la publication de van Ruymbeke et al., (2016), est basée sur la détection des nuages de

bulles en proche paroi du cylindre intérieur. Dans notre configuration, en entrefer mince, la faible présence de bulles en proche paroi ne permettait pas l'utilisation de cette technique. Le programme développé par nos soins pour analyser les données d'Hokkaido est décrit en détail dans van Ruymbeke et al., (2016).

Toujours pour la géométrie d'Hokkaido, nous avons également déterminé la vitesse ascensionnelle du motif toroïdal pour Re=1500 en faisant varier le débit d'injection d'air. Au total, pour cette géométrie, nous disposons de 6 points de fonctionnement caractérisant la vitesse du motif. Nous pourrons comparer aux données de la géométrie de l'IRENav.

Expérience Hokkaido		
Caractéristiques géométriques	R_i	$60\ mm$
	R_o	$72\ mm$
	d	$12\ mm$
	L	$240\ mm$
	$\Gamma_a = \frac{L}{d}$	20
	$\eta = \frac{R_i}{R_o}$	0,833
Caractéristiques du fluide	ν	$1{,}004 * 10^{-5}\ m^2/s$
	ρ	$930\ kg/m^3$
	σ	$20{,}1 * 10^{-3}\ N/m$
Caractéristiques de la rotation	Ω_i	$200\ tr/min$
	Re	1500
Diamètre moyen de bulle	d_b	$1{,}08\ mm$
Caractérisation du taux de vide et de la vitesse azimutale des bulles de nuages et des bulles de vortex	$alpha(\%)$	0,011 %
	Q_g	$25\ ml/min$
Mesure de la vitesse ascensionnelle du motif TOE	$alpha(\%)$	0,011%
	Q_g	25 ml/min

Tableau VII-5 : Caractéristiques des points de fonctionnement d'Hokkaido (van Ruymbeke et al., 2016)

5-1) Caractéristiques du gaz en moyenne temporelle en fonction du paramètre alpha

La Figure VII-21 montre l'évolution en fonction du paramètre alpha, du taux de vide global, du taux de vide relatif des différentes catégories de bulles, et des composantes de la vitesse azimutale et axiale du gaz normalisée par Vi. On a également tracé l'évolution avec alpha, de la fréquence principale issue des spectres de taux de vide global et issue des spectres de taux de vide par catégorie de bulles. On compare également la vitesse azimutale à la fréquence principale pour la globalité des bulles et par catégorie de bulles. Les différents régimes diphasiques et les différentes catégories de bulles sont représentés avec les mêmes symboles que précédemment pour les points de fonctionnement du mélange à 65% et on a rajouté les points de fonctionnement du mélange à 40%.

Pour le mélange à 65%, avec l'augmentation du paramètre alpha traduisant le passage du régime structuré vers le régime déstructuré puis du régime déstructuré vers le régime chaotique, la fréquence principale normalisée par la vitesse de rotation angulaire augmente en suivant une loi logarithmique

pour toutes les catégories de bulles et quel que soit le régime diphasique (Figure VII-21-f). La loi est de la forme :

$$\frac{f_p}{\Omega_i} = 0{,}023ln(alpha(\%)) + 0{,}66 \quad \text{(VII-3)}$$

N'ayant pas réalisé de spectres sur les taux de vide pour le mélange à 40% et pour la géométrie d'Hokkaido, ces points de fonctionnement n'ont pas été reportés. Figure VII-21-g compare la vitesse azimutale du gaz normalisée par V_i à la fréquence principale normalisée par Ω_i pour le mélange à 65%. Cela revient à comparer la période temporelle d'oscillation du taux de vide au temps de révolution des bulles dans l'entrefer. Pour les bulles en milieu d'entrefer, majoritaires, ces deux temps coïncident à ±7%. Cela signifie que c'est la vitesse azimutale des bulles capturées par les cellules qui conditionne l'onde azimutale des régimes diphasiques.

Figure VII-21-e montre l'évolution avec alpha de la vitesse ascensionnelle du motif TOE des régimes de coexistence. Il est intéressant de voir que pour le régime structuré, on a un bon regroupement des données de l'IRENav pour les 2 mélanges et un bon alignement des données avec les données de la géométrie d'Hokkaido. Le paramètre alpha semble donc être le paramètre adéquat pour caractériser la vitesse ascensionnelle du motif toroïdal dans le régime diphasique structuré. Pour ce régime, la vitesse ascensionnelle des cellules normalisée par Vi suit une loi du type :

$$\frac{V_{asc}}{V_i} = 0{,}1425 * alpha(\%) - 0{,}0001 \quad \text{(VII-4)}$$

Pour le régime déstructuré, la vitesse ascensionnelle des cellules est beaucoup plus faible et le motif TOE se rapproche du motif TO.

Pour le mélange à 65%, on observe une grande disparité pour un même alpha, du taux de vide Figure VII-21-a, et de la vitesse axiale du gaz (Figure VII-21-d), que ça soit pour la globalité des bulles dans l'entrefer ou pour chaque catégorie de bulles. D'autre part, pour une même valeur de alpha que le mélange à 65%, on observe pour le mélange à 40% un décalage des taux de vide et vitesse axiale. Pour le mélange à 40%, le taux de vide est plus faible et la vitesse axiale plus élevée que pour le mélange à 65%. Alpha(%) n'est donc pas le paramètre adimensionnel seul qui permet de caractériser la fraction volumique et la cinématique du gaz pour les 2 mélanges de notre géométrie.

D'autre part, il apparaît que pour les données d'Hokkaido, la valeur de alpha est au-delà de la valeur de alpha de transition au régime chaotique et bien au-delà de la valeur de alpha de transition au régime déstructuré, valeurs déterminées par analyse des défauts dans la géométrie de l'IREnav. Nous conclurons donc que les valeurs de alpha qui caractérisent les transitions entre ces différents régimes diphasiques sont spécifiques à la géométrie.

Dans la partie suivante, nous allons tester d'autres paramètres adimensionnels qui pourraient contrôler mieux le taux de vide et la vitesse axiale du gaz, pour les différentes viscosités de mélange et les différentes géométries.

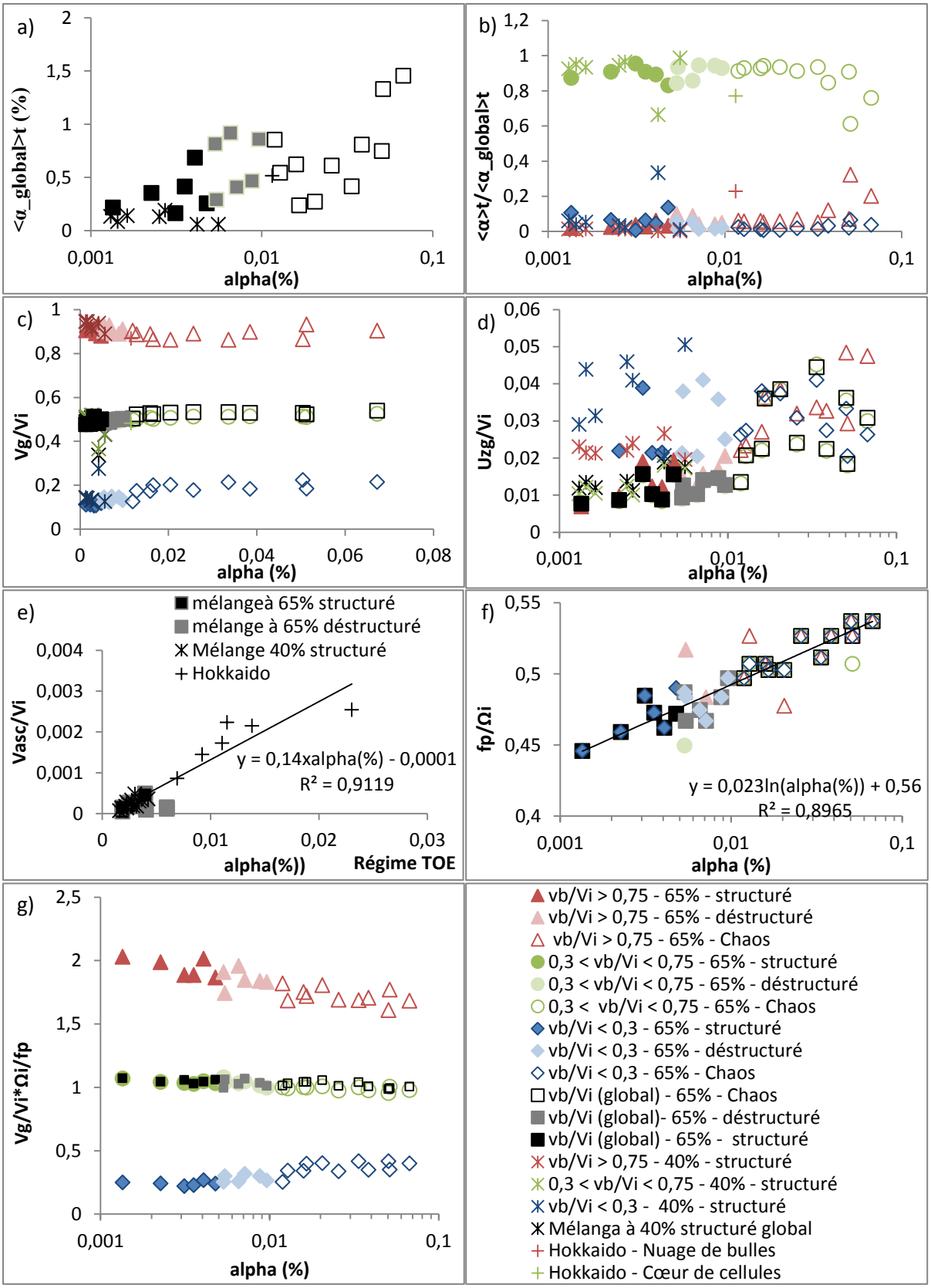


Figure VII-21: Caractéristiques du gaz en moyenne temporelle en fonction du paramètre alpha, a) taux de vide global, b) taux de vide relatif, c) vitesse azimutale normalisée, d) vitesse axiale normalisée, e)Pente du motif TOE normalisée, f) fréquence principale duspectre de taux de vide instantané, normalisée, g) ratio entre vitesse azimutale normalisée et fréquence principale normalisée

5-2) Paramètre de contrôle du taux de vide

On va tester différents paramètres qui permettent de prendre en compte et la fraction volumétrique de l'air disponible dans le dispositif (alpha) et la capacité du dispositif à capturer les bulles.

Sa capacité à capturer les bulles dans les cellules est liée à la valeur de la circulation des cellules. On note Γ_0, la circulation en monophasique, elle dépend du Reynolds et de la géométrie d'entrefer (η=Ri/Ro et d/L).

La force d'inertie ($Fi_{cellule}$) qui permet à une bulle de diamètre d_b d'être capturée dans une cellule de Taylor varie comme :

$$F_{i\,cellule} \approx \frac{-\partial P}{\partial r}\frac{\pi\, {d_b}^3}{6} \approx \rho\frac{{\Gamma_0}^2}{r_{eq}^3}\frac{\pi\, {d_b}^3}{6} \qquad \text{(VII-5)}$$

Avec r_{eq} le rayon équivalent de la cellule. Pour r_{eq}, on peut prendre la largeur d'entrefer ou la demi-longueur d'onde.

En compétition avec la force d'inertie de capture des bulles, on a la force ascensionnelle due à la poussée d'Archimède, définie comme :

$$F_a = (\rho - \rho_g)\, g\, \frac{\pi\, {d_b}^3}{6} \approx \rho\, g\, \frac{\pi\, {d_b}^3}{6} \qquad \text{(VII-6)}$$

Pour une quantité de bulles disponibles dans l'entrefer donnée, le ratio entre ces deux forces définit la quantité de bulles capturées dans les cellules.

$$Fr^2{}_{cellules,\, r_{eq}} = \frac{F_{i\,cellule}}{F_a} \approx \frac{{\Gamma_0}^2}{g\, r_{eq}^3} \qquad \text{(VII-7)}$$

Ce paramètre représente aussi un nombre de Froude basé sur la vitesse tangentielle de rotation dans les cellules et la taille des cellules. Pour r_{eq}, nous avons testé d, la largeur d'entrefer et λ_0, la longueur d'onde axiale en écoulement monophasique. Cependant pour tester ce paramètre, il faut connaître la circulation en monophasique. Le problème se pose pour les points de fonctionnement du mélange à 40% dans notre géométrie et pour le point de fonctionnement de la géométrie d'Hokkaido.

Pour le mélange à 40%, ne disposant pas des mesures S-PIV dans le cadre de la thèse, on a estimé la circulation en monophasique à partir des mesures PIV 2C en plan vertical de Fokoua (2015). Fokoua et al., (2015) ont pu tracer l'évolution du paramètre H (eq. (II-9)) en fonction du Reynolds pour les gammes Re=[630 – 3000], et $Re = [6000 - 17400]$ pour les mélanges à 65 et 40% respectivement. La courbe est montrée en Figure VII-22. Nous avons utilisé cette courbe pour déterminer la vitesse tangentielle moyenne U_{TV} des cellules en monophasique pour nos valeurs du Reynolds dans cette gamme. Nous pouvons approximer la circulation comme étant :

$$\Gamma_0 = (U_{TV})_{Fokoua} * [2d + (\lambda_0)_{Fokoua}] \qquad \text{(VII-8)}$$

Avec λ_0 la longueur d'onde axiale monophasique également mesurée par PIV par Fokoua (2013).

Pour le mélange à 65%, nous avons pu comparer les valeurs de circulation obtenues en monophasique avec nos mesures S-PIV (où la circulation est déterminée à partir de l'intégration de la vorticité sur la surface des cellules) avec les valeurs de la circulation obtenue à partir de eq.(VII-8) avec les données de Fokoua. Nous obtenons une surestimation de la circulation d'un facteur 1/0,55 avec la 2ème méthode. En effet, eq.(VII-8) surestime le contour de la cellule. Cela s'explique par le fait que chez Fokoua, U_{TV} a été mesurée approximativement à ¼ d'entrefer des cylindres intérieur et extérieur.

Pour le mélange à 65%, on utilisera nos mesures S-PIV de la circulation. Pour le mélange à 40%, on appliquera un facteur de correction de 0,55 à eq.(VII-8).

$$\Gamma_{0\ 40\%} = 0{,}55\ (U_{TV})_{Fokoua\ 40\%} * [2d + (\lambda_0)_{Fokoua\ 40\%}] \quad \text{(VII-9)}$$

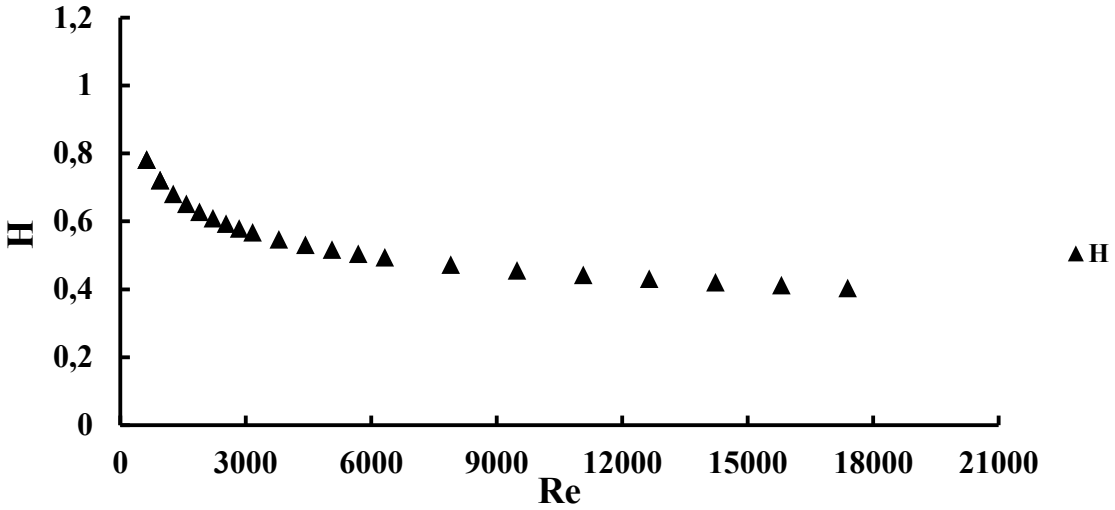


Figure VII-22 : extrait des travaux de Fokoua (2015). Évolution du paramètre H en fonction du nombre de Reynolds en monophasique

Pour la géométrie d'Hokkaido, nous ne disposons pas des valeurs de la circulation, ni des valeurs de la vitesse axiale et/ou radiale en monophasique pour le point de fonctionnement considéré. Le mélange étant de la SiliconOil (10 cSt) d'une valeur de viscosité proche du mélange à 65%, et le Reynolds étant dans la gamme de nos mesures SPIV, nous avons considéré que la vorticité adimensionnelle $\frac{\omega d}{V_i}$ ne dépend pas de la géométrie, mais uniquement du Reynolds. Cela vient du fait, que pour la géométrie de l'IRENav, nous n'avons pas observé de variation de la vorticité adimensionnelle en moyenne dans les cellules lorsque la longueur d'onde variait en diphasique. La circulation pour le point de fonctionnement d'Hokkaido sera donc estimée à partir de la vorticité adimensionnelle mesurée dans le dispositif de l'IRENav pour le mélange à 65% à un Reynolds équivalent. On appliquera :

$$(\Gamma_0)_{Hokkaido} = \oiint \omega\ dS = \left(\frac{\omega_{0moy}\ d}{V_i}\right)_{SPIV,65\%} \left(\frac{V_i}{d}\ \lambda d\right)_{Hokkaido} \quad \text{(VII-10)}$$

D'autre part, la quantité de bulles disponibles dans l'entrefer dépend du paramètre de contrôle alpha. Sur les Figure VII-23 a) et b), pour les mélanges à 65 et 40% et le point de fonctionnement de la géométrie d'Hokkaido, on a tracé l'évolution du taux de vide global normalisé par alpha en fonction de $Fr^2{}_{cellules}$ en testant 2 modélisations différentes de la taille des cellules : λ ou d.

Nous avons un meilleur regroupement des points de fonctionnement à 40% avec les points de fonctionnement à 65%, lorsque c'est la longueur d'onde qui est prise en compte dans la modélisation du paramètre de contrôle plutôt que la largeur d'entrefer. On a également un bon regroupement avec le point de fonctionnement d'Hokkaido. Le paramètre de contrôle de la capture s'écrit donc :

$$paramètre\ de\ contrôle\ capture = Fr^2{}_{cellules} = \frac{{\Gamma_0}^2}{g\ {\lambda_0}^3} \quad \text{(VII-11)}$$

Le taux de vide global normalisé par la fraction volumétrique de contrôle évolue linéairement avec ce paramètre de contrôle pour tous les régimes diphasiques, les 2 mélanges et y compris pour la géométrie d'Hokkaido. On obtient :

$$\left(\frac{\langle \alpha_{global} \rangle_t}{alpha}\right)_{tous\ régimes, différentes\ géométries} = 1218\, Fr^2{}_{cellules} - 26{,}9 \qquad \text{(VII-12)}$$

Une extrapolation de cette loi linéaire nous permet de déterminer la valeur limite de circulation adimensionnelle qui permet de capturer les bulles : $\frac{\Gamma 0^2}{g\lambda^3} \approx 0{,}02$.

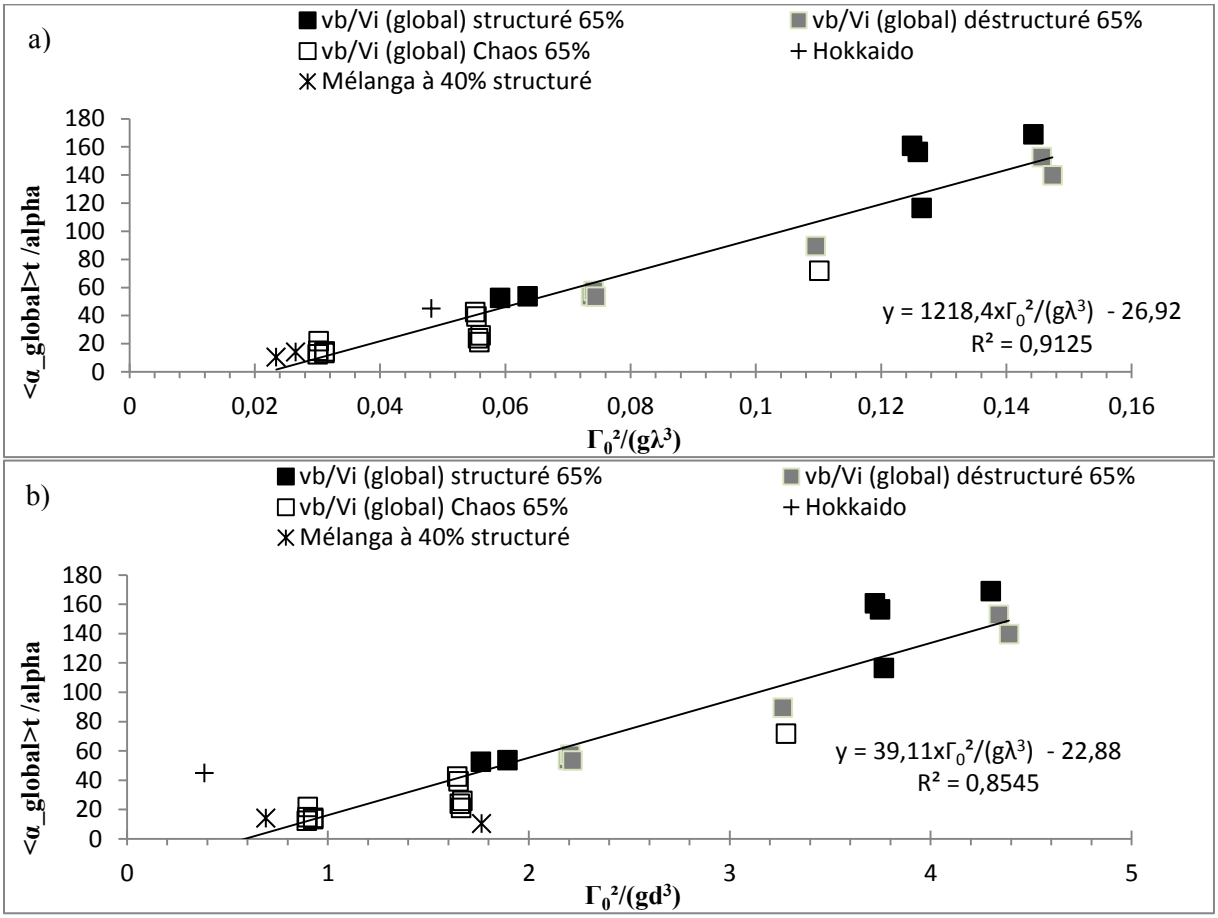


Figure VII-23 : Ratio entre le taux de vide global et la fraction volumétrique du gaz en fonction du Froude qui caractérise les cellules, avec r_{eq} basé sur : a) la longueur d'onde axiale b) la largeur d'entrefer

Figure VII-24, nous avons tracé le taux de vide normalisé par alpha en fonction du paramètre de contrôle de capture ($Fr_{cellules}$) pour les différentes catégories de bulles. Le taux de vide des bulles de milieu d'entrefer, ou cœur de cellules évolue linéairement avec la fraction volumétrique et le Froude de cellule pour l'ensemble des régimes diphasiques du mélange à 65% (Figure VII-24-b), Il évolue avec la même loi pour le régime structuré à 40% et la géométrie d'Hokkaido.

Figure VII-24-a-c montrent les taux de vide pour les bulles en proche paroi des cylindres intérieur et extérieur respectivement. Le paramètre $Fr_{cellules}$ ne permet pas de regrouper correctement les points de fonctionnement, tout particulièrement pour le taux de vide en proche paroi du cylindre intérieur, mais aussi pour le taux de vide en proche paroi du cylindre extérieur.

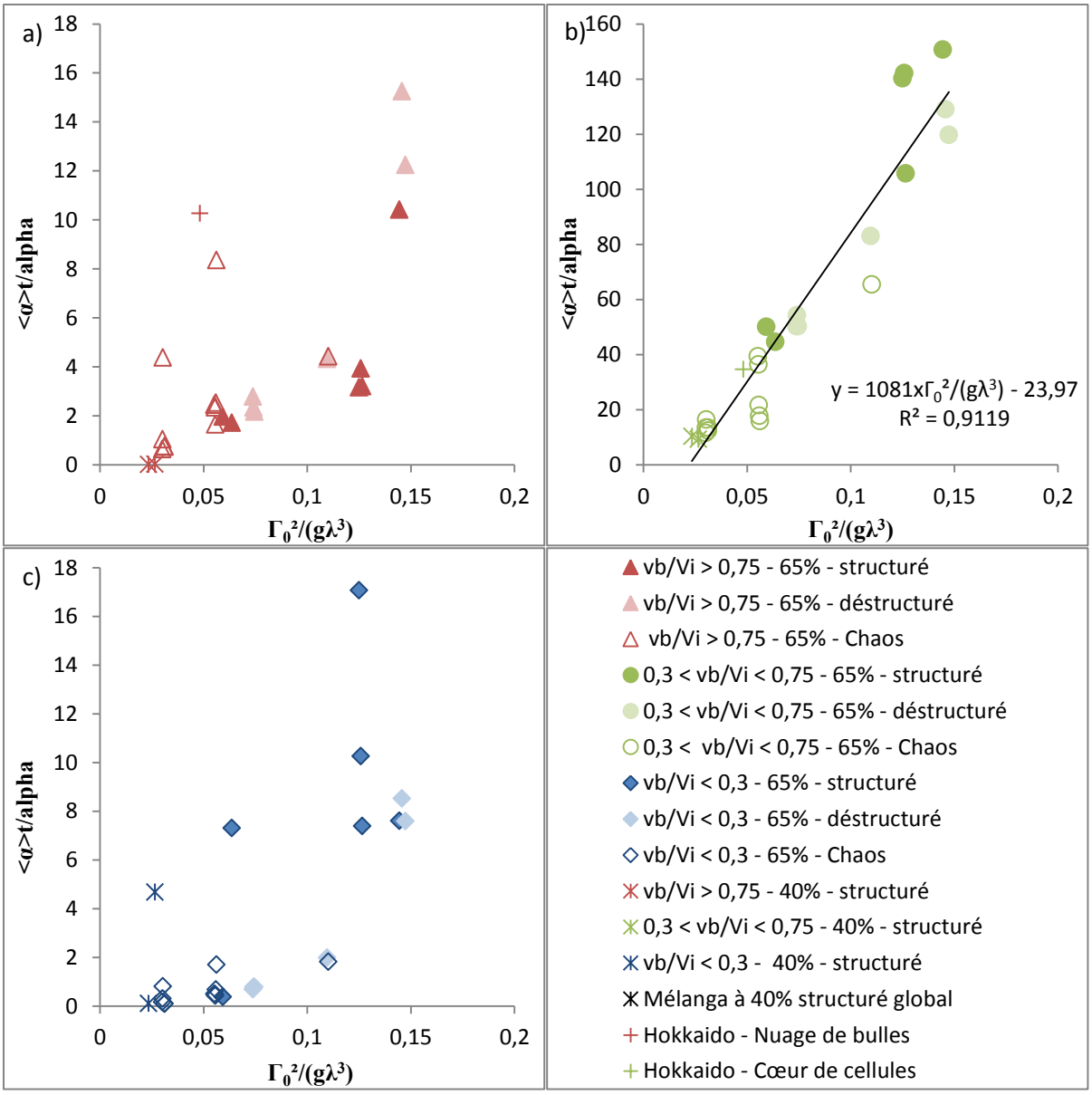


Figure VII-24: Ratio entre le taux de vide par catégories de bulles et la fraction volumétrique du gaz en fonction du Froude qui caractérise les cellules.

La capacité du dispositif à capturer les bulles de diamètre d_b en proche paroi du cylindre intérieur est liée à la force d'inertie due à l'accélération centripète du cylindre intérieur :

$$F_{i_{int}} = \rho \frac{{V_i}^2}{R_i} \frac{\pi \, {d_b}^3}{6} \qquad \text{(VII-13)}$$

Pour une quantité de bulles disponibles dans l'entrefer donnée, le ratio entre cette force d'inertie et la force d'Archimède conditionne la quantité de bulles capturées en proche paroi du cylindre intérieur.

$$Fr^2{}_i = \frac{F_{i_{int}}}{F_a} \approx \frac{{V_i}^2}{g \, R_i} \qquad \text{(VII-14)}$$

Ce paramètre représente aussi un nombre de Froude basé sur la vitesse tangentielle de rotation du cylindre intérieur et le rayon du cylindre intérieur, nous l'appellerons Fr_i pour Froude de rotation du cylindre intérieur.

Sur la Figure VII-25 suivante, on a donc tracé l'évolution du taux de vide global normalisé par alpha en fonction de $\frac{{V_i}^2}{g\,R_i}$ pour les mélanges à 65 et 40% et le point de fonctionnement de la géométrie d'Hokkaido. Sur la Figure VII-26, C'est le taux de vide par catégorie de bulles et normalisé par alpha qui a été tracé en fonction de ce paramètre.

Le paramètre $\frac{{V_i}^2}{g\,R_i}$ ne permet pas de regrouper le taux de vide global et le taux de vide des bulles de cœur de cellules (Figure VII-25et Figure VII-26-b). Par contre pour le taux de vide des bulles proche du cylindre intérieur (Figure VII-26-a), nous obtenons un bon regroupement des points de fonctionnement pour les régimes de coexistences à viscosité équivalente (65% et Hokkaido).

$$\left(\frac{\langle\alpha_i\rangle_t}{alpha}\right)_{\substack{régimes\ de\ coexistence,65\% \\ +Hokkaido}} = 0{,}95 * \frac{{V_i^2}^{2{,}18}}{R_i g} \qquad \text{(VII-15)}$$

Pour le mélange à 40%, à Fr_i équivalent, le taux de vide proche du cylindre intérieur normalisé par alpha est systématiquement inférieur au taux de vide à 65%. On en déduit que Fr_i ne rend pas bien compte des effets visqueux sur le glissement des bulles en proche paroi du cylindre intérieur et leur capture. Pour regrouper les taux de vide en proche paroi des différents mélanges, nous avons également testé $\frac{\langle\alpha\rangle_t}{alpha}$ en fonction de $\frac{{V_i}^2}{{V_b}^2}$, sans succès.

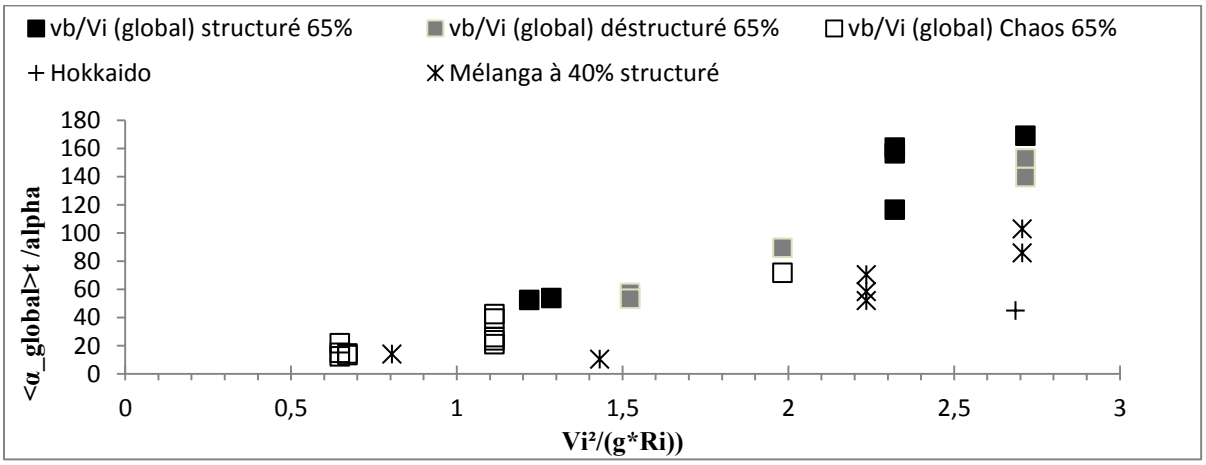


Figure VII-25: Ratio entre le taux de vide global et la fraction volumétrique de gaz en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur

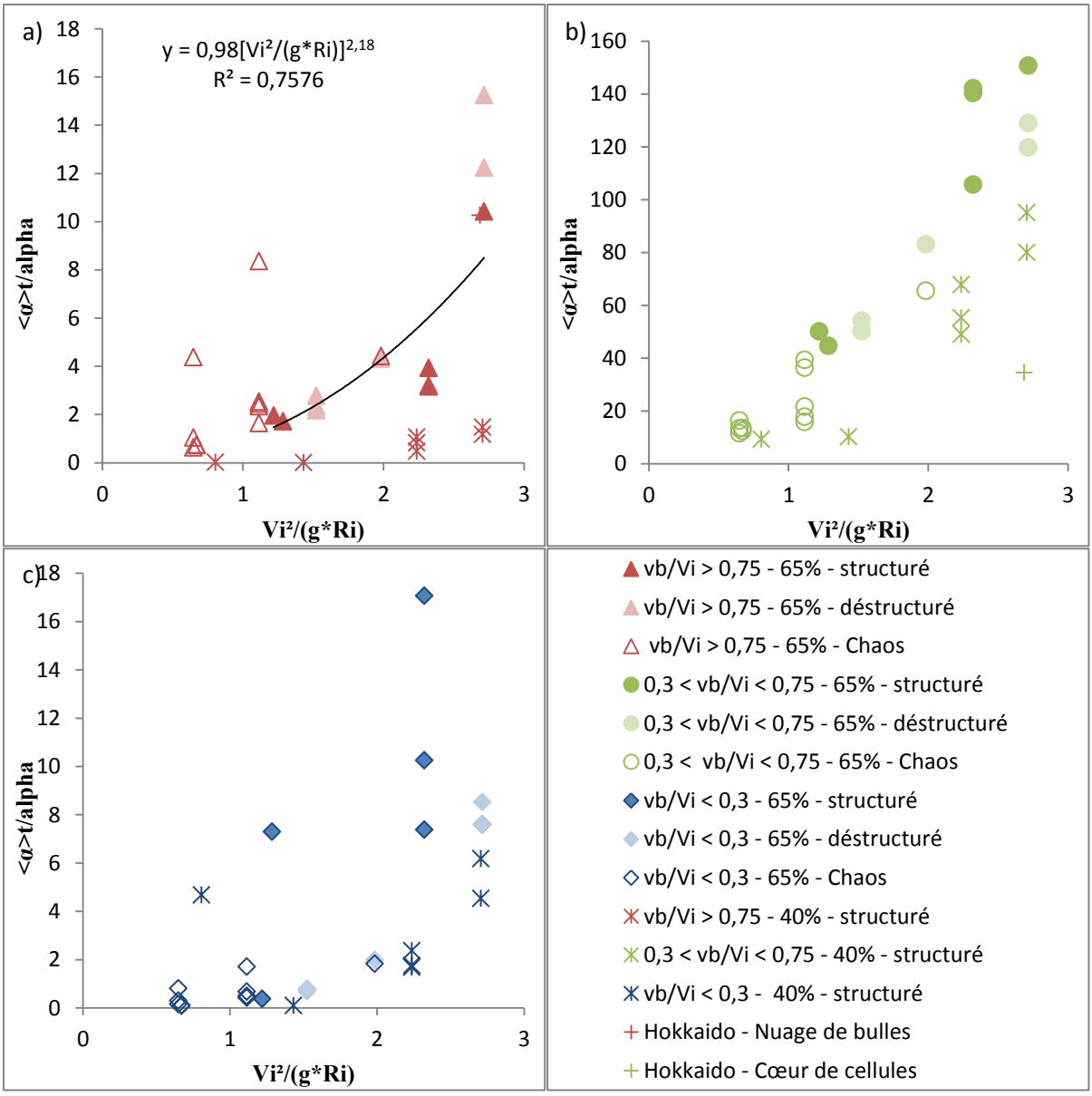


Figure VII-26: Ratio entre le taux de vide par catégories de bulles et la fraction volumétrique de gaz en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur

5-3) Paramètre de contrôle de la vitesse axiale du gaz en moyenne temporelle

Nous nous intéressons maintenant à la vitesse axiale du gaz en moyenne et cherchons des lois de similitude entre les 2 mélanges 40 et 65%. Nous avons vu précédemment que le flux axial f_z évolue linéairement avec le débit pour les régimes de coexistence structurée et déstructurée (Figure VII-6), et nous venons de voir que le paramètre du taux de vide global évolue en fonction du paramètre de Froude de cellule eq.(VII-12).

Nous avons donc :

$$\frac{Q_g}{2\pi R_i d} = J_g \sim \frac{f_z}{2\pi R_i d} = <\alpha_{global}>_t * U_{zg}{}_{global} \sim alpha\ U_{zg}{}_{global}\left(1218\frac{\Gamma_0{}^2}{g\,\lambda^3} - 26{,}9\right) \quad \text{(VII-16)}$$

Avec J_g, la vitesse débitante du gaz dans l'entrefer

Nous allons donc tester la vitesse axiale normalisée par $\frac{J_g}{alpha}$ en fonction du paramètre de contrôle de capture par les cellules $Fr^2{}_{cellule} = \frac{\Gamma_0{}^2}{g\,\lambda^3}$, mais aussi en fonction du Froude $Fr^2{}_i$, caractéristique de la rotation du cylindre intérieur. Plus, le Froude sera faible, plus on s'attend à avoir une vitesse axiale du gaz importante.

Figure VII-27 montre l'év olution de la vitesse axiale ainsi normalisée en fonction du Froude de cellule pour la globalité des bulles. La Figure VII-28 montre la vitesse axiale ainsi normalisée par catégorie de bulles. Nous avons regroupé nos points de fonctionnement de l'IREnav pour les mélanges à 40% et 65%, mais ne disposons pas des mesures de vitesse axiale du gaz dans la configuration d'Hokkaido. Pour le mélange à 65%, la vitesse axiale normalisée évolue linéairement en $\frac{1}{Fr^2{}_{cellule}}$pour les bulles de milieu d'entrefer, pour les bulles proches du cylindre intérieur et la globalité. On a un bon regroupement des points pour les différents régimes diphasiques. Par contre, les deux points du mélange à 40% reportés ici correspondent à du bas Reynolds, avec motif spiral préférentiel, n'obéissent pas à la même loi. On conclut à la validité de ces lois hors motif spiral préférentiel.

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_{global}}{J_g}\right)_{\substack{hors\ régime\ structuré\ à \\ spirale\ préférentielle}} \sim \frac{1{,}57*10^{-3}}{Fr^2{}_{cellule}} + 1{,}14 * 10^{-3} \quad \text{(VII-17)}$$

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_{milieu\ entrefer}}{J_g}\right)_{\substack{hors\ régime\ structuré\ à \\ spirale\ préférentielle}} \sim \frac{1{,}58 * 10^{-3}}{Fr^2{}_{cellule}} + 6{,}34 * 10^{-3} \quad \text{(VII-18)}$$

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_i}{J_g}\right)_{\substack{hors\ régime\ structuré\ à \\ spirale\ préférentielle}} \sim \frac{1{,}62 * 10^{-3}}{Fr^2{}_{cellule}} + 6{,}35 * 10^{-3} \quad \text{(VII-19)}$$

Figure VII-29 montre l'évolution de la vitesse axiale normalisée par $\frac{J_g}{alpha}$ en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur pour la globalité des bulles. La Figure VII-30 montre l'évolution de la vitesse axiale ainsi normalisée par catégorie de bulles. Sur cette figure, on a aussi les points de fonctionnement à 40% haut Reynolds, à motif toroïdal préférentiel.

Le nombre de Froude de rotation du cylindre intérieur permet de mieux regrouper l'ensemble des points de fonctionnement en vitesse axiale du gaz des mélanges à 65 et 40%, en particulier pour les bulles de milieu d'entrefer et la globalité.

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_{global}}{J_g}\right)_{tous\ régimes} \sim \frac{3{,}23 * 10^{-2}}{Fr^2{}_i} + 1{,}01 * 10^{-3} \quad \text{(VII-20)}$$

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_{milieu\ entrefer}}{J_g}\right)_{tous\ régimes} \sim \frac{3{,}29 * 10^{-2}}{Fr^2{}_i} + 7{,}84 * 10^{-5} \quad \text{(VII-21)}$$

Pour les bulles proches du cylindre intérieur, on a un bon regroupement des valeurs de la vitesse axiale, hors points de fonctionnement du régime structuré à motif toroïdal préférentiel. Pour les bulles proches du cylindre intérieur, le régime déstructuré et chaotique.

$$\left(\frac{alpha * U_{zg}{}_i}{J_g}\right)_{\substack{hors\ régime\ structuré \\ toroïdal\ préférentiel}} \sim \frac{3{,}59 * 10^{-2}}{Fr^2{}_i} + 3{,}49 * 10^{-3} \quad \text{(VII-22)}$$

Pour les bulles proches du cylindre extérieur, nous avons une dispersion des valeurs de la vitesse axiale pour un même régime diphasique et entre les mélanges, quel que soit le paramètre de contrôle testé : alpha, $Fr^2{}_{cellule}$, et $Fr^2{}_i$.

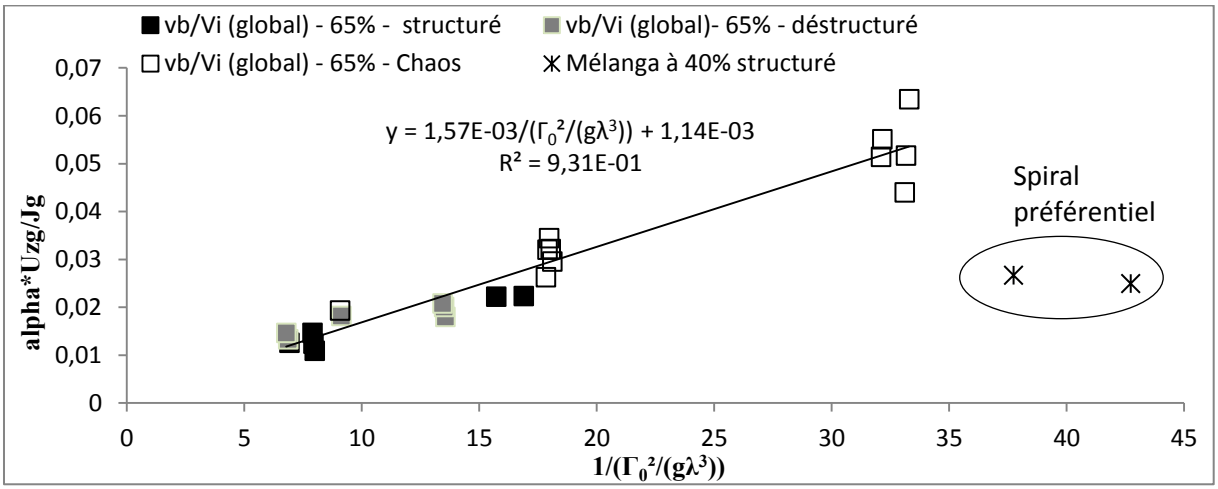


Figure VII-27: Vitesse axiale moyenne globale normalisée en fonction du Froude qui caractérise les cellules

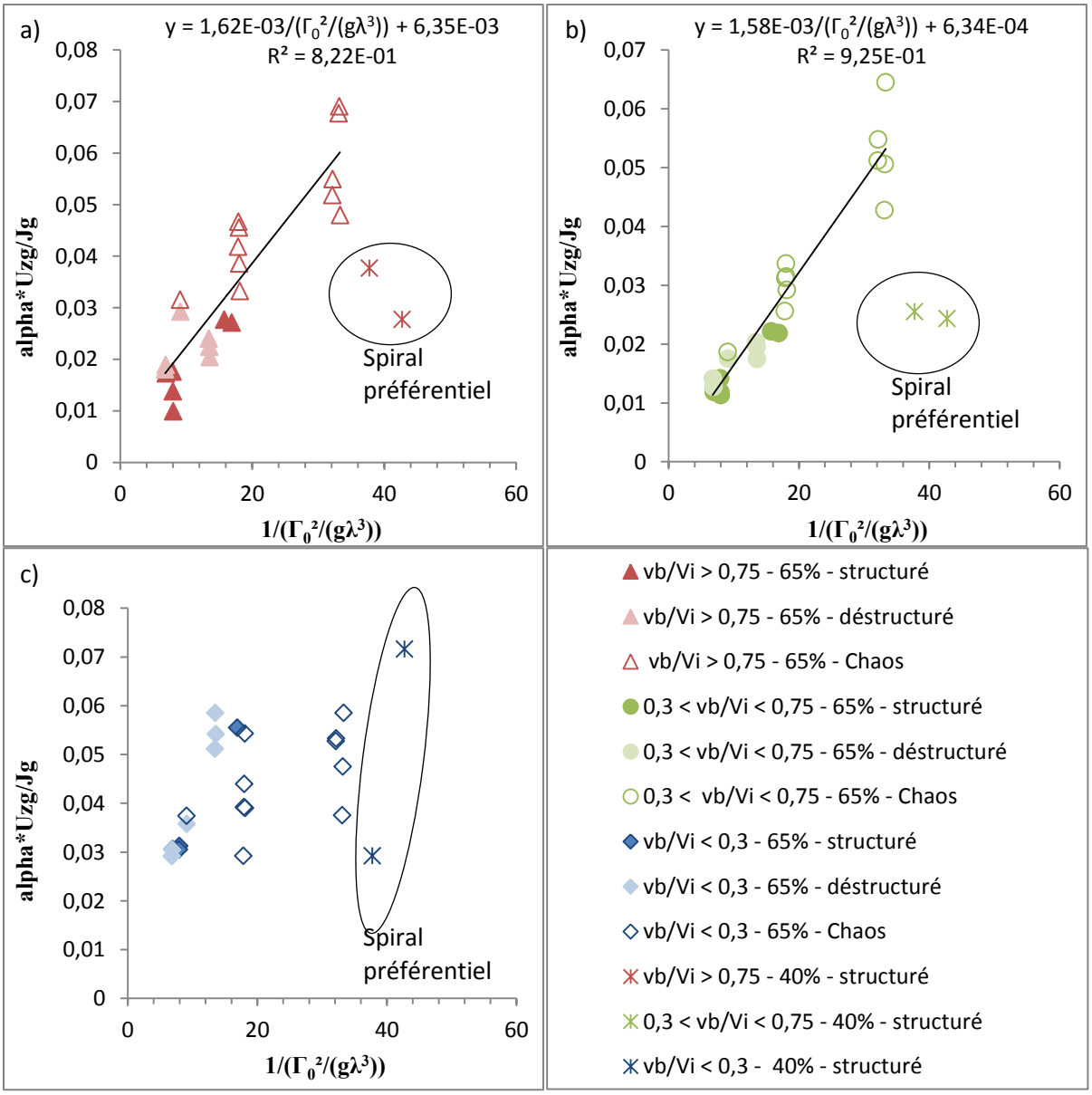


Figure VII-28: Vitesse axiale moyenne par catégorie de bulles normalisée en fonction du Froude qui caractérise les cellules

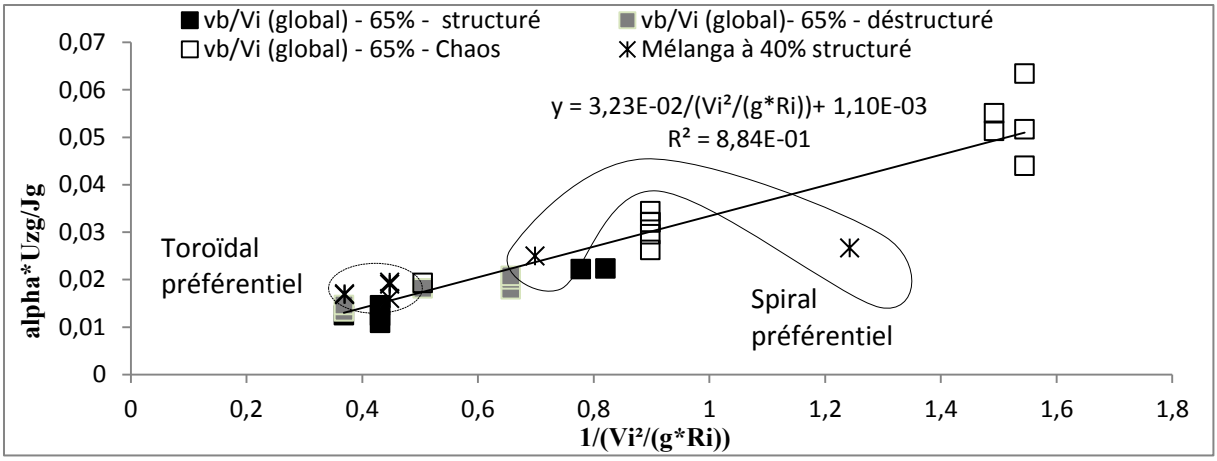


Figure VII-29: Vitesse axiale moyenne globale normalisée en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur

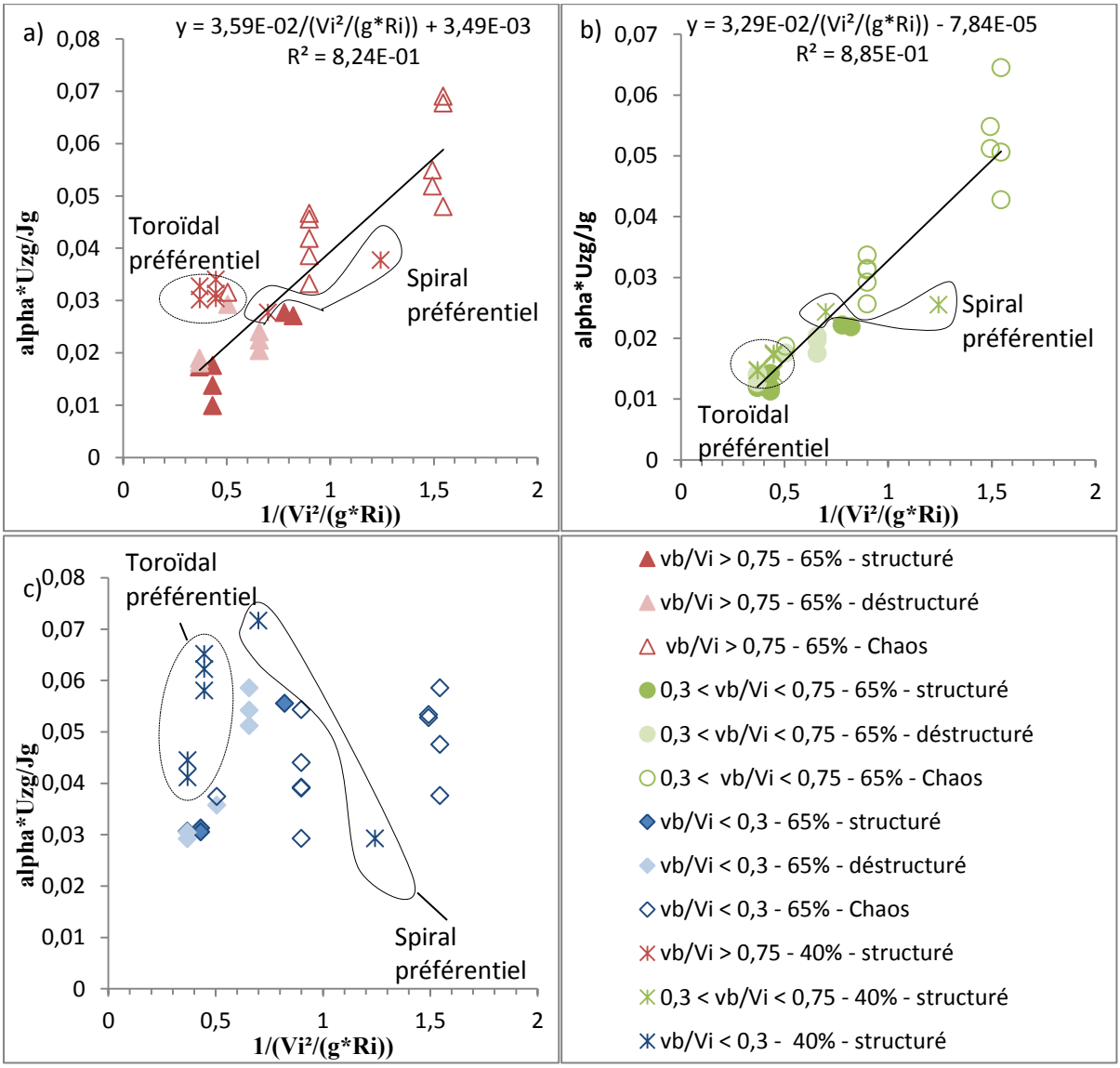


Figure VII-30: Vitesse axiale moyenne par catégorie de bulles normalisée en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur

5-4) Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons caractérisé le taux de vide et les composantes de vitesse axiale et azimutale instantanée et en moyenne temporelle du gaz pour les mélanges à 65% et 40%. La méthode d'analyse des images qui repose sur de la détection de contour, PTV et intercorrélation spatiale, a été développée spécifiquement pour cette étude. Une discrimination sur la vitesse azimutale instantanée des bulles, nous a permis de discriminer leur position radiale. Nous avons étudié 3 catégories de bulles distinctes : bulles proches du cylindre intérieur ou extérieur et bulles de milieu d'entrefer capturées par les cellules. Nos résultats ont permis de montrer l'influence du motif : toroïdal, spiral ou chaotique ainsi que l'influence du nombre de Reynolds, et également l'impact du débit sur le positionnement radial préférentiel des bulles, leur fraction volumique dans l'entrefer et leur vitesse axiale.

Nous avons pu ainsi montrer que les maximas de taux de vide se retrouvent dans les crêtes de l'onde azimutale. Que pour un même régime, le passage d'un motif TOE à un motif spiral entrainé un déplacement des bulles vers le cylindre intérieur.

Egalement, l'augmentation du nombre de Reynolds (revenant à augmenter la participation du motif TOE devant les autres motifs) permet une meilleure capture des bulles, se traduisant par une diminution de leurs vitesses axiales. Sur la vitesse azimutale, on observe une diminution de la vitesse normalisée en cœur de cellule, ce traduisant un éloignement des bulles vers le cylindre extérieur. Pour les bulles détectées en proche paroi du cylindre intérieur, la tendance est inverse, l'augmentation du Reynolds entraîne une augmentation de leurs vitesses azimutales traduisant un rapprochement de ce type de bulles vers le cylindre intérieur.

Nous avons montré que l'augmentation du débit, tend globalement à rapprocher les bulles vers le cylindre intérieur. Et également à augmenter la vitesse axiale globale normalisée.

En régime chaotique, pour notre géométrie, nous avons mis en évidence qu'il existe un débit critique (Qg=400 ml/min) au-delà on a une forte capture du gaz, avec augmentation brutale du taux de croissance du taux de vide avec le débit et diminution de la vitesse axiale du gaz.

Nous avons cherché à trouver les meilleurs paramètres de normalisation et de contrôle du taux de vide, de la vitesse axiale du gaz et de la vitesse ascensionnelle du motif toroïdal permettant de recouper les différentes expériences. Nous avons comparé les deux mélanges étudiés dans notre géométrie et nous avons également pu comparer le taux de vide et la vitesse ascensionnelle du motif à ceux obtenus dans la géométrie d'Hokkaido.

Nous avons montré que la vitesse ascensionnelle du motif toroïdal (ie : la vitesse ascensionnelle des cellules) évolue linéairement avec la fraction volumétrique disponible dans l'entrefer alpha. La fréquence principale du taux de vide instantané (ie : la fréquence principale du motif) normalisée par la vitesse angulaire de rotation évolue en loi logarithmique avec alpha.

Nous avons également mis en évidence que le taux de vide global et le taux de vide des bulles proches du cylindre intérieur, normalisés par alpha, évoluent linéairement avec le carré du Froude caractéristique de la rotation des cellules, avec la même loi pour tous les régimes. Pour les bulles proches du cylindre intérieur, aucun des nombres de Froude caractéristique des cellules ou de la rotation du cylindre intérieur ne permettent d'avoir des lois de similitude du taux de vide normalisé.

La vitesse axiale du gaz normalisée par Jg/alpha évolue comme l'inverse du carré du Froude, caractéristique de la rotation du cylindre intérieur. Ceci est vrai pour les bulles de milieu d'entrefer et lorsqu'on moyenne sur l'ensemble des bulles. Pour les bulles proches du cylindre intérieur, en revanche, on distingue dans le régime structuré les cas de motifs spiral ou toroïdal préférentiel, pour

lesquels c'est soit Froude de cellule, soit Froude de rotation du cylindre intérieur qui conditionne la vitesse axiale respectivement.

VIII. Conclusion générale

Les travaux de recherche qui ont été présentés se situent dans un contexte de réduction du frottement à la paroi par injection de bulles pour les applications navales. Les mécanismes impliqués dans les interactions entre les bulles et le frottement de paroi sont complexes et l'utilisation d'un dispositif de Taylor Couette, avec le cylindre extérieur fixe, permet de les étudier. Les expériences réalisées par Muraï et al., (2005) en écoulement de Taylor Couette avaient permis de montrer que le gain de réduction de frottement est maximum dans un régime de coexistence des motifs toroïdal et spiral, mais les mécanismes physiques associés n'avaient pas été mis en évidence.

L'étude expérimentale que nous avons menée à l'IRENav s'inscrit dans la continuité des travaux effectués par Mehel (2007) et Fokoua (2013) sur le même dispositif. L'objectif de l'étude était de caractériser l'écoulement de Taylor Couette avec injection de bulles dans le régime de coexistence des motifs pour la géométrie de l'IRENav.

Nous avons dans un premier temps amélioré le système existant de l'IRENav, afin d'augmenter sa capacité à injecter des bulles d'air dans l'entrefer. Nous avons augmenté le nombre d'injecteurs (de 1 injecteur dans l'étude de Fokoua, nous sommes passés à 17 injecteurs) en utilisant des douilles micro-percées. La gamme de Reynolds explorée dans cette étude est $[1700 - 5 * 10^4]$. Deux mélanges eau/glycérine différents (65% et 40%) ont été utilisés. Les bulles millimétriques générées par le système d'injection ont une taille de l'ordre de $\cong 0{,}05d$, pour un débit Q_g variant dans la gamme $[30{,}4 - 800\, ml/min]$. Nous avons défini un nouveau paramètre de contrôle de l'écoulement diphasique, qui est la fraction volumétrique d'air disponible dans l'entrefer alpha. Alpha diminue avec l'augmentation du Reynolds, alpha augmente avec l'augmentation du débit. Dans notre étude, la gamme de variation de alpha est [0-0,068].

Deux campagnes de mesure ont été réalisées. Dans une première campagne de mesure, nous nous sommes intéressés à la structuration globale de l'écoulement diphasique et nous avons caractérisé la fraction volumique du gaz et sa cinématique par visualisation haute fréquence dans un plan frontal (θ,z). Dans une deuxième campagne de mesure, nous avons caractérisé la phase liquide. Pour cela, nous avons eu recours à la méthode de Stéréo-PIV nous donnant accès aux trois composantes de vitesse. En simultané avec ces deux campagnes de mesure, nous avons mesuré le couple visqueux exercé sur le cylindre intérieur.

Dans le deuxième chapitre, nous avons rappelé les principales caractéristiques de l'écoulement de Taylor Couette monophasique dans les régimes de transition vers la turbulence et nous avons fait un état de l'art sur l'écoulement de Taylor Couette à bulles.

Dans le troisième chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental utilisé, son instrumentation et les modifications apportées par rapport à la thèse de Fokoua (2013). En particulier, nous avons insisté sur la mise en place du banc optique pour la mesure Stéréo-PIV, car la mise en place de cette technique de mesure a nécessité de nombreuses précautions et du temps.

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus par mesure Stéréo-PIV en monophasique. À partir des cartographies de vitesse instantanées, un programme d'analyse spécifique a été développé qui nous a permis d'identifier les jets, de dissocier les cellules de Taylor contra-rotatives et de les caractériser à chaque instant (taille, vorticité moyenne, circulation). Pour l'analyse statistique temporelle de la turbulence, nous avons également discriminé les contributions respectives du mouvement aléatoire et cohérent à la turbulence. Nous nous sommes intéressés particulièrement au

flux radial de la vitesse angulaire adimensionnel ou nombre de Nusselt local qui représente pour une position radiale donnée, le ratio du couple total (visqueux + turbulent) au couple total en laminaire. En monophasique, le Nusselt local est conservatif dans la direction radiale et représentatif du couple visqueux sur les cylindres. Dans ce chapitre, nous avons validé les mesures Stéréo-PIV en monophasique par comparaison aux mesures de PIV horizontale de Ozaki (2015), PIV verticale de Fokoua (2013), LDV de Mehel (2006) réalisés sur le même dispositif. Nous avons discuté de l'influence du Reynolds en monophasique sur les caractéristiques des cellules, sur le nombre de Nusselt local et sur les vitesses RMS des 3 composantes de vitesse, pour le mouvement aléatoire et le mouvement cohérent.

Dans le cinquième chapitre, nous présentons les résultats obtenus pour la structuration globale de l'écoulement diphasique, ce qui nous a permis de mettre en évidence différents régimes diphasiques. L'écoulement diphasique peut être composé de plusieurs motifs. Nous avons observé des motifs tels que le motif toroïdal avec ou sans vitesse d'élévation, et le motif spiral. Les deux motifs peuvent présenter une ondulation azimutale de période égale à deux fois la période de rotation du cylindre. À partir des visualisations haute fréquence des bulles, nous avons implémenté une méthode d'analyse de défauts basée sur la démodulation complexe des diagrammes spatiotemporels (z,t) de l'intensité lumineuse des bulles. Les défauts correspondant à des dislocations ou des fusions entre les cellules de Taylor. En fonction du paramètre alpha, nous avons pu ainsi mettre en évidence une succession de régimes diphasiques dans la transition du chaos de défauts vers le chaos de défauts développé. Les transitions entre ces régimes sont définies grâce aux évolutions des caractéristiques spatio-temporelles des défauts comme le nombre de défauts, la longueur et le temps de corrélation, la vitesse de diffusion, ou la fraction temporelle, …:

- Pour les faibles valeurs de alpha, on a un régime de **coexistence** (entre motifs) **structuré**, où le nombre de défauts est faible, et dont les défauts successifs, ponctuels, ne sont pas indépendants les uns des autres, mais corrélés. Dans ce régime, les motifs qui peuvent coexister sont les motifs toroïdal et spiral.

- Pour les valeurs de alpha au-delà d'une valeur critique de $alpha_{CDI}$ = 0,005%, on a un régime de **coexistence déstructurée** ou chaos de défauts intermittents, où l'on a présence de bouffées de défauts intermittentes (séquences chaotiques), décorrélées et caractérisées par une vitesse de diffusion axiale égale à la vitesse terminale des bulles. Dans ce régime, les motifs qui peuvent coexister sont les motifs toroïdaux purs uniquement. Les séquences chaotiques correspondent à une compétition continue entre motif toroïdal et motif en spiral, le motif en spiral ne réussissant pas à s'établir, car la longueur d'onde axiale y est trop faible. Pour ce régime, la valeur critique de alpha a été déterminée lorsque le temps et la longueur de corrélation sont inférieurs à la période spatiotemporelle et la fraction temporelle cumulée des séquences chaotiques y est supérieure à 50%.

- Pour les valeurs de alpha au-delà d'une valeur critique de 0,01%, on observe un régime de **chaos de défauts développé**, l'écoulement est alors pleinement chaotique, aucun motif n'est identifiable, la transition à ce régime a été identifiée lorsque la longueur axiale de corrélation est du même de grandeur que la longueur moyenne séparant deux défauts consécutifs. Ceci est en accord avec la théorie de la transition vers la turbulence développée à partir du chaos de défauts (Coullet et al 1992).

Les caractéristiques spatio-temporelles du régime du chaos des défauts (régimes de coexistence structurée et coexistence déstructurée) ont été décrites et comparées à celles obtenues dans la théorie

des équations universelles de Ginzburg-Landau (Egolf & Greenside, 1995; et Shraiman et al., 1992) et dans d'autres écoulements monophasiques (Cros & Le Gal 2004; et Latrache et al., 2016).

Le sixième chapitre présente l'ensemble des résultats pour le champ de vitesse du liquide obtenu à partir des mesures S-PIV en diphasique pour les régimes de coexistence structurée et déstructurée. En diphasique, les cellules subissant un déplacement axial sous l'effet de l'onde azimutale et sous l'effet de l'élévation du motif, il a été nécessaire, pour pouvoir faire l'analyse statistique, de suivre le déplacement des jets et recaler la position des cellules. Nous avons discuté des caractéristiques en moyenne temporelle des cellules, du Nusselt local et du Nusselt global en diphasique, de l'influence du motif, du Reynolds et du débit d'injection d'air. Dans notre géométrie, nous avons pu mettre en évidence trois mécanismes en compétition qui interagissent avec le frottement:

- La pseudo-turbulence induite par le sillage des bulles contribuant à augmenter le frottement turbulent du mouvement aléatoire, effet amplifié si les bulles sont moins bien capturées avec une vitesse de glissement plus grande et/ou capturées en plus grand nombre. La pseudo-turbulence est maximale pour une séquence chaotique, minimale pour une séquence de motif toroïdal, intermédiaire pour une séquence de motif en spiral.

- Le cisaillement turbulent dans les jets contribuant à augmenter le frottement turbulent du mouvement cohérent. Il est maximum pour une séquence de motif toroïdal, minimum pour une séquence chaotique, intermédiaire pour une séquence de motif en spiral. Le passage du régime structuré au régime déstructuré contribue à l'augmenter fortement du côté du cylindre intérieur, cela par un renforcement du jet outflow et une diminution du jet inflow.

- La relaxation du gradient de vitesse azimutale en proche paroi du cylindre intérieur contribuant à réduire le frottement visqueux. Ce mécanisme est activé avec le renforcement du jet outflow à la transition du régime de coexistence structuré au régime de coexistence déstructuré.

Notre configuration à entrefer mince est favorable à l'augmentation du couple visqueux sur le cylindre intérieur. Nous avons un gain de Nusselt par rapport à l'écoulement monophasique positif. Nous avons montré que le Nusselt global et le Nusselt local sont maximum pour le motif toroïdal, minimum pour une séquence chaotique et intermédiaires pour le motif en spiral. Une augmentation du Reynolds induit une augmentation des nombres de Nusselt local et global, et une diminution du gain de Nusselt. Une augmentation du débit d'air injecté induit une augmentation du gain de Nusselt dans le régime structuré et une diminution du gain de Nusselt dans le régime déstructuré.

Le dernier chapitre rassemble les résultats sur les caractéristiques de la phase dispersée. Nous avons développé une méthode d'analyse spécifique des images haute résolution spatiale des bulles associant identification des contours pour le taux de vide, méthode PTV et intercorrélation spatiale pour la détermination des vitesses azimutales et longitudinales des structures gazeuses (bulles ou amas). À partir de leur vitesse azimutale instantanée, nous avons discriminé trois catégories de bulles (bulles proches du cylindre intérieur, bulles de milieu d'entrefer préférentiellement capturées par les cellules, bulles proches du cylindre extérieur).

Pour la géométrie d'entrefer de l'IRENav, on a une capture préférentielle des bulles dans les cellules. Les bulles capturées par les cellules sont responsables de l'onde azimutale et la fréquence de l'onde est calée sur leur vitesse azimutale. Le taux de vide des bulles de milieu d'entrefer est maximal pour le motif toroïdal, minimal pour le motif spiral, intermédiaire pour les séquences chaotiques. La vitesse axiale du gaz, pour les bulles proches du cylindre intérieur, est plus importante que pour les autres catégories de bulles. Le taux de vide caractéristique des bulles proche du cylindre intérieur est

maximal pour le motif en spiral, minimal pour le motif toroïdal et intermédiaire pour les séquences chaotiques. L'augmentation du nombre de Reynolds tend à favoriser la capture des bulles dans les cellules, augmenter le taux de vide des bulles de milieu d'entrefer et diminuer leur vitesse axiale. La vitesse azimutale et la vitesse axiale du gaz augmentent avec le débit d'air jusqu'à un débit critique au-delà duquel, pour le régime de chaos développé, on a un taux de croissance très important du taux de vide avec le débit. A la transition du régime de coexistence structuré au régime de coexistence déstructuré, la contribution relative des bulles proches du cylindre intérieur au taux de vide global surpasse la contribution relative des bulles proches du cylindre extérieur, ce qui peut expliquer la dissymétrie des jets outflow/inflow observée à cette transition.

Nous avons testé les paramètres adimensionnels susceptibles de contrôler la distribution de la phase gazeuse et sa cinématique. Nous avons pu mettre en évidence différentes lois de similitude qui permettent de regrouper les différents mélanges et différentes géométries. Pour cela, quelques essais ont été réalisés sur le dispositif expérimental d'Hokkaido. Nous avons montré que le paramètre alpha contrôle par une loi linéaire la vitesse ascensionnelle du motif toroïdal normalisée par la vitesse du cylindre intérieur, en régime de coexistence structuré. Alpha contrôle aussi par une loi logarithmique la fréquence de l'onde azimutale et la vitesse azimutale du gaz. Le taux de vide global et le taux de vide des bulles de milieu d'entrefer normalisés par la fraction volumétrique alpha suivent une loi linéaire en fonction du Froude de rotation de cellule. Le taux de vide des bulles proches du cylindre intérieur normalisé par alpha suit une loi polynomiale en fonction du Froude de rotation du cylindre intérieur. La vitesse axiale du gaz normalisé par la vitesse de gaz débitante évolue linéairement avec alpha et évolue en 1/Froude au carré. Ces lois permettent de prédire la vitesse axiale du gaz et son taux de vide réel dans l'entrefer pour différentes géométries et pour des gammes de Reynolds compatibles avec notre étude, mais elles présupposent de connaître la circulation des cellules attendue en monophasique.

Notre approche est basée sur un entrefer mince avec une faible courbure. Contrairement à la géométrie des dispositifs de Taylor Couette à bulles des universités d'Hokkaido ou de Twente, la configuration géométrique étudiée est favorable à l'augmentation du frottement de paroi en diphasique, par capture préférentielle des bulles dans les cellules, associée à une diminution de la longueur d'onde et donc une augmentation du nombre de jets impactant la paroi. Mais elle a permis de discuter des différents mécanismes de modification du frottement de paroi par les bulles et de l'influence du débit, du Reynolds et du motif diphasique sur ces mécanismes. De manière générale, une organisation de la phase gazeuse, sous la forme d'un motif en spiral, permet d'évacuer un maximum de flux axial des bulles en proche paroi du cylindre intérieur et de ce fait réduit le frottement de paroi par rapport à une organisation de la phase gazeuse sous forme de tores dans les cellules. La spiral se comporte comme une onde transverse vis-à-vis de l'écoulement orthoradial et favorise de ce fait aussi, la réduction frottement de paroi. Cependant la configuration géométrique actuelle de l'IRENav favorise le motif toroïdal au profit du motif spiral.

Il serait intéressant dans une prochaine étude de faire varier la géométrie du système de Taylor Couette de l'IRENav (largeur d'entrefer plus grande), pour mettre en œuvre les techniques expérimentales développées dans le cadre de ce travail sur une configuration favorable à de la capture préférentielle de bulles proche du cylindre intérieur, associée à un motif spiral prépondérant et une augmentation de longueur d'onde.

Il serait également intéressant de continuer à explorer les comportements des différents motifs et régimes pour différents mélanges dans les mêmes gammes de Reynolds. En effet, le choix du mélange

a été imposé pour couvrir la gamme de Reynolds, relativement large, que nous nous étions imposée, et les deux mélanges utilisés correspondent à deux gammes de Reynolds différentes.

En particulier, il serait également intéressant d'élargir la gamme des Reynolds de l'étude aux Reynolds plus faibles, et mettre en œuvre les techniques expérimentales développées pour les régimes de non-capture des bulles, plutôt favorable à de la réduction de frottement. Il serait également intéressant d'étendre les mesures de couple et de Stéréo-PIV au régime de chaos développé, et de regarder si une déstructuration importante de l'écoulement engendre un gain de réduction de frottement pour notre géométrie.

Dans le dispositif de Taylor Couette de l'IRENav, les injecteurs micropercés utilisés nous imposent une injection continue, ne permettant pas une mise en rotation en écoulement monophasique, suivie d'une injection de bulles. Ainsi, la longueur d'onde est imposée en diphasique dès la 1ère instabilité et la hauteur du dispositif contraint à l'établissement d'une longueur d'onde en diphasique plus faible qu'en monophasique, ce qui favorise aussi la circulation des cellules, la capture des bulles par les cellules et l'augmentation du frottement de paroi. Il serait donc intéressant de modifier le système d'injection pour permettre une mise en rotation en monophasique du dispositif jusqu'à atteinte du Reynolds désiré. Nous pourrions aussi faire varier la taille des injecteurs et mener une étude similaire, avec des bulles déformables.

La base de données expérimentale obtenue dans le cadre de ce travail peut être mise à disposition pour des études numériques. En particulier, elle constitue à notre connaissance la 1ère base de données en écoulement de Taylor Couette à bulles qui comprend les statistiques des 3 composantes de vitesse de la phase liquide.

Bibliographie

V. S. Afraimovich and L. A. Bunimovich, 1995, 'Density of defects and spatial entropy in extended systems', *Physica* D 80, 277

C. D. Andeeck, S. S. Lieu, H. L. Swonney, 1986, 'Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders', *J. Fluid. Mech.,* vol. 164, pp. 15S183

A. Barcilon, J. Brindley, M. Lessen & F. Mobbs, 1979, 'Marginal instability in Taylor-Couette flows at a very high Taylor number', *J. Fluid Mech.*, vol. 94, p. 453-463

M. Bilson and K. Bremhorst, 2007, 'Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow', *J. Fluid. Mech.*, 579:227-270

A. Bouabdallah, 1980, 'Transitions par évolution spectrale et phénomènes d'interactions instabilités-turbulence*, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine*

H. J. Brauckmann and B. Eckhardt, 2013, 'Direct numerical simulations of local and global torque in Taylor-Couette flow up to Re=30000'*, J. Fluid Mech.* 718, 398-427

L. Brusch, M. G. Zimmermann, M. van Hecke, M. Bar, and A. Torcini, 2000, 'Modulated Amplitude Waves and the Transition from Phase to Defect Chaos', *Phys. Rev. Lett.* 85, 86

S. Ceccio, 2010, 'Friction drag reduction of external flows with bubble and gas injection', *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 42, p. 183-203

H. Chaté, 1994, 'Spatiotemporal intermittency regimes of the one dimensional complex Ginzburg-Landau equation', *Nonlinearity* 7, 185

A. Chouippe, 2012, 'Etude numérique de la réduction de traînée par injection de bulles en écoulement de Taylor-Couette', Thèse de Doctorat, Institut Polytechnique de Toulouse

A. Chouippe, E. Climent, D. Legendre and C. Gabillet, 2014, 'Numerical simulation of bubble dispersion in turbulent Taylor-Couette flow', *Physics of Fluids,* Vol. 26, n°4, p.043304:1-22

E. Climent, M. Simonnet and J. Magnaudet, 2007, 'Preferential accumulation of bubbles in Couette-Taylor flow patterns', *Physics of Fluids*, vol. 19, n°083301

G. Cognet, 1984, 'Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Couette-Taylor entre cylindres coaxiaux', *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, Numéro spécial 7-44

D. Coles, 1965, 'Transition in circular Couette flow', *J. Fluid Mech.*, vol. 21, P. 385-425

P. Coullet, L. Gil, and J. Lega, 1989, Defect-Mediated Turbulence', *Phys. Rev. Lett.* 62, 1619

A. Cros and P. Le Gal, 2004, 'Defect turbulence in a spiral wave pattern in the torsional Couette flow, *Phys. Rev.* E 70, 016309

D. Dherbecourt, 2015, 'Influence d'une phase dispersée sur le mélange dans l'écoulement de Taylor-Couette', *Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse*

H. Djeridi, C. Gabillet & J. Y. Billard, 2004, 'Two-phase Couette-Taylor flow : arrangement of dispersed phase and effects on the flow structures', *Physics of Fluids*, vol.16, p. 128-139

S. Dong, 2007, 'Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow', *J. Fluid Mech.*, 587:373-393

P.G. Drazin, W.H. Reid, 1981, 'Hydrodynamic stability', *Cambridge University Press*

C. S. Dutcher & S. J. Muller, *2007,* 'Explicit analytic formulas for Newtonian Taylor–Couette primary instabilities', *Phys. Rev.* E 75, 047301

D. A. Egolf and H. S. Greenside, 1995, 'Characterization of the Transition from Defect- to Phase-Turbulence', *Phys. Rev. Lett.* 74, 1751

A. B. Ezersky, N. Abcha, and I. Mutabazi, 2010, 'The structure of spatio-temporal defects in a spiral pattern in the Couette-Taylor flow', *Phys. Lett.* A 374, 3297

J. F. Favé, 1999, 'Analyse des effets d'une phase dispersée par cavitation ou ventilation sur les structures de l'écoulement de Taylor-Couette', *Thèse de Doctorat, Institut de Recherche de l'Ecole Navale*

A. Ferrante & S. Elgobashi, 2004, 'On the physical mechanisms of drag reduction in a spatially-developing turbulent boundary layer laden with microbubbles', J. *Fluid Mech.*, vol. 503, p.345-355

G. N. Fokoua, 2013, 'Etude expérimentale de la réduction de traînée par injection de bulles', *Thèse de Doctorat, Institut de Recherche de l'Ecole Navale*

G. N. Fokoua, C. Gabillet,A. Aubert,C. Colin, 2015, 'Effect of bubbles arrangement on the viscous torque in bubbly Taylor-Couette flow', *Phys. Fluids* 27:034105-1–034105-34

G. N Fokoua, C. Gabillet, B. Van Ruymbeke, T. Ozaki, N. Latrache, C. Colin, Y. Tasaka and Y. Muraï, 2015, 'Bubble induced modifications of the Taylor vortices', *19°ITCW*

X. Gao, B. Kong, R. D. Vigil, 2015,'CFD investigation of bubble effects on Taylor–Couette flow patterns in the weakly turbulent vortex regime', *Chem. Eng. J.* Vol 270, 15 June 2015,pp 508-518

G. Goren, I. Porcaccia, S. Rasenat and V. Steinberg, 1989,'Interactions and Dynamics of Topological Defects: Theory and Experiments Near the Onset of Weak Turbulence', *Phys. Rev. Lett.* 63, 1237

B. Jacob, A. Olivieri, M. Miozzi, E. F. Campana, and R. Piva, 2010, "Drag reduction by microbubbles in a turbulent boundary layer", *Phys. Fluids* 22, 115104

K. Kataoba, 1986, 'Taylor vortices and instabilities in circular Couette flow', *Encyclopedia of Fluid Machanics*, vol. 7, Chap 9, Ed. Cheremisinoff, (Gulf Houston)

D. D. Kosambi, 1943, 'Statistics in function space', *J. Ind. Math. Soc.* pp.76–88

A. Kudrolli and J. P. Gollub, 1996, Localized spatio-temporal chaos in surface waves', *Phys. Rev.* E 54, R1052

I. Kumagai, N. Nakamura, Y. Muraï, Y. Tasaka and Y. Takeda, 2010, 'A New Power-saving Device for Air Bubble Generation: Hydrofoil Air Pump for Ship Drag Reduction', *International Conference on Ship Drag Reduction*

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

N. Latrache, i. Abcha, O. Crumeyrolle, and I. Mutabazi, 2016, 'Defect-mediated turbulence in ribbons of viscoelastic Taylor-Couette flow', *Phys. Rev.* E 93, 043126

T. Maxworthy, C. Gnamn, M. Kürten & F. Durst, 1996, 'Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids', *J. Fluid Mech*, vol. 321, p. 421-441

A. Mehel, 2006, ‘Etude expérimentale d’un écoulement diphasique de Taylor-Couette, Thèse de Doctorat, Université de Nantes

A. Mehel, C. Gabillet & H. Djeridi, 2007, ‘Analysis of the flow pattern modifications in a bubbly Couette-Taylor flow’, *Physics of Fluids*, vol. 19, n°118101

Y. Muraï, H. Oiwa & Y. Takeda, 2005, ‘Bubble behavior in a vertical Taylor-Couette flow’, *J. Phys : Conf. Ser.* vol. 14, p. 143-156

Y. Muraï, H. Oiwa & Y. Takeda, 2008, ‘Frictional drag reduction in bubbly Taylor-Couette flow’, *Physics of Fluids*, vol. 20, n° 034101

L. Nana, A. B. Ezersky, and I. Mutabazi, 2009, 'Secondary structures in a one-dimensional complex Ginzburg-Landau equation with homogeneous boundary conditions’, *Proc. R. Soc. A* 465, 2251

M. Nemri, E. Climent, S. Charton, J. Lanoe, D. Ode, 2013, 'Experimental and numerical investigation on mixing and axial dispersion in Taylor–Couette flow patterns', *Chem. Eng. Res. Des.* 91, 2346–2354.

R. Ostilla, R. J. A. M. Stevens, S. Grossmann, R. Verzicco and D. Lohse, 2013, 'Optimal Taylor–Couette flow: direct numerical simulations', *J. Fluid Mech.* 719, 14–46

T. Ozaki, 2015, 'Study on drag modification induced by bubbles in Taylor-Couette flow', *Master Thesis, Laboratory for flow Control, Hokkaido University*

I. Rehberg, S. Rasenat, and V. Steinberg, 1989, 'Traveling Waves and Defect-Initiated Turbulence in Electroconvecting Nematics', *Phys. Rev. Lett.* 62, 756

B. J. Rosenberg, T. van Buren, K. F. Matthew, and A. J. Smits, 'Turbulent drag reduction over air- and liquid- impregnated surfaces', *Phys. Fluids* 28, 015103

I. Shani, G. Cohen, and J. Fineberg, 2010, 'Localized Instability on the Route to Disorder in Faraday Waves, *Phys. Rev. Lett.* 104, 184507

B. Shraiman, A. Pumir, W. Van Saarloos, P. Hohenberg, H. Chaté, and M. Holen, 1992, 'Spatiotemporal chaos in the onedimensional complex Ginzburg-Landau equation', *Physica* D 57, 241

L. Sirovich, 1987, 'Turbulence and the dynamics of coherent structures', *Quart. Appl. Math.* 45(3):561-571

V. Spandan, R. Ostilla-Monico, R. Verzicco and D. Lohse, 2016, 'Drag reduction in numerical two-phase Taylor-Couette turbulence using an Euler-Lagrange approach', *J. Fluid Mech.* Vol. 79, pp. 411-435

S. Srinivasan, J. A. Kleingartner, J. B. Gilbert, A. J.B. Milne, R. E. Cohen and G. H. McKinley, 2014,'Sustainable Drag Reduction in Turbulent Taylor-Couette Flows by Depositing Sprayable Superhydrophobic Surfaces', *Phys. Rev. Lett.* 114, 014501

K. Sugiyama, E. Calzavarini and D. Lohse, 2008, ‘Microbubble drag reduction in Taylor-Couette flow in the wavy vortex regime’, *J. Fluid Mech.*, vol. 608, p. 21-41

T. H. Van den Berg, S. Luther, D. P. Lathrop and D. Lohse, 2005, ‘Drag reduction in bubbly Taylor-Couette turbulence’, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, n°04450

T. H. Van den Berg, D. P. M. Van Gils, D. P. Lathrop and D. Lohse, 2007, ‘Bubbly turbulent drag reduction is a boundary layer effect’, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, n°084501

D. P. M. van Gils, G. W. Bruggert, D. P. Lathrop, C. Sun, and D. Lohse, 2011a, 'The Twente turbulent Taylor–Couette (T3C) facility: strongly turbulent (multi-phase) flow between independently rotating cylinders', *Rev. Sci. Instrum.* 82, 25105

D. P. M. van Gils, D. N. Guzman, C. Sun, D. Lohse, 2013, 'The importance of bubble deformability for strong drag reduction in bubbly turbulent Taylor Couette flow', *J. Fluid Mech.* vol. 722, pp. 317 347.

M. van Hecke, C. Storm, and W. van Saarloos, Sources, 1999, 'sinks and wavenumber selection in coupled CGL equations and experimental implications for counter-propagating wave systems', *Physica* D 134

B. van Ruymbeke, Y. Muraï, Y. Tasaka, Y. Oishi, C. gabillet, C. Colin, N. Latrache4, T. Ozaki, 2015, 'Mechanisms of toroidal - spiral transitions in Taylor-Couette system with spherical bubbles injection', *19°ITCW*

B. van Ruymbeke, Y. MuraÏ, Yuji. Tasaka, Y. Oishi, C. Gabillet, C. Colin and N. Latrache, 2016, 'Quantitative visualization of swirl and cloud bubbles in Taylor–Couette flow', *J. Vis.* (2017) 20:349–358

B. van Ruymbeke, C. Gabillet, N. Latrache and C. Colin, 2017, 'Bubble dynamics and defects analysis in a bubbly Taylor-Couette', *workshop, Transition, contrôle and Turbulent in bubbly flows, IFMT Toulouse*

R. A. Verschoof, R. C.A. van der Veen, C. Sun and D. Lohse, 2016, 'Bubble drag reduction requires large bubbles', *Phys. Rev. Lett.* 117, 104502

R. A. Verschoof, D.Bakhuis, P. A. Bullee, Sa. G. Huisman, C. Sun and D. Lohse, 2018, 'Air cavities at the inner cylinder of turbulent Taylor-Couette flow', *International Journal of Multiphase Flow*. 10.1016

T. Watamura, Y. Tasaka and Y. Muraï, 2013, 'Intensified and attenuated waves in a microbubble Taylor-Couette flow', *Physics of Fluids*, vol. 25, n° 054107

S. T. Wereley and R. M. Lueptow, 1999, 'Velocity field for Taylor-Couette flow with an axial flow', *Phys. of Fluids*, vol. 11, n°12

S. T. Wereley and R. M. Lueptow, 1999, 'Velocity field for Taylor-Couette flow with an axial flow', *Phys. Fluids*, vol. 11, n°12

K. Yoshida, Y. Tasaka, Y. Muraï and Y. Takeda, 2009, 'Mode transition in bubbly Taylor-Couette flow measured by PTV', *J. Phys*. : Conf. Ser. vol. 147, n°012013

Annexe.A : SPIV. Coefficient de calibration S-PIV _____ *2*

Annexe.B : Essais PIV en plan horizontal dans un écoulement de Taylor Couette _____ *6*

Annexe.C : SPIV. Fractions temporelles des différents motifs dans la fenêtre de mesure _ *11*

Annexe.D : SPIV. : Influence des motifs sur les profils radiaux pour un régime déstructuré 13

Annexe.E : SPIV. Influence du Reynolds sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par séquence de motifs ____ *17*

Annexe.F : SPIV. Influence du Reynolds sur les profils radiaux pour un régime déstructuré 22

Annexe.G : SPIV. Sensibilité des caractéristiques des cellules au paramètre alpha _____ *25*

Annexe.H : SPIV. Influence du alpha sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par débit et par séquence de motifs _____ *28*

Annexe.I : SPIV. Sensibilité au débit d'air du Nusselt global, du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer $Nu_{\omega c}$ *et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur* Nu_{ω_max} *et des gains* _____ *37*

*Annexe.J : SPIV. Sensibilité des Nusselt global et local au paramètre alpha*_____ *40*

Annexe.K : Publication Bruno van Ruymbeke et al., 2016 _____ *42*

Annexe A

Annexe.A : SPIV. Coefficient de calibration S-PIV

Dans cette annexe, les coefficients permettant de calculer les trois composantes de la vitesse à partir de la mire de calibration sont résumés. Le logiciel DynamicStudio fournit plusieurs informations :

- deux modèles de calcul des coefficients de calibration :
    - Direct Linear Transform (DLT), ce modèle simplifié ne décrit pas les phénomènes non linéaires de distorsions optiques.
    - 3'rd order polynomial, sera utilisé dans la campagne de mesure SPIV sur le Taylor Couette, il permet de prendre en compte les distorsions optiques liées aux différentes interfaces et à la courbure du système.
- Les différents coefficients A et B de la 3rd order polynomial méthode.
- L'erreur de reprojection, correspondant à la dispersion moyenne des centres de gravité détectés par le logiciel et des centres de gravité projetés par le calcul de la 3'rd order polynomial méthode. Le nombre de points détecté sur la mire de calibration pour chaque position X.

Nous rappelons que la méthode permet de transformer un point objet dans le plan physique de coordonnées (X,Y,Z) en point-image sur le capteur (x,z) par la formulation suivante :

$$
\begin{aligned}
x^{(i)} = {} & A^{(i)}{}_{000} \\
& + A^{(i)}{}_{100}.X \quad + A^{(i)}{}_{010}.Y \quad + A^{(i)}{}_{001}.Z \\
& + A^{(i)}{}_{011}.YZ \quad + A^{(i)}{}_{110}.XY \quad + A^{(i)}{}_{101}.XZ \\
& + A^{(i)}{}_{200}.X^2 \quad + A^{(i)}{}_{020}.Y^2 \quad + A^{(i)}{}_{002}.Z^2 \\
& + A^{(i)}{}_{030}.Y^3 \quad + A^{(i)}{}_{021}.Y^2Z \quad + A^{(i)}{}_{120}.XY^2 \\
& + A^{(i)}{}_{003}.Z^3 \quad + A^{(i)}{}_{012}.YZ^2 \quad + A^{(i)}{}_{102}.XZ^2 \\
& + A^{(i)}{}_{210}.X^2Y \quad + A^{(i)}{}_{201}.X^2Z \quad + A^{(i)}{}_{111}.XYZ
\end{aligned}
\tag{A-1}
$$

$$
\begin{aligned}
z^{(i)} = {} & B^{(i)}{}_{000} \\
& + B^{(i)}{}_{100}.X \quad + B^{(i)}{}_{010}.Y \quad + B^{(i)}{}_{001}.Z \\
& + B^{(i)}{}_{011}.YZ \quad + B^{(i)}{}_{110}.XY \quad + B^{(i)}{}_{101}.XZ \\
& + B^{(i)}{}_{200}.X^2 \quad + B^{(i)}{}_{020}.Y^2 \quad + B^{(i)}{}_{002}.Z^2 \\
& + B^{(i)}{}_{030}.Y^3 \quad + B^{(i)}{}_{021}.Y^2Z \quad + B^{(i)}{}_{120}.XY^2 \\
& + B^{(i)}{}_{003}.Z^3 \quad + B^{(i)}{}_{012}.YZ^2 \quad + B^{(i)}{}_{102}.XZ^2 \\
& + B^{(i)}{}_{210}.X^2Y \quad + B^{(i)}{}_{201}.X^2Z \quad + B^{(i)}{}_{111}.XYZ
\end{aligned}
\tag{A-2}
$$

(i) représente ici le numéro de la caméra : (1)=gauche, (2)=droite en vue de dessus

Caméra N°1 :

DLT matrix:			
12,6577645	0,0174960	-20,3402456	939,6328024
-0,6887915	28,7568604	-1,3743644	1072,5756516
-0,0005766	-0,0000055	-0,0012822	1,0000000

3rd order polynomial: Powers		
Y Z X	A coeff	B coeff
0 0 0	938,0	1072,4
1 0 0	13,029390	-0,011185
0 1 0	0,022428	28,769876
0 0 1	-20,214644	0,053278
2 0 0	-0,002526	0,003071
1 1 0	-0,000638	0,017774
0 2 0	0,001803	0,000347
1 0 1	0,019459	0,003361
0 1 1	-0,000697	0,041024
0 0 2	0,461605	0,005322
3 0 0	0,003096	-0,001597
2 1 0	-0,000286	-0,000049
1 2 0	-0,000059	0,000048
0 3 0	0,000002	-0,000004
2 0 1	-0,000713	-0,000834
1 1 1	-0,000229	-0,000508
0 2 1	-0,000262	-0,000102
1 0 2	0,002631	0,001604
0 1 2	0,002082	-0,001082

Average reprojection Error (pixels) 2,145154469	
Reprojection Error (per view)	No, points
2,086266074	Points: 84
2,029208369	Points: 86
1,674171962	Points: 86
1,808979506	Points: 86
3,337555794	Points: 84
3,920158431	Points: 84
4,137640765	Points: 76
1,651780891	Points: 86
1,645943836	Points: 86
1,386294661	Points: 86
1,071839296	Points: 83
1,253897196	Points: 86

Tableau Annexe A.1 : Coefficient de calibration de la caméra N°1 et erreur de reprojection

Caméra N°2 :

DLT matrix:			
-13,37	0,10	-19,04	1108,07
-0,51	28,93	1,43	1073,25
0,00	0,00	0,00	1,00

3rd order polynomial: Powers		
Y Z X	A coeff	B coeff
0 0 0	1107,8	1073,1
1 0 0	-12,743786	0,161537
0 1 0	0,072349	28,946861
0 0 1	-20,583625	0,090135
2 0 0	0,010824	0,003995
1 1 0	-0,001255	0,016404
0 2 0	-0,000339	-0,000352
1 0 1	0,021627	-0,001773
0 1 1	0,001352	-0,036897
0 0 2	-0,023744	0,018099
3 0 0	0,000466	-0,001293
2 1 0	0,000159	-0,000184
1 2 0	-0,000062	-0,000027
0 3 0	0,000015	-0,000022
2 0 1	0,000349	0,000120
1 1 1	0,000093	-0,000113
0 2 1	0,000021	0,000018
1 0 2	-0,000062	-0,000125
0 1 2	0,000047	-0,000166

Average reprojection Error (pixels) 1,005729131	
Reprojection Error (per view)	No, points
0,9243468	Points: 83
0,917711403	Points: 86
1,020680229	Points: 86
1,002223204	Points: 86
1,313085477	Points: 86
0,868334252	Points: 86
1,188451999	Points: 86
0,9938651	Points: 84
0,952584687	Points: 84
0,956458652	Points: 84
0,964820946	Points: 84
0,958076605	Points: 83

Tableau Annexe A.2 : Coefficient de calibration de la caméra N°2 et erreur de reprojection

Annexe B

Annexe.B : Essais PIV en plan horizontal dans un écoulement de Taylor Couette

Les graphiques suivants sont issus de la présentation de C. Gabillet à la conférence internationale 19°ITCW (International Taylor Couette Workshop) :

“Bubble induced modifications of the Taylor vortices”

List des auteurs:

- G. Fokoua[1], C. Gabillet[1], B. Van Ruymbeke[1], T. Ozaki[2],N. Latrache[3], C. Colin[4], Y. Tasaka[2], Y. Muraï[2]

Affiliation :

- [1] IRENav, Naval Academy Research Institute, Lanveoc Poulmic, France
- [2] Laboratory of Flow Control, Hokkaido University, Japan
- [3] LBMS, Laboratory of Mechanics and systems, Brest, France
- [4] IMFT, Institute of Fluid Mechanics, Toulouse, France

Figure Annexe B.1 a) montre le dispositif expérimental de l’écoulement de Taylor Couette pour les mesures de PIV horizontal. La caméra est située sous le dispositif avec un hublot de plexiglas permettant ainsi l’acquisition et la visualisation de l’écoulement par la méthode de PIV. La caméra et le laser sont placés sur des tables de déplacements micrométriques motorisés et contrôlés par un programme Labview destiné à cette étude. Le pas de déplacement axial des plans laser est de $\Delta z = 0{,}15d$. Des particules de rhodamine fluorescente de diamètre $[1 - 20\ \mu m]$ sont utilisées. Figure B1-b montre un champ de vitesse instantanée. La résolution spatiale de cette étude est de $\Delta r = 0{,}012d$. Pour chaque positionnement du plan laser, nous avons reconstruit le contour des cylindres et extrait la radiale. La méthode a été validée en écoulement laminaire (Figure Annexe B.2). Nous avons ensuite reconstruit les cartographies dans le plan vertical de vitesse azimutale et radiale (Figure Annexe B.3), en moyenne temporelle en prenant un nombre entier de périodes de rotation du cylindre intérieur.

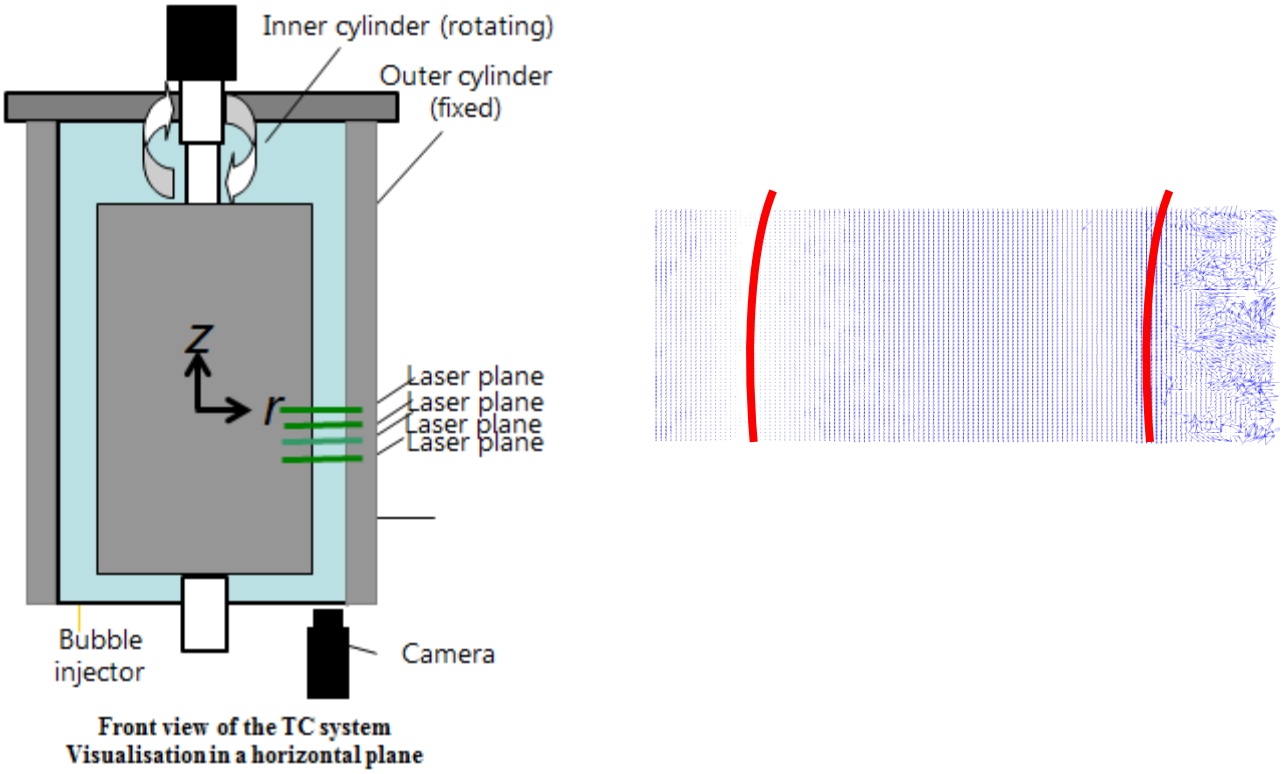


Figure Annexe B.1 : a) schéma du dispositif expérimental de Taylor Couette pour la mesure PIV horizontale, b) exemple de champ PIV instantané dans le plan horizontal (r,θ)

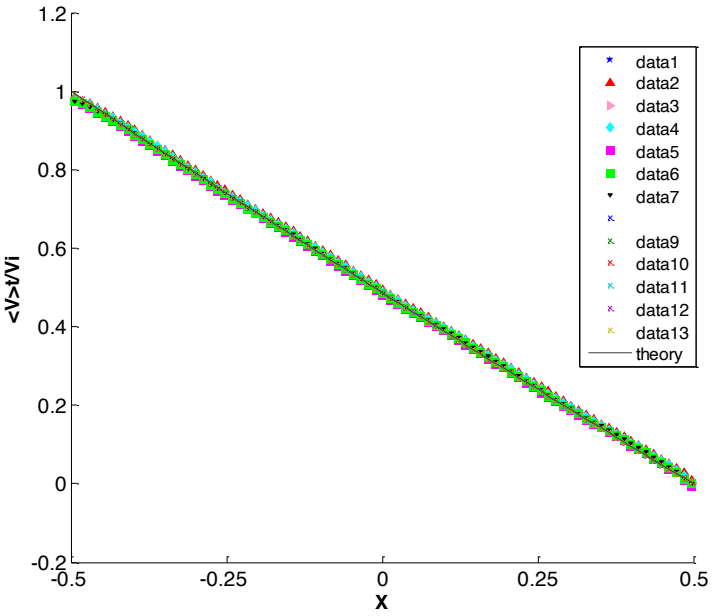


Figure Annexe B.2 : Profils radiaux moyennés en temps de la vitesse azimutale à différente position z pour $Re/Re_{cl} = 0{,}066$ (écoulement laminaire)

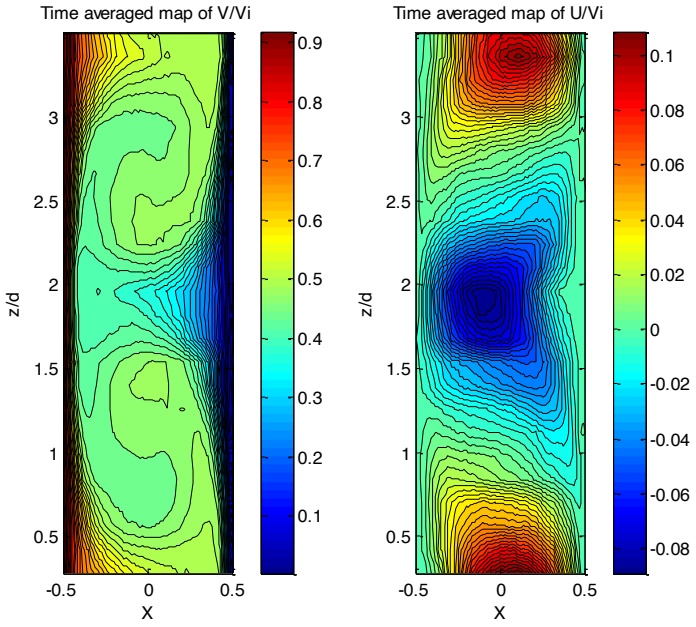


Figure Annexe B.3 : Cartographie reconstruite dans le plan (r,z) de la vitesse azimutale et de la vitesse radiale pour un Re=2460

A partir du théorème du moment cinétique (Eckhardt et al. 2000), on obtient alors le flux radial de vitesse angulaire Jω en moyenne axiale sur une longueur d'onde et en moyenne temporelle:

$$\langle J_\varpi \rangle_t (r,z) = r^3 \left[-\mu \frac{\partial \langle \omega \rangle_t}{\partial r} + \rho \langle u'\omega' \rangle_t \right] = r^2 \left[-\mu r \frac{\partial \left(\langle V \rangle_t / r \right)}{\partial r} + \rho \langle u'v' \rangle_t \right]$$

$$= \langle Jvisc \rangle_t + \langle Jturb \rangle_t$$

$$\langle J_\varpi \rangle_{t,z} (r) = r^2 \left[-\mu r \frac{\partial \left(\langle V \rangle_{t,z} / r \right)}{\partial r} + \rho \langle u''v'' \rangle_{t,z} \right] = conservative = \frac{Torque}{2\pi L_z} = J_{\varpi 0}$$

Eckhardt et al. (2000)

Figure Annexe B.4 : montre le profil radial adimensionnel du flux radial de vitesse angulaire obtenu dans cette étude, et des différentes contributions à ce flux par la diffusion visqueuse (Jvisq) et par la diffusion turbulente (Jturb).

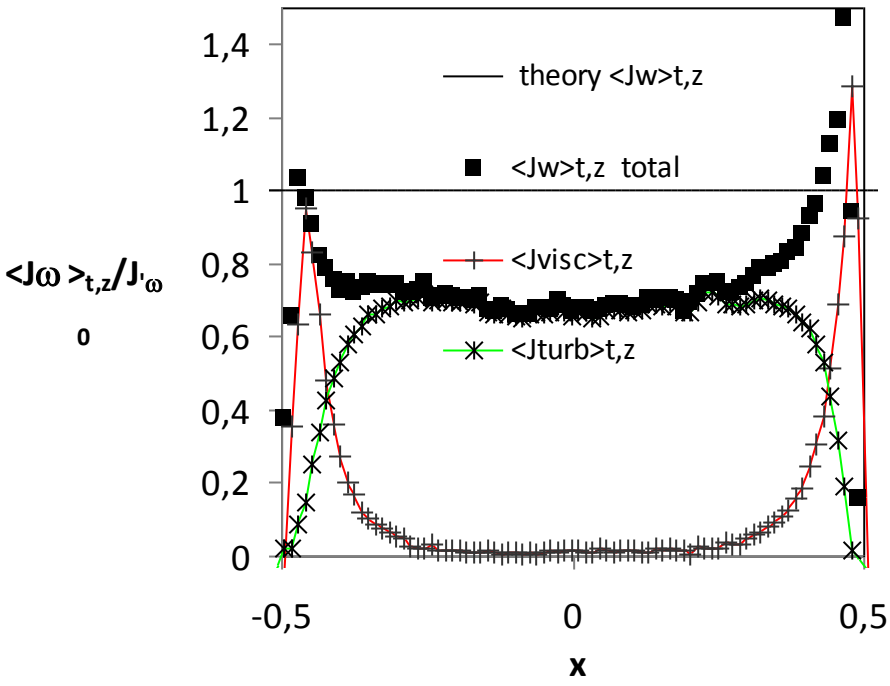


Figure Annexe B.5 : Profil radial du flux radiale de vitesse angulaire pour Re= 2460 et ses différentes contributions

Annexe C

Annexe.C : SPIV. Fractions temporelles des différents motifs dans la fenêtre de mesure

Nous avons représenté ici, les fractions temporelles cumulées de chacun des motifs pour chaque point de fonctionnement pour différentes gammes de débit. Les fractions sont représentatives de l'écoulement local de la fenêtre S-PIV et non global de l'écoulement sur toute la hauteur de l'entrefer. Figure Annexe C.1 montre la sensibilité de la fraction participative du motif en fonction du paramètre alpha, Figure Annexe C.2 montre la sensibilité de la fraction participative du motif en fonction du nombre de Reynolds. Sur les cas de figure étudiés, nous obtenons une participation du motif chaotique supérieur à 50% à partir d'un alpha=0,04% inférieur au $alpha_{CDI}$ du chapitre V. La raison est que la fenêtre de visualisation est faible (z/d=3,49) et que les différents motifs peuvent être situés à différentes positions spatiales sur toute la hauteur du cylindre.

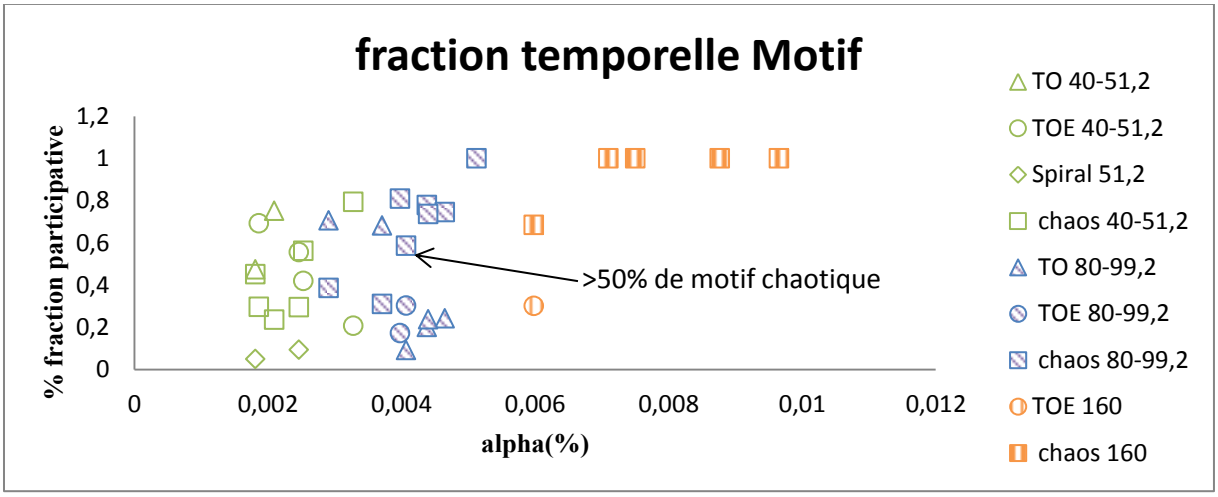


Figure Annexe C.1 : Fractions temporelles des différentes séquences de motifs diphasiques mesurées en SPIV en fonction du paramètre alpha.

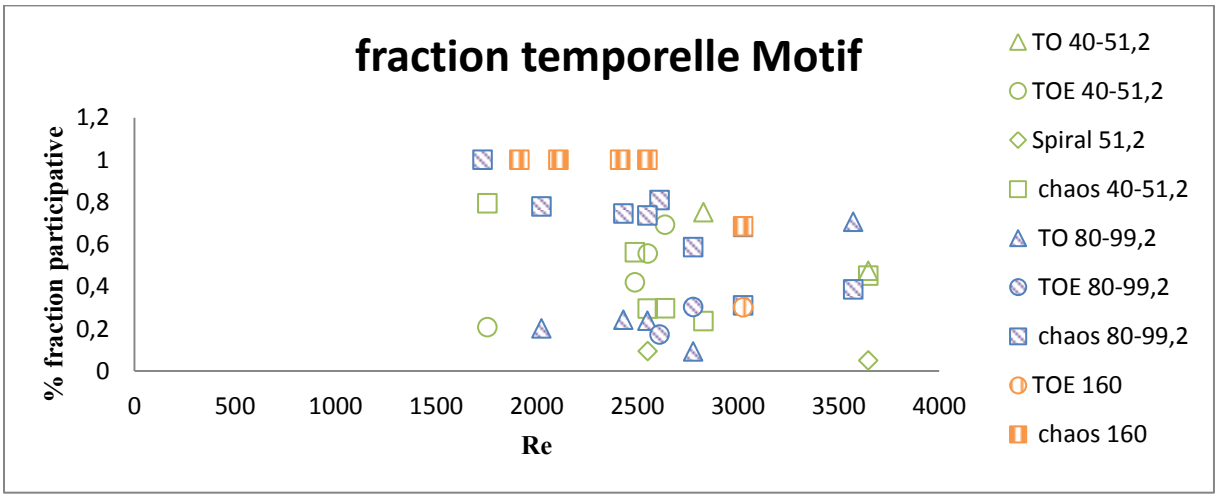


Figure Annexe C.2 : Fractions temporelles des différentes séquences de motifs diphasiques mesurées en SPIV en fonction du Reynolds.

Annexe D

Annexe.D : SPIV. : Influence des motifs sur les profils radiaux pour un régime déstructuré

Les Figure Annexe D.1 et Figure Annexe D.2 sont en compléments des résultats présentés dans le chapitre VI.

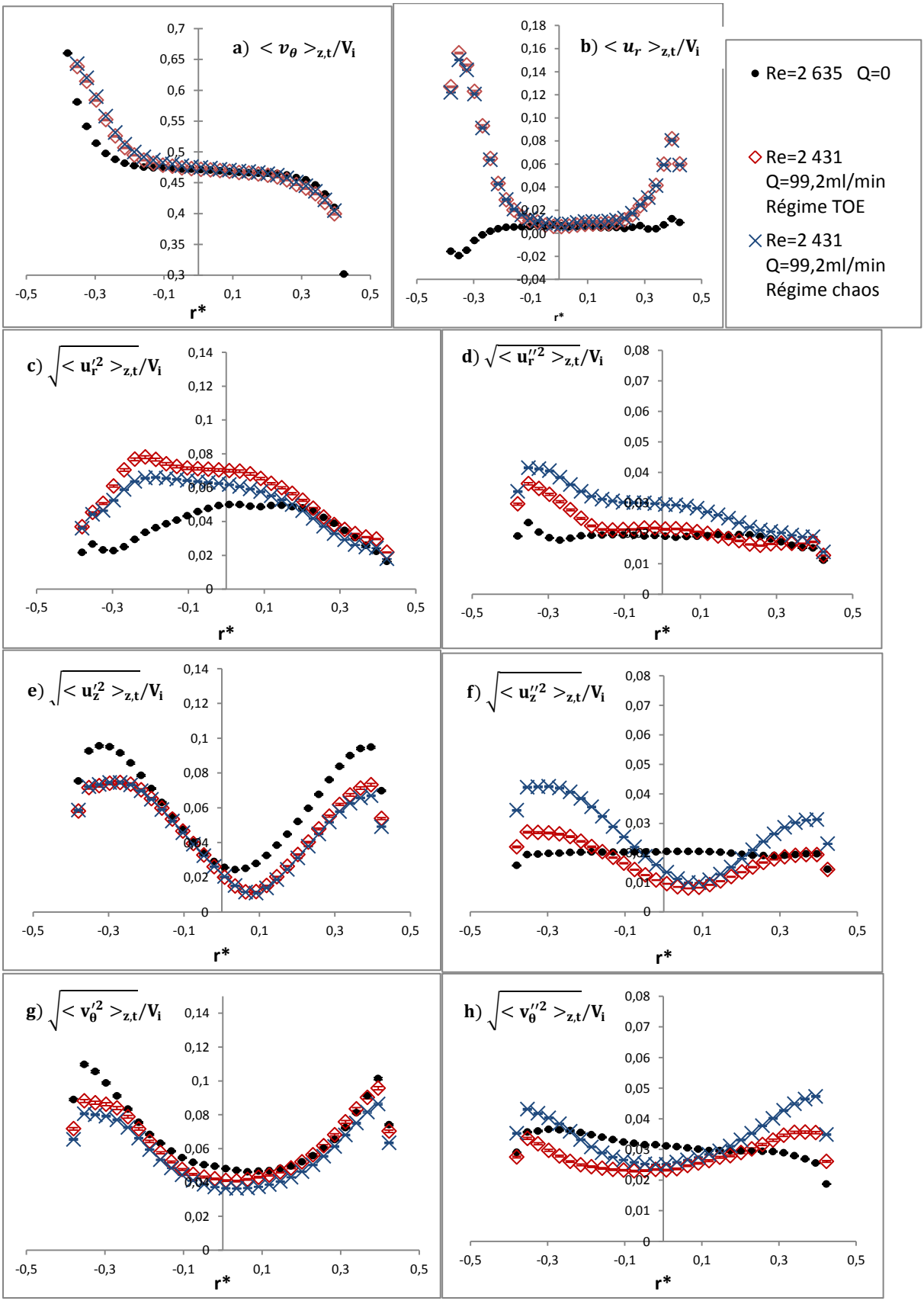


Figure Annexe D.1 : Profils radiaux de vitesse moyenne et profil radiaux de valeur RMS issus des

deux types de fluctuations pour les trois composantes de vitesses, pour $Re = 2431, Q_g = 99{,}2\ ml/min, alpha(\%) = 0{,}0046$.

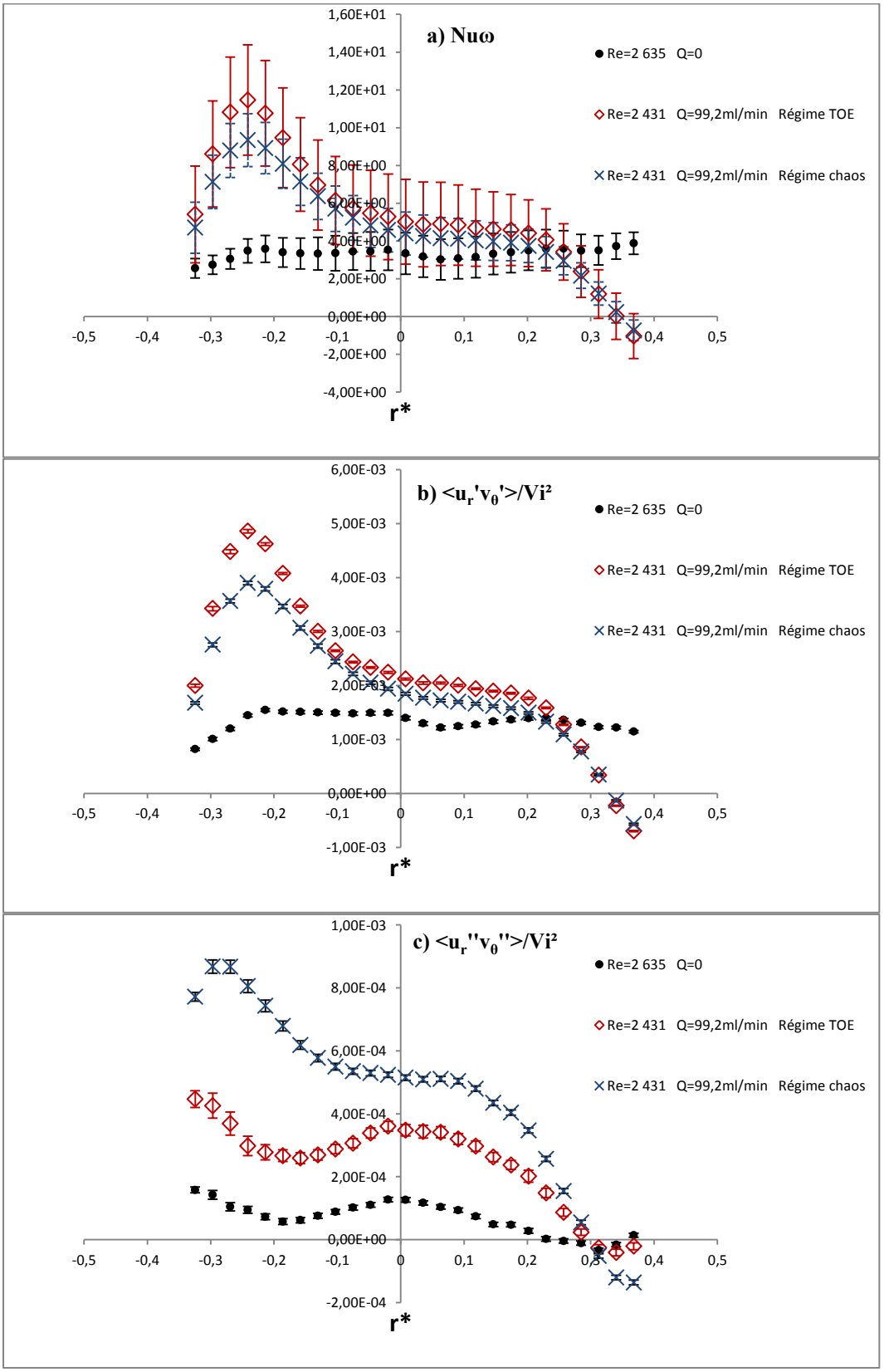


Figure Annexe D.2 : Influence du débit sur les profils radiaux a) Nusselt local b) frottement turbulent du mouvement cohérent c) frottement turbulent du mouvement aléatoire

Annexe E

Annexe.E : SPIV. Influence du Reynolds sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par séquence de motifs

Les Figure présenté dans cette section, sont en compléments des résultats présentés dans le chapitre VI.

Influence du Reynolds sur la séquence de chaos de défauts en régime de coexistence structurée :

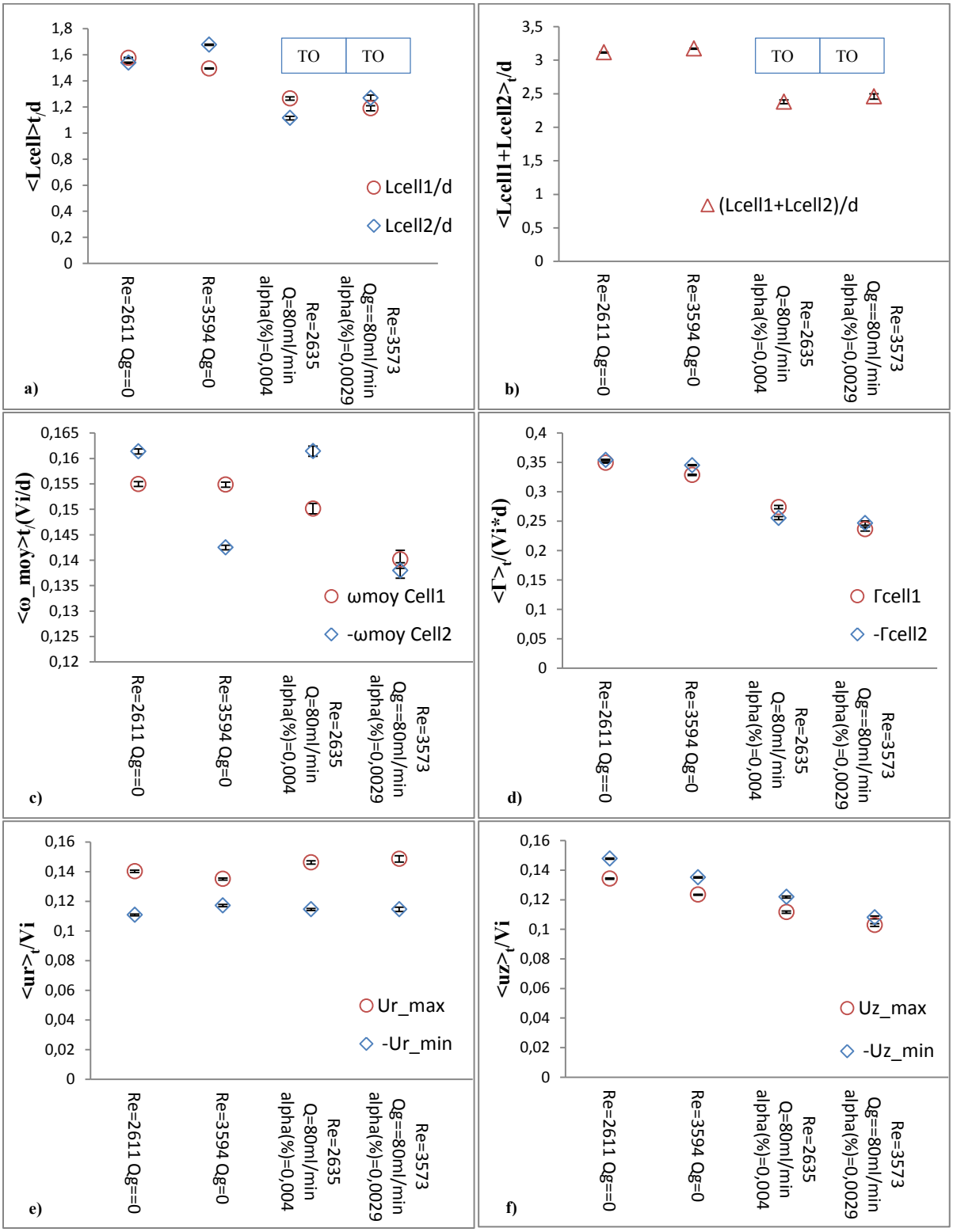


Figure Annexe E.1 : Influence du Reynolds sur la séquence de chaos de défauts en régime de coexistence structurée a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnel et moyenné en temps

Influence du Reynolds sur la séquence de chaos de défauts (bouffées de défauts) en régime de coexistence déstructuré :

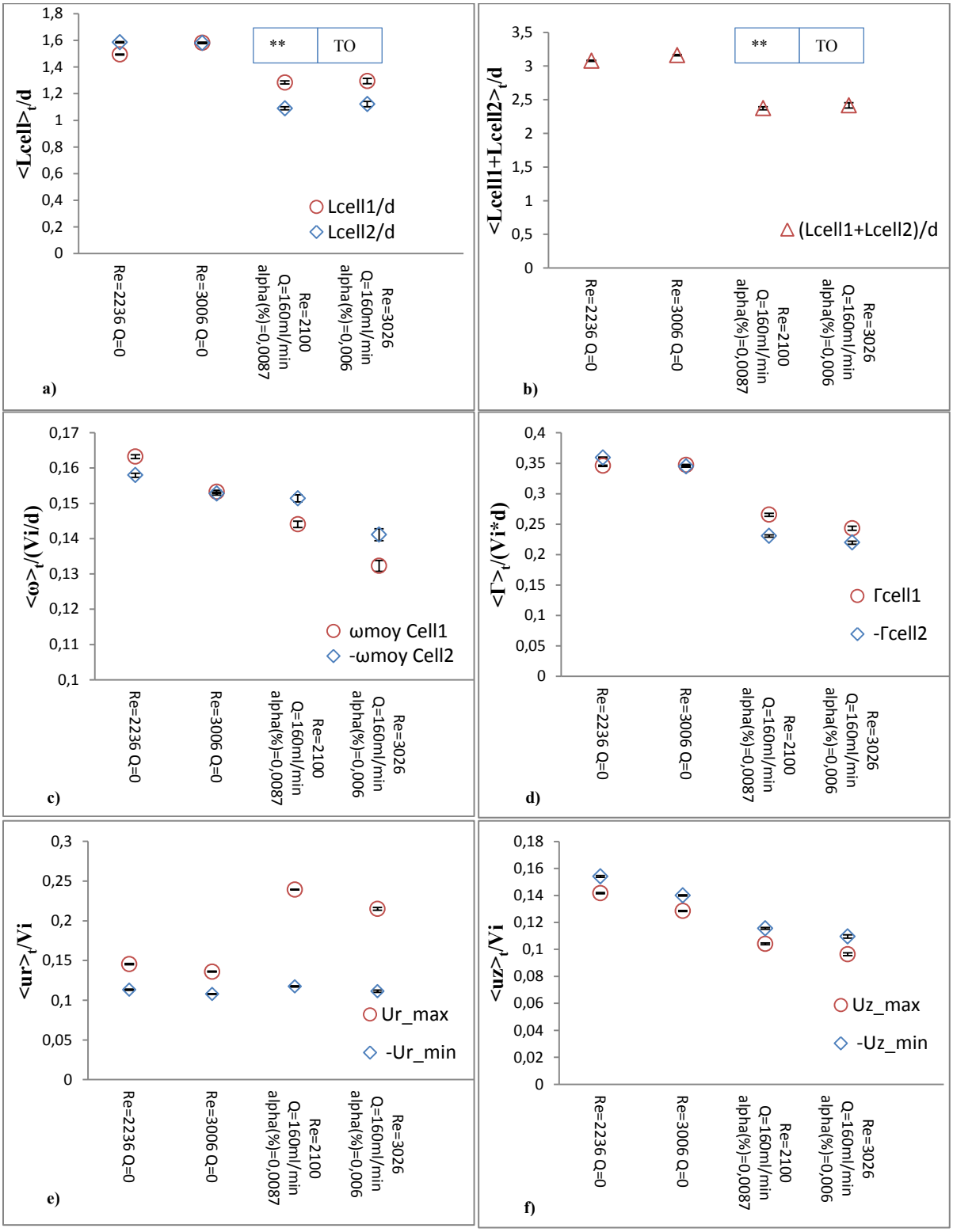


Figure Annexe E.2 : Influence du Reynolds sur la séquence de chaos de défauts en régime de coexistence déstructurée a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnel et moyenné en temps

Influence du Reynolds sur la séquence de motif TOE en régime de coexistence structuré :

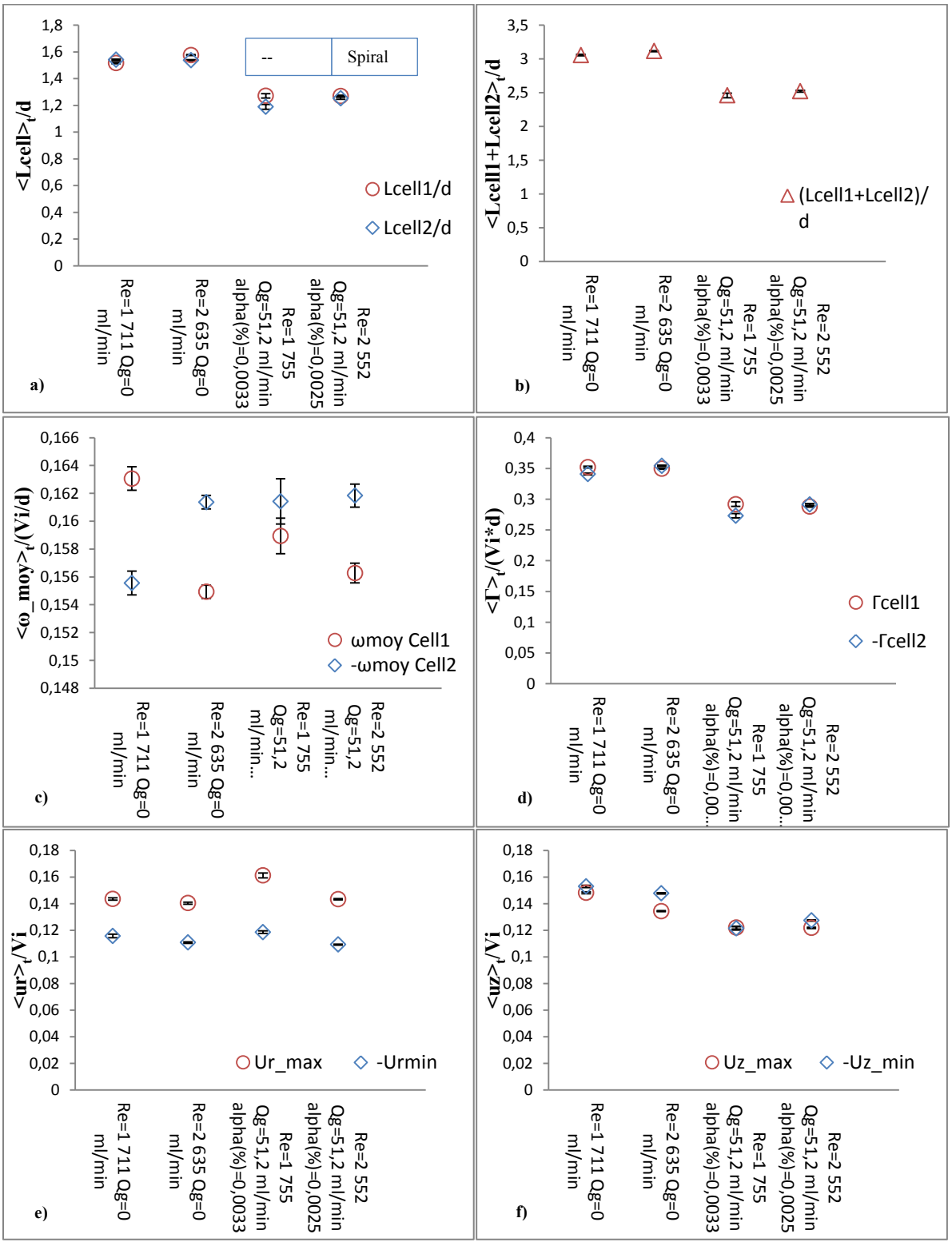


Figure Annexe E.3 : Influence du Reynolds sur la séquence de TOE de défauts en régime de coexistence structurée a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnel et moyenné en temps

Influence du Reynolds sur la séquence de motif en spiral en régime de coexistence structurée :

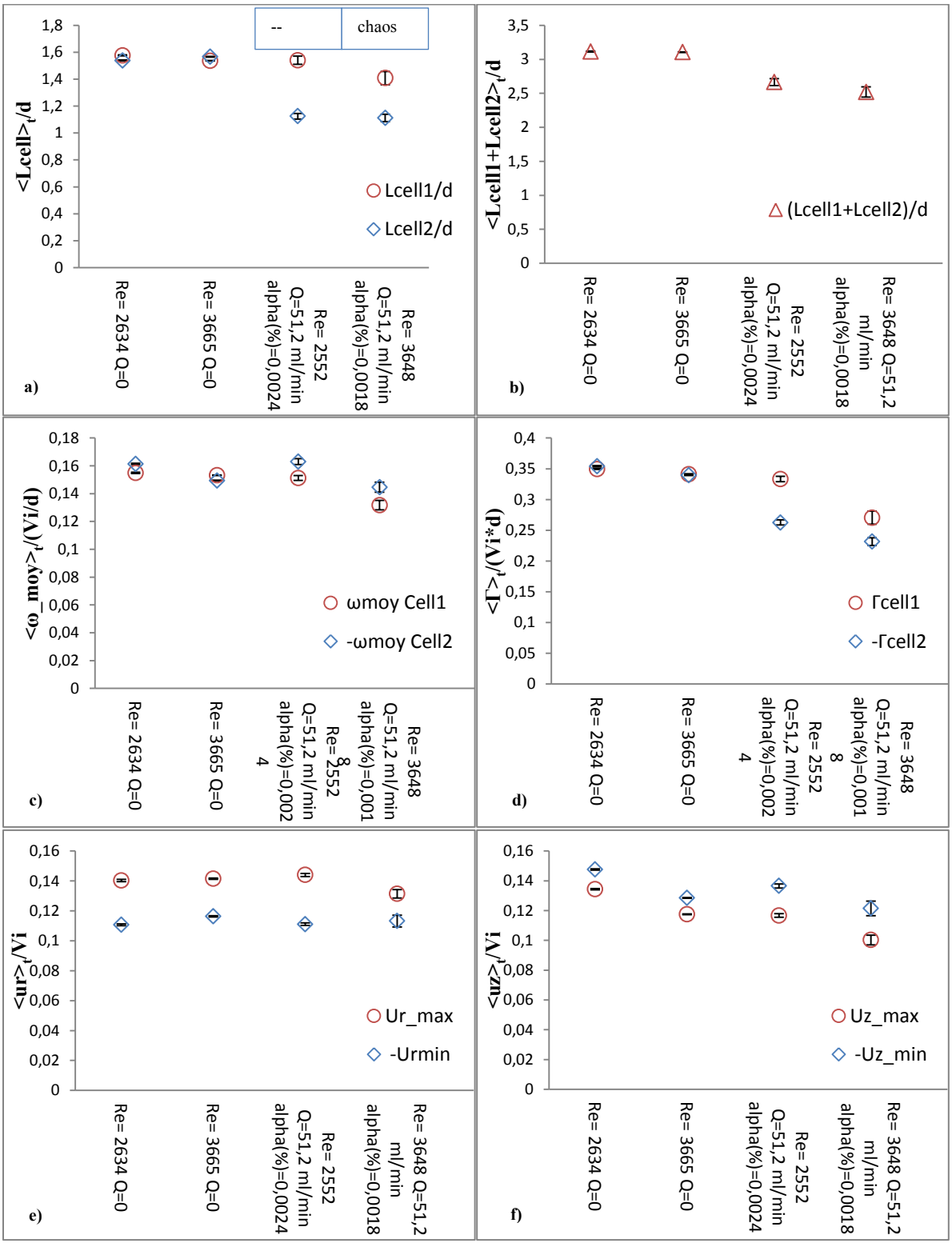


Figure Annexe E.4 : Influence du Reynolds sur la séquence de TOE de défauts en régime de coexistence déstructurée a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnel et moyenné en temps

extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnel et moyenné en temps

Annexe F

Annexe.F : SPIV. Influence du Reynolds sur les profils radiaux pour un régime déstructuré

Les Figure présenté dans cette section, sont en compléments des résultats présentés dans le chapitre VI.

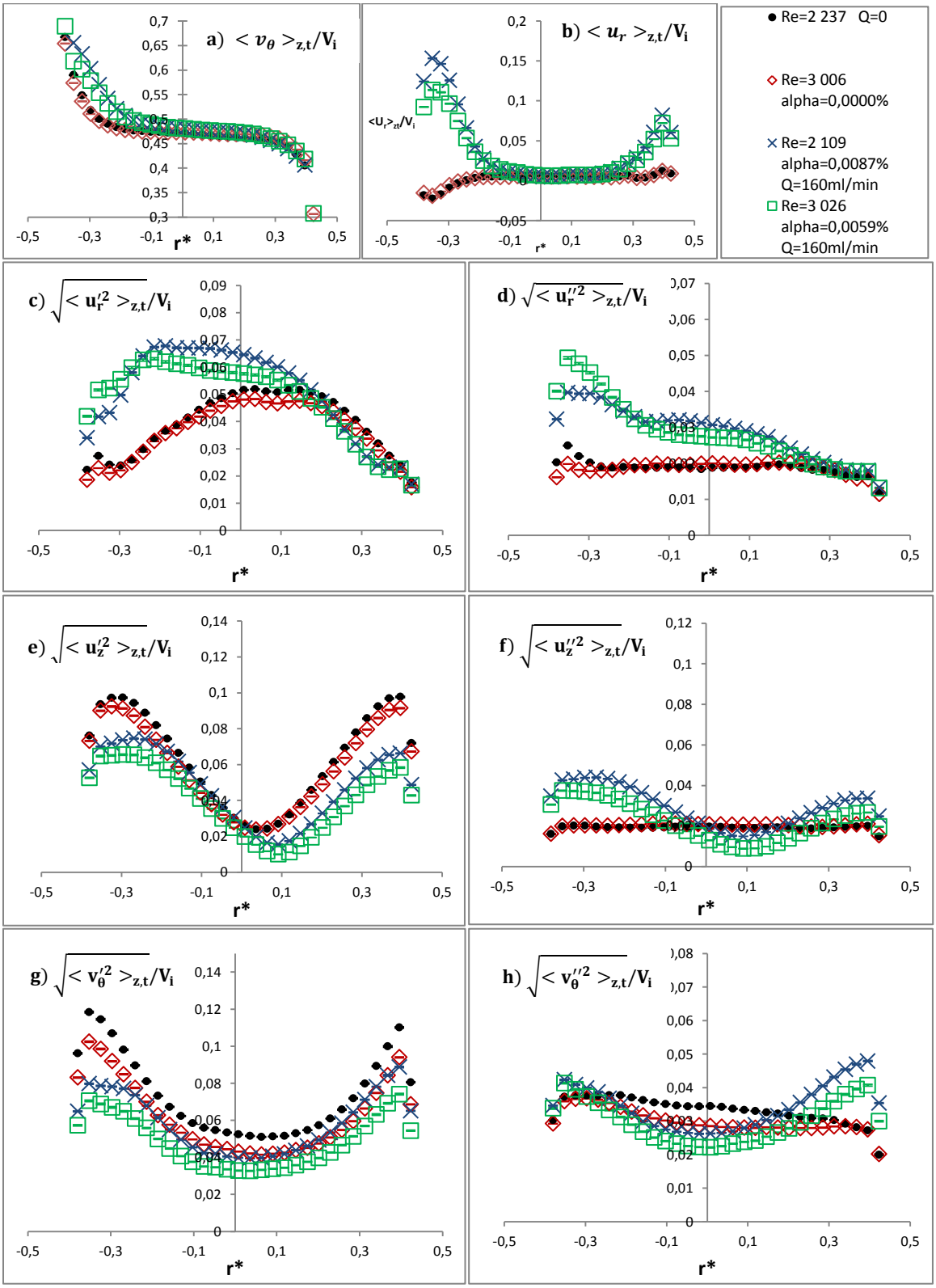


Figure Annexe F.1 : Influence du Reynolds sur une séquence de chaos en régime déstructuré : a) vitesse azimutale b) vitesse radiale moyennée en espace et en temps. Valeurs RMS moyennées en espace et en temps du mouvement cohérent c) vitesse radiale, e) vitesse axiale, g) vitesse

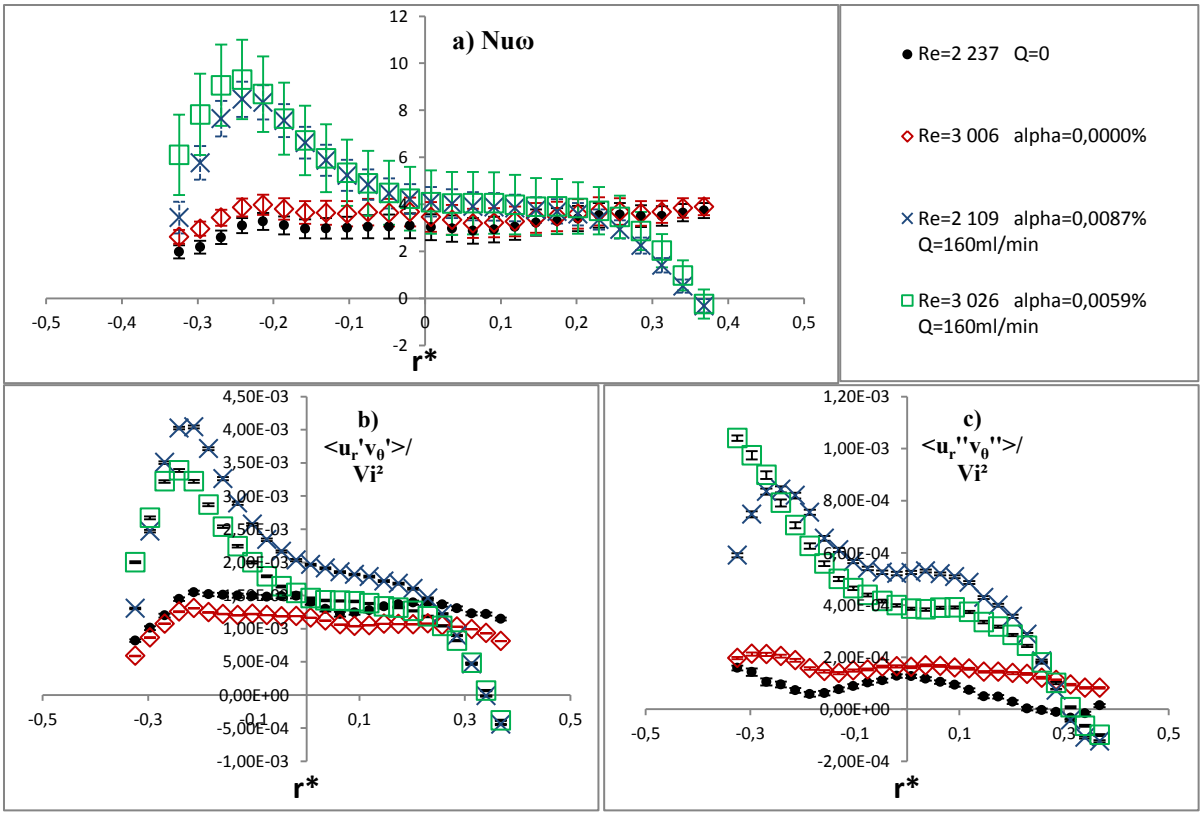


Figure Annexe F.2 : l'influence du Reynolds sur un régime déstructuré pour a) le Nusselt local, b) La cross corrélation du mouvement cohérent, c) La cross corrélation du mouvement aléatoire azimutale. Valeurs RMS du mouvement aléatoire f) vitesse radial, f) vitesse axial, f) vitesse azimutale

Annexe G

Annexe.G : SPIV. Sensibilité des caractéristiques des cellules au paramètre alpha

Dans cette annexe, on a tracé les caractéristiques des cellules en moyenne temporelle en fonction du paramètre alpha et des régimes structurés et déstructurés pour tous Reynolds et tous motifs des régimes diphasiques. Les barres d'erreur comprennent l'incertitude de la mesure SPIV et l'intervalle de confiance de la convergence statistique.

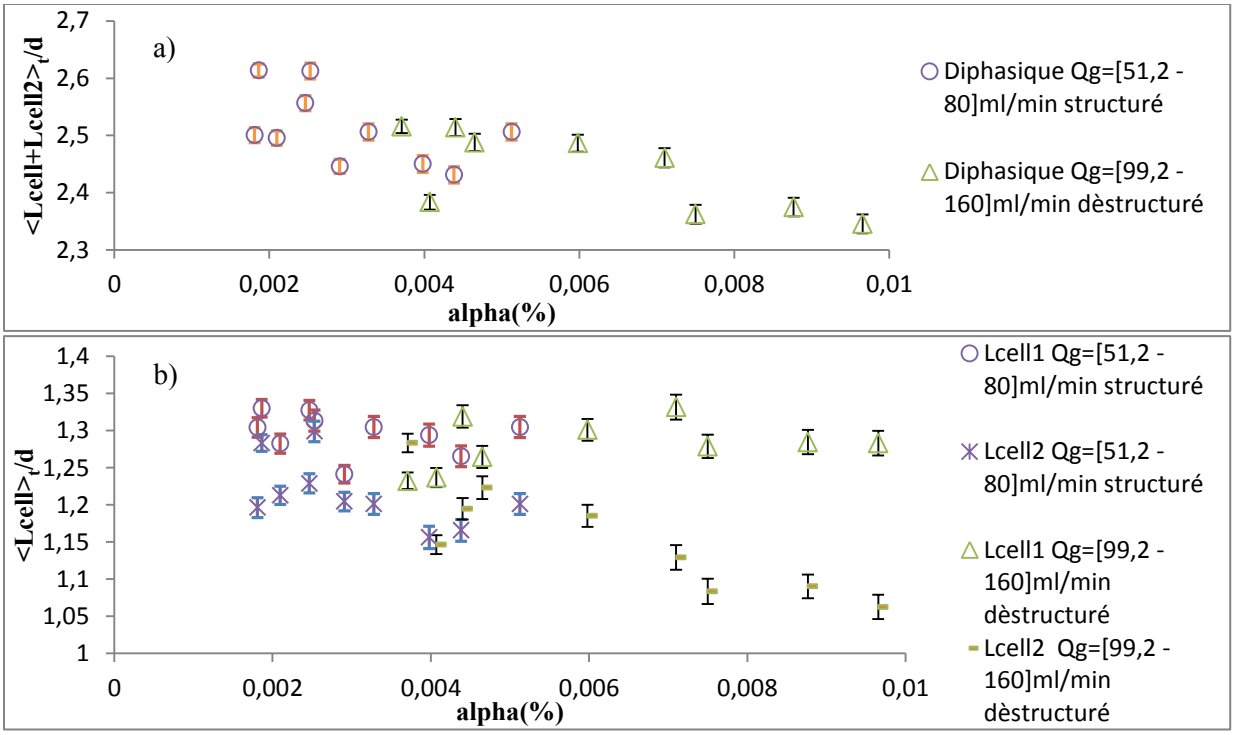


Figure Annexe G.1 : Sensibilité au paramètre alpha de : a) la longueur d'onde axiale b) la taille des 2 cellules

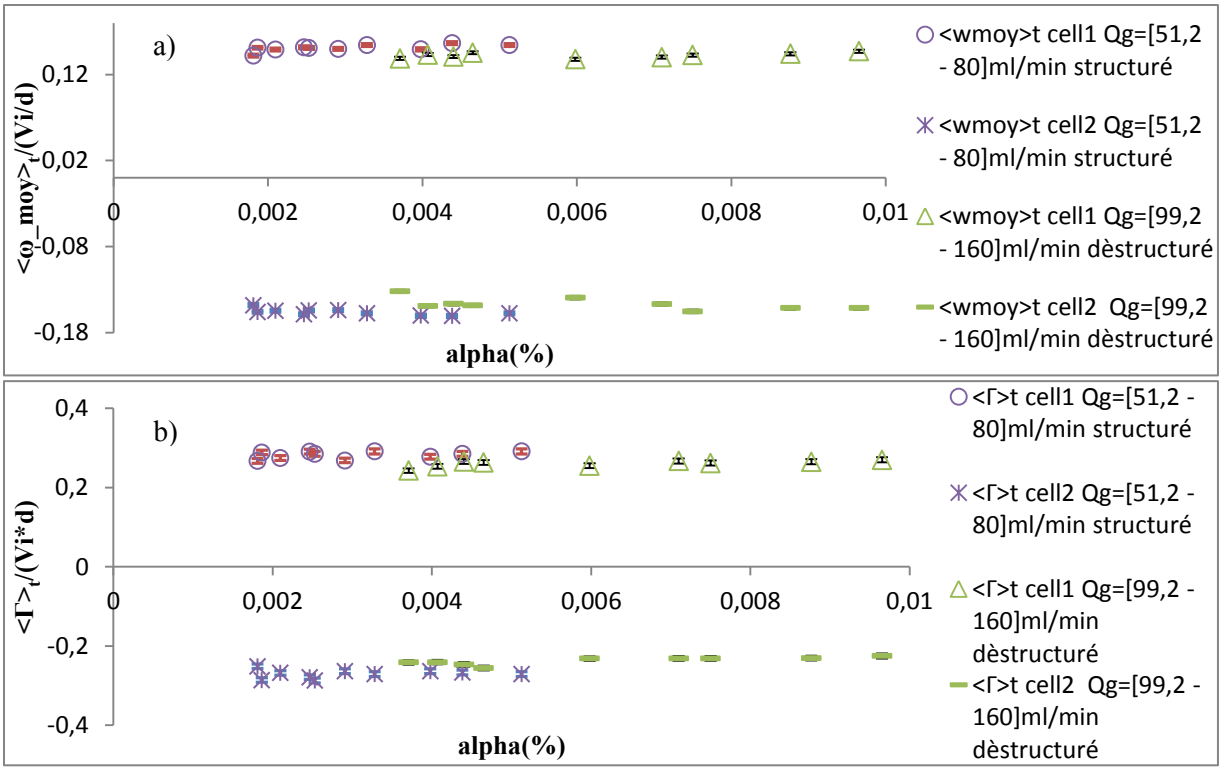


Figure Annexe G.1 : Sensibilité au paramètre alpha de a) la vorticité des 2 cellules b) la circulation des 2 cellules

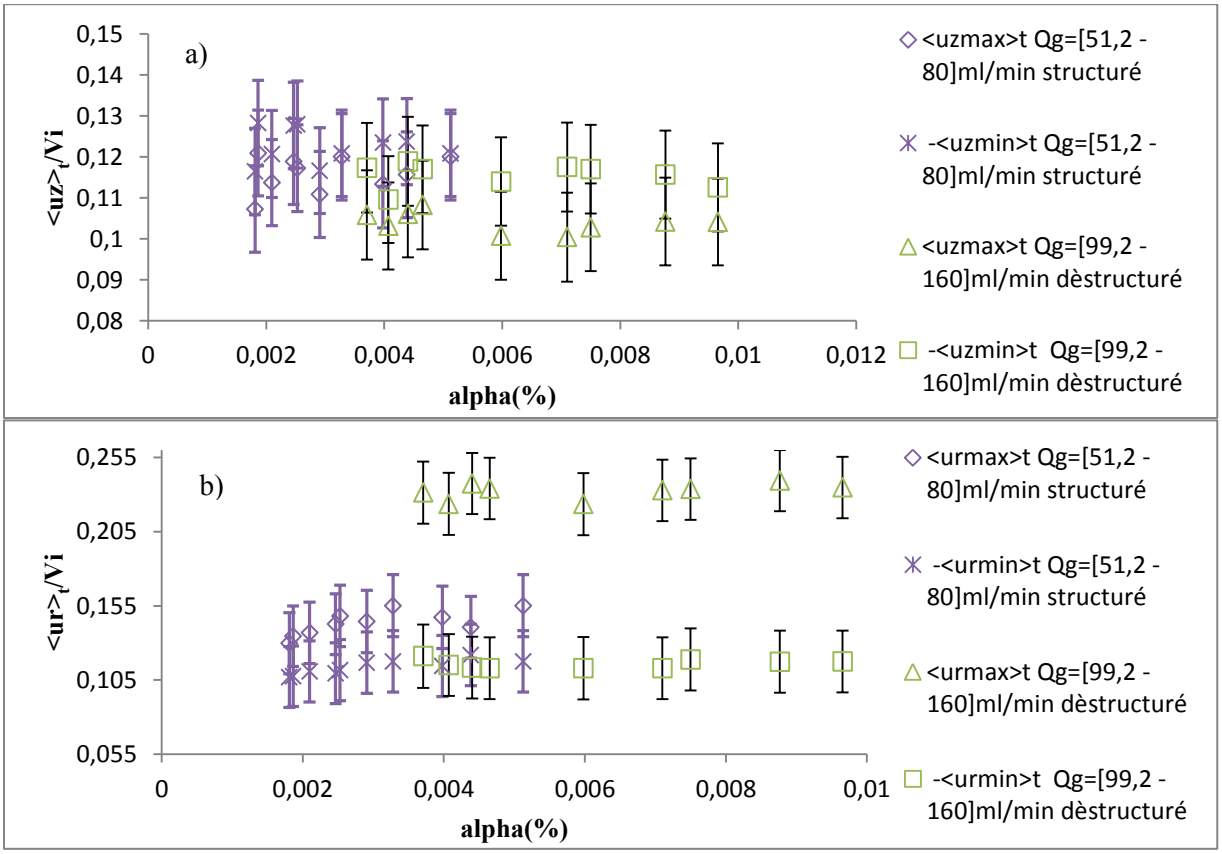


Figure Annexe G.2 : Sensibilité au paramètre alpha des extrema dans les cellules de : a) la vitesse axiale b) la vitesse radiale

Annexe H

Annexe.H : SPIV. Influence du alpha sur les caractéristiques des cellules (taille, vorticité, circulation, vitesse axiale, vitesse radiale des jets). Analyse par débit et par séquence de motifs

Séquence de chaos de défauts

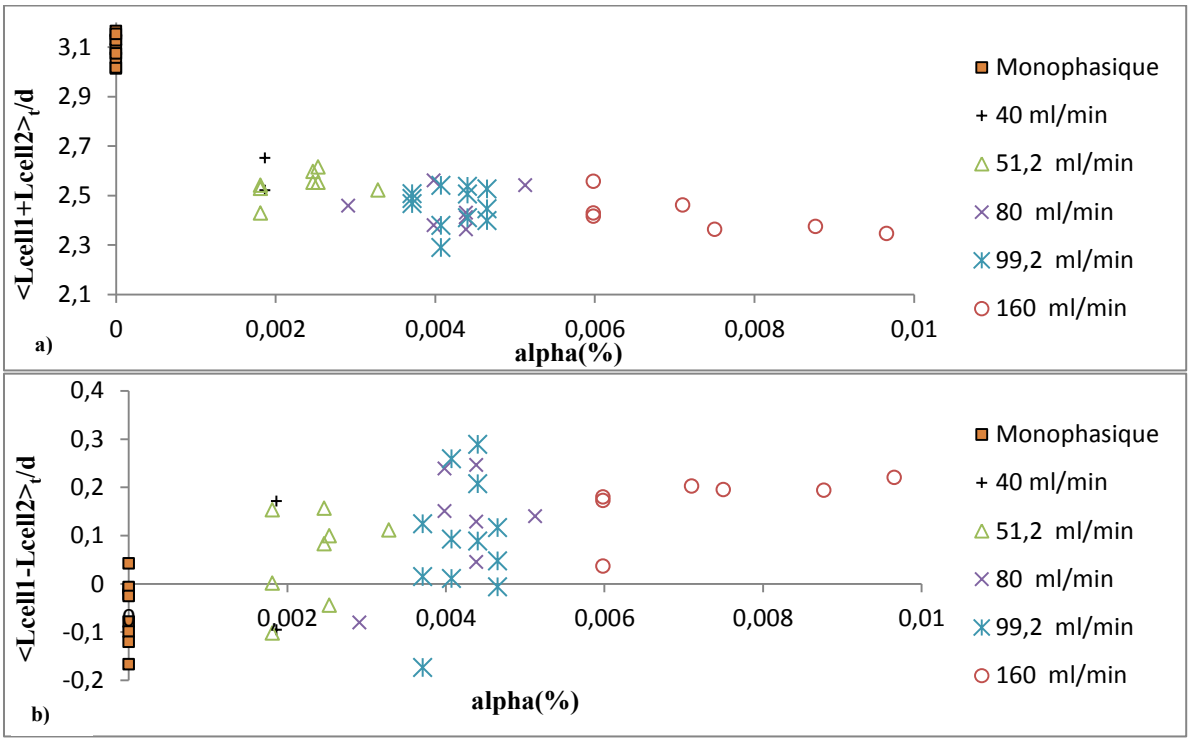


Figure Annexe H.1 : Sensibilité d'une séquence de chaos de défauts au paramètre alpha pour a) la longueur d'onde axiale, b) la différence de taille des cellules

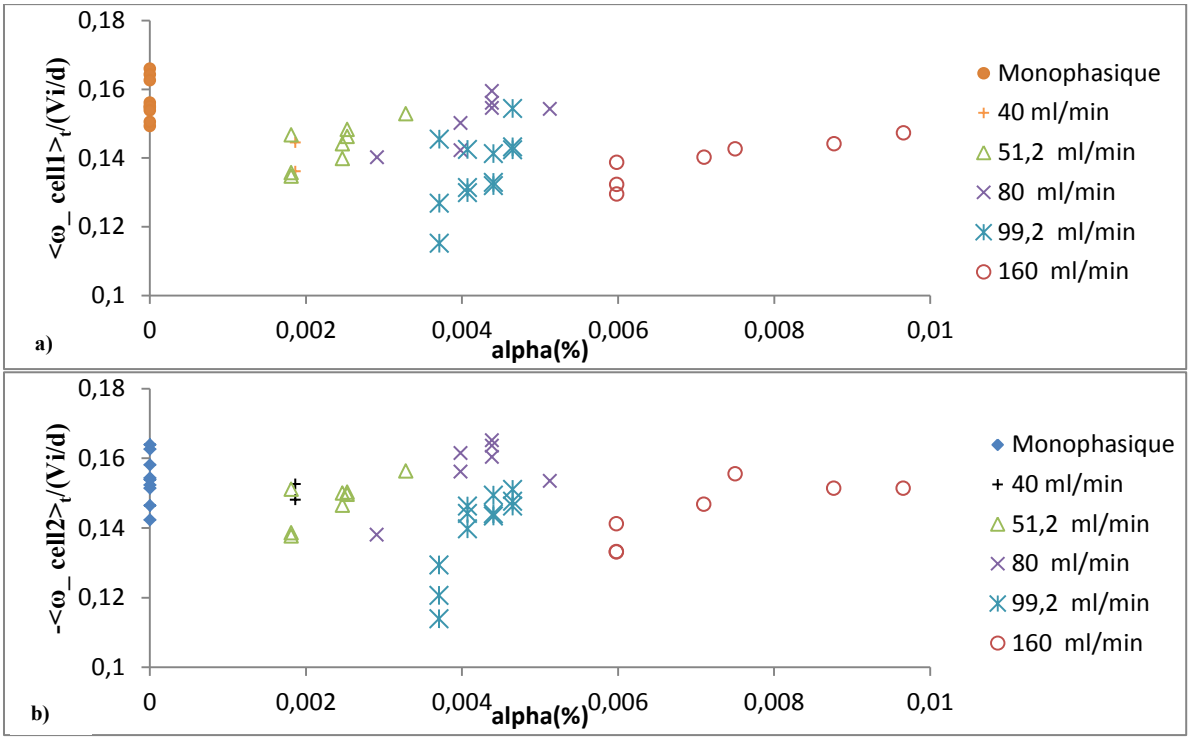


Figure Annexe H.2 : Sensibilité d'une séquence de chaos de défauts au paramètre alpha pour a) la vorticité moyenne de la cellule anti horaire b) la vorticité moyenne de la cellule horaire

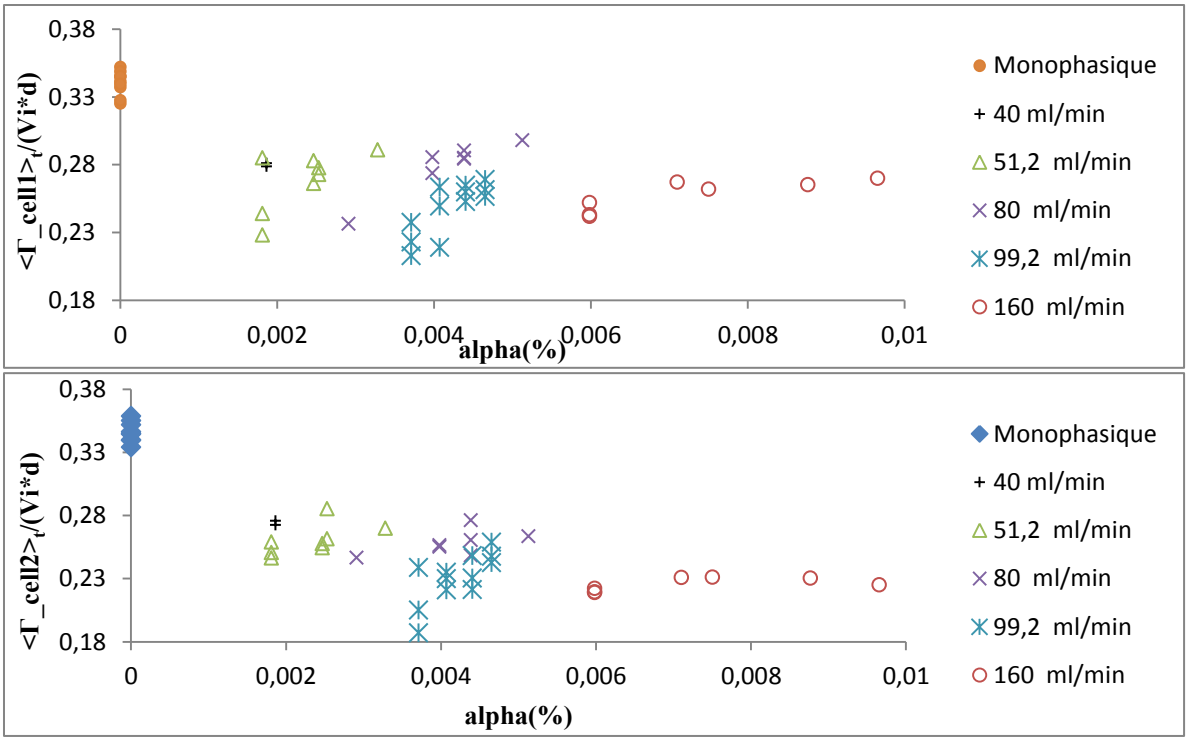


Figure Annexe H.3 : Sensibilité d'une séquence de chaos de défauts au paramètre alpha pour a) la circulation pour la cellule anti horaire b) la circulation pour la cellule horaire

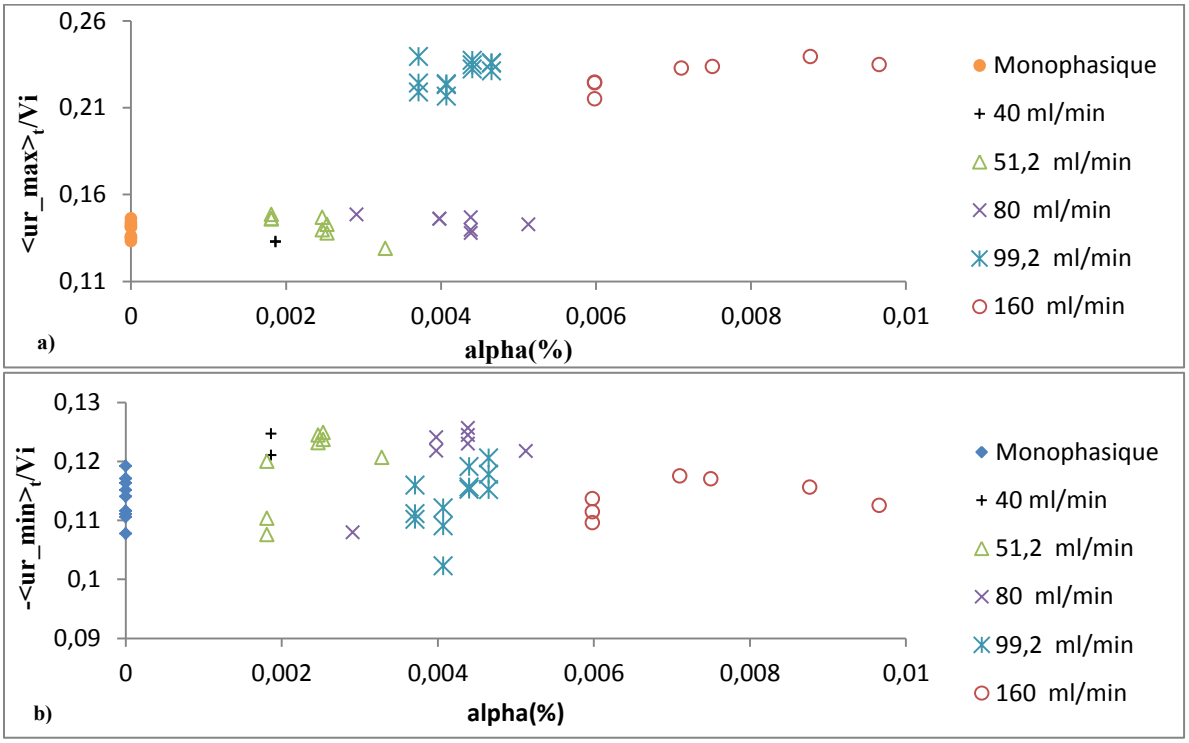


Figure Annexe H.4 : Sensibilité d'une séquence de chaos de défauts au paramètre alpha pour a) la vitesse radiale maximale b) la vitesse radiale minimal

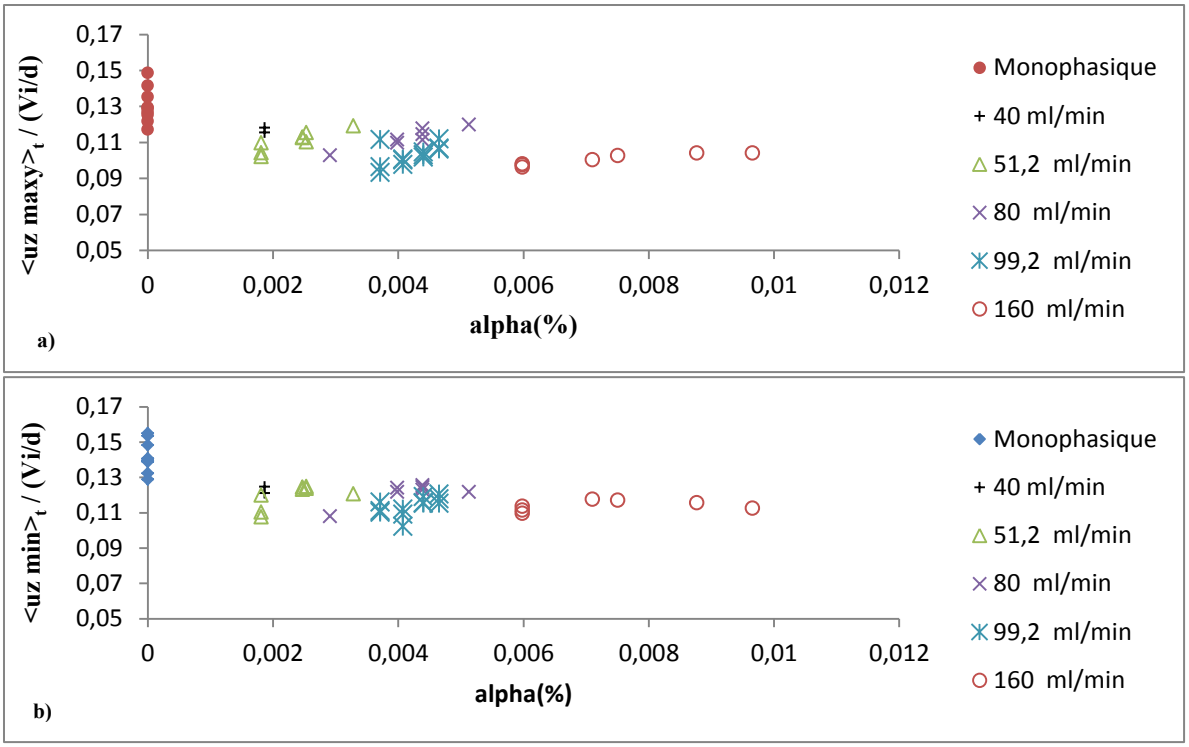


Figure Annexe H.5 : Sensibilité d'une séquence de chaos de défauts au paramètre alpha pour a) la vitesse axiale maximale b) la vitesse axiale minimal

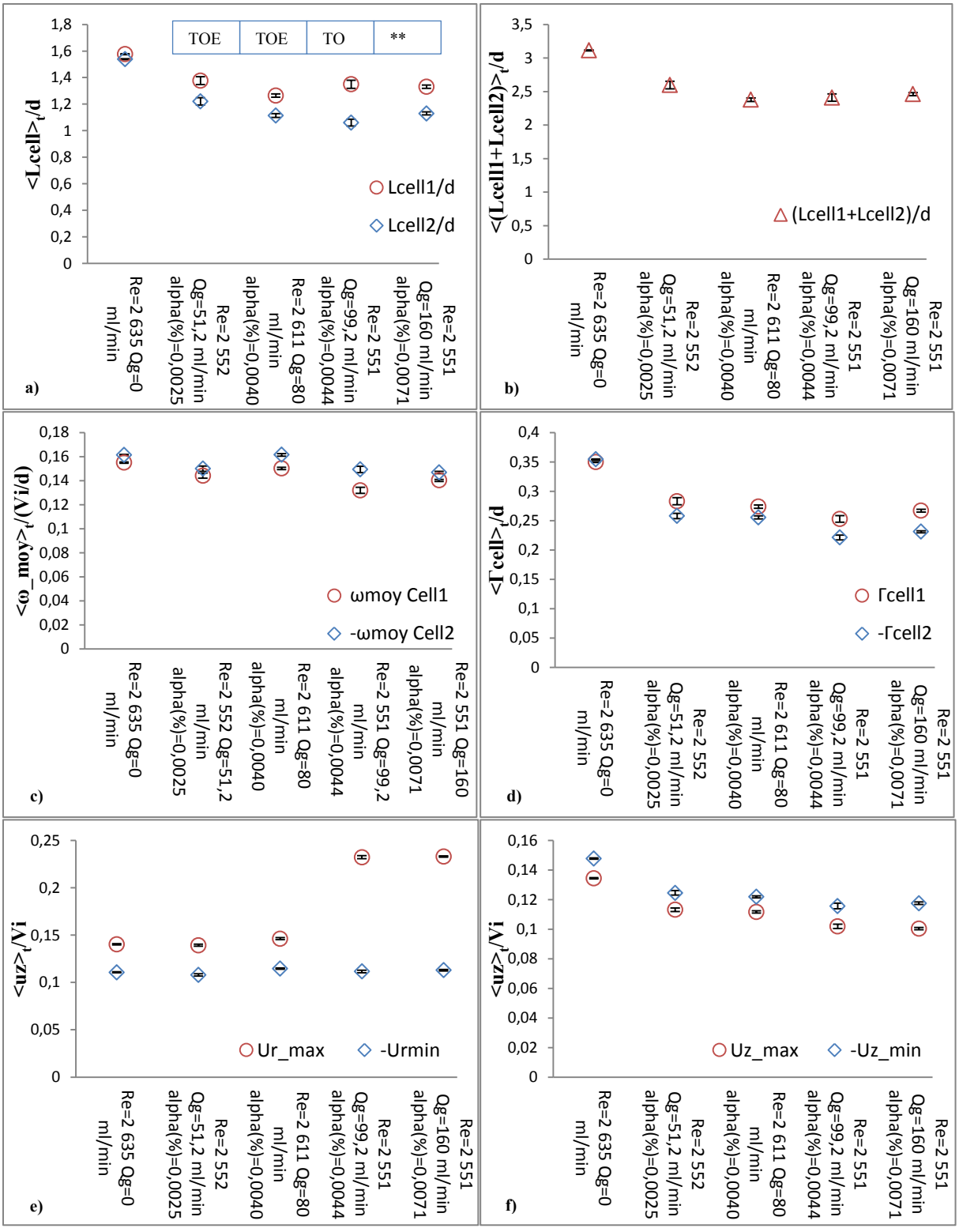


Figure Annexe H.6 : Influence du alpha sur la séquence de chaos de défauts a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnelle et moyenné en temps

Séquences de motifs TOE

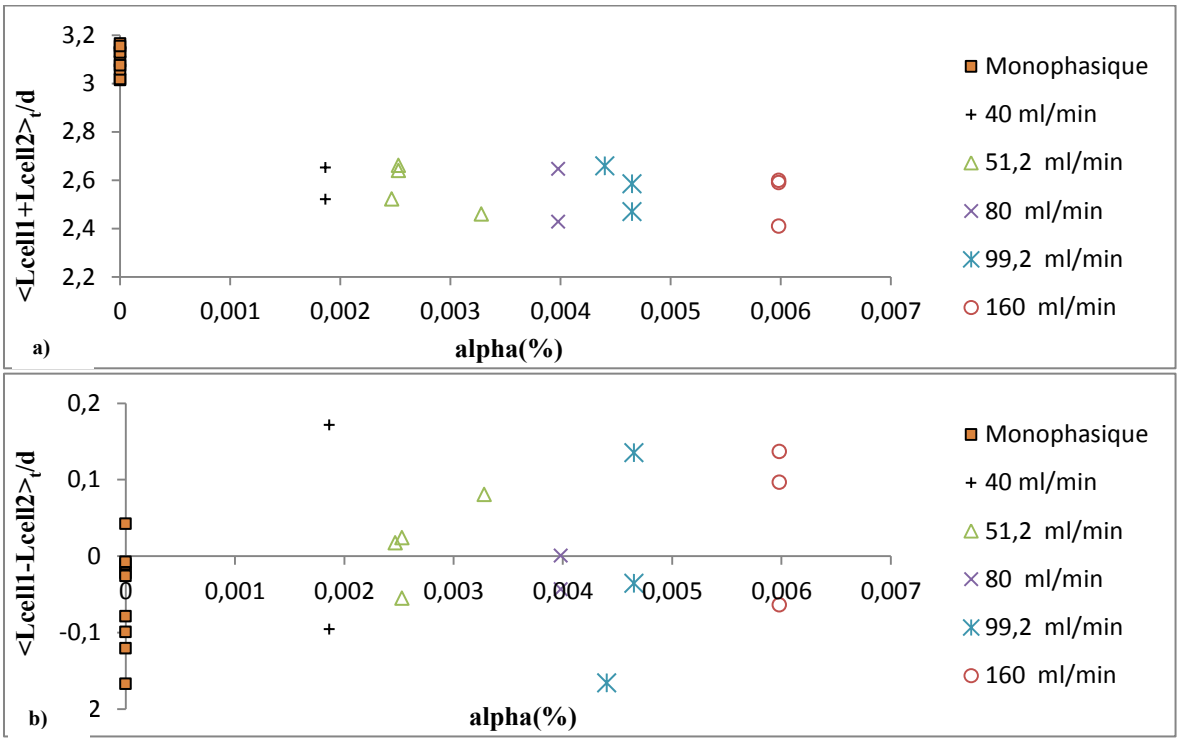


Figure Annexe H.7 : Sensibilité d'une séquence de motif TOE au paramètre alpha pour a) longueur d'onde axiale, b) différence de taille des cellules

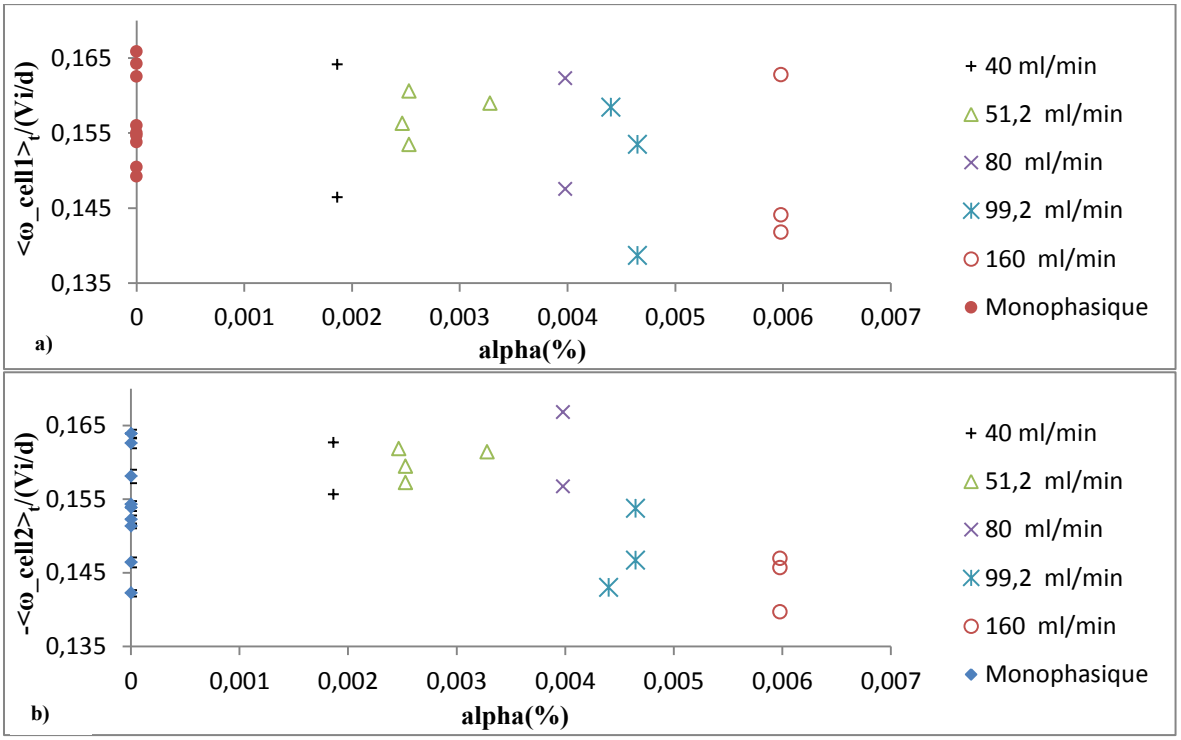


Figure Annexe H.8 : Sensibilité d'une séquence de motif TOE au paramètre alpha pour a) vorticité moyenne de la cellule anti horaire b) vorticité moyenne de la cellule horaire

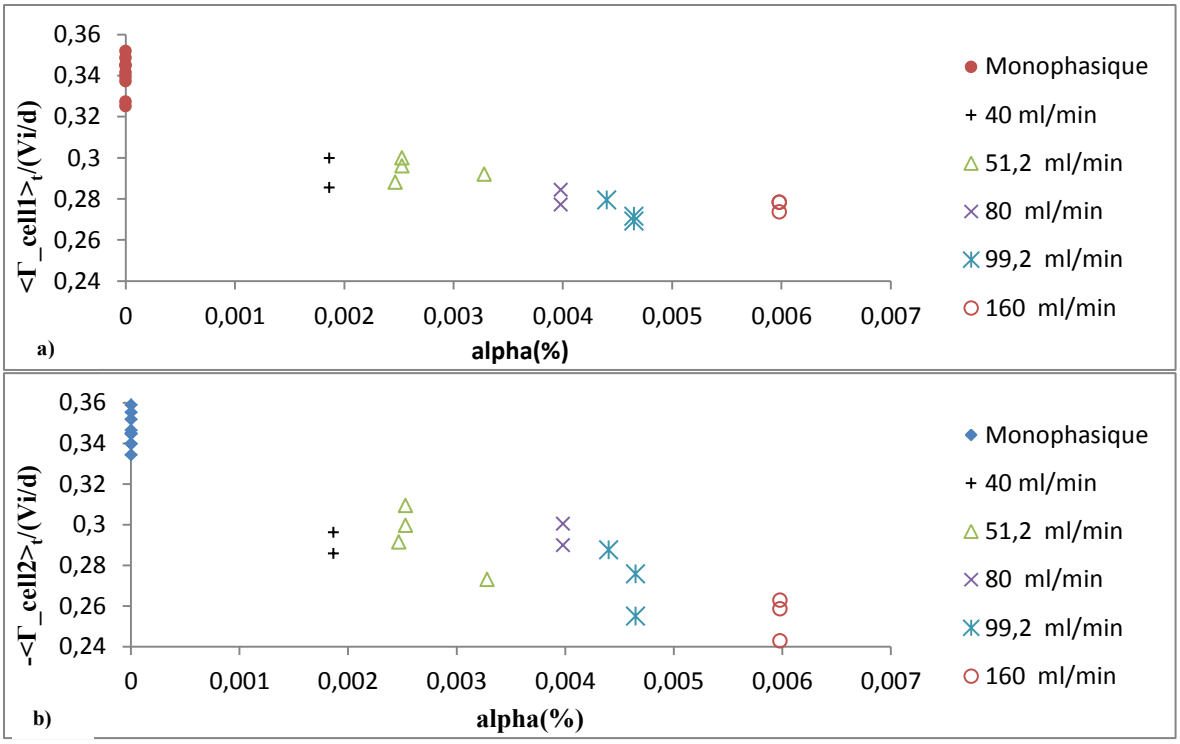


Figure Annexe H.9 :: Sensibilité d'une séquence de motif TOE au paramètre alpha pour a) circulation pour la cellule anti horaire b) circulation pour la cellule horaire

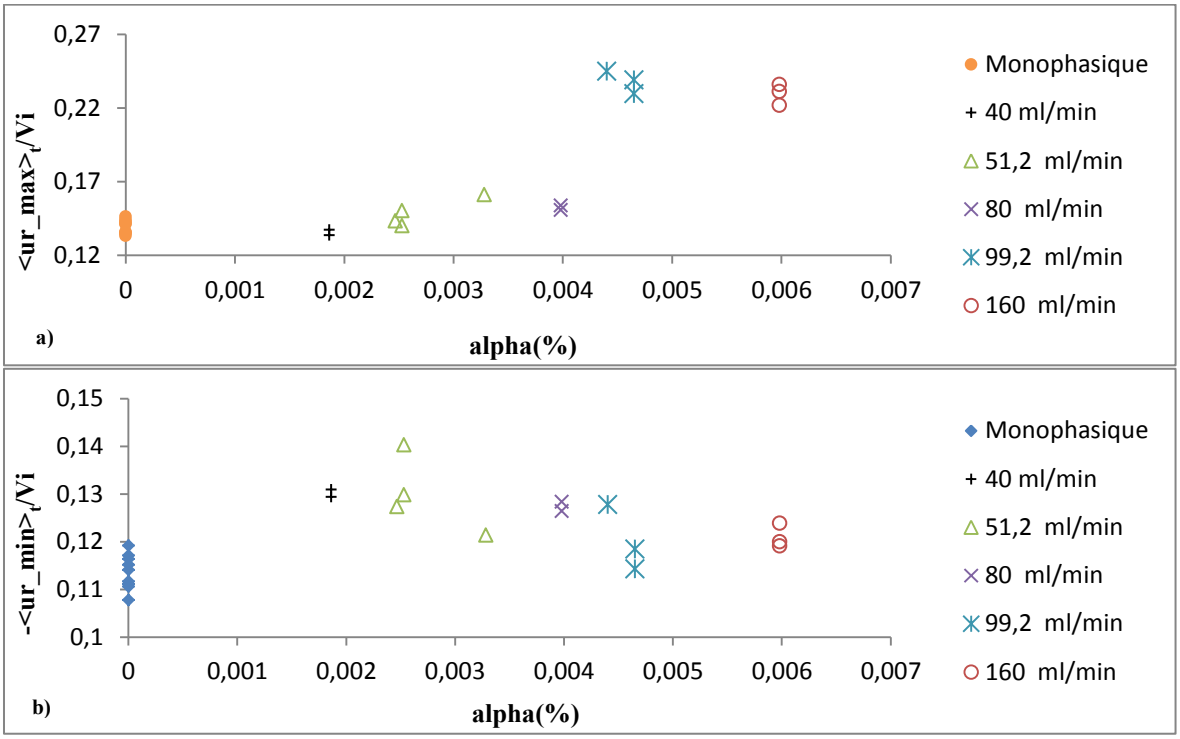


Figure Annexe H.10 : Sensibilité d'une séquence de motif TOE au paramètre alpha pour a) vitesse radiale maximale b) vitesse radiale minimal

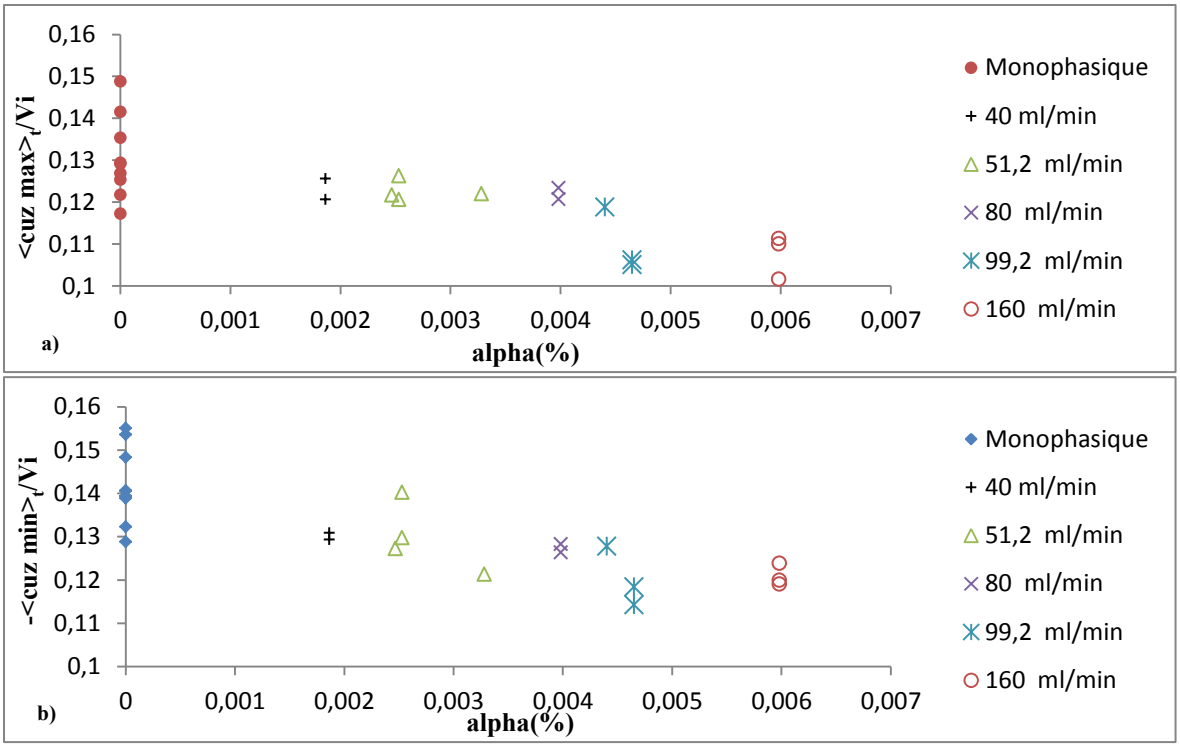


Figure Annexe H.11 : Sensibilité d'une séquence de motif TOE au paramètre alpha pour a) vitesse radiale maximale b) vitesse radiale minimal

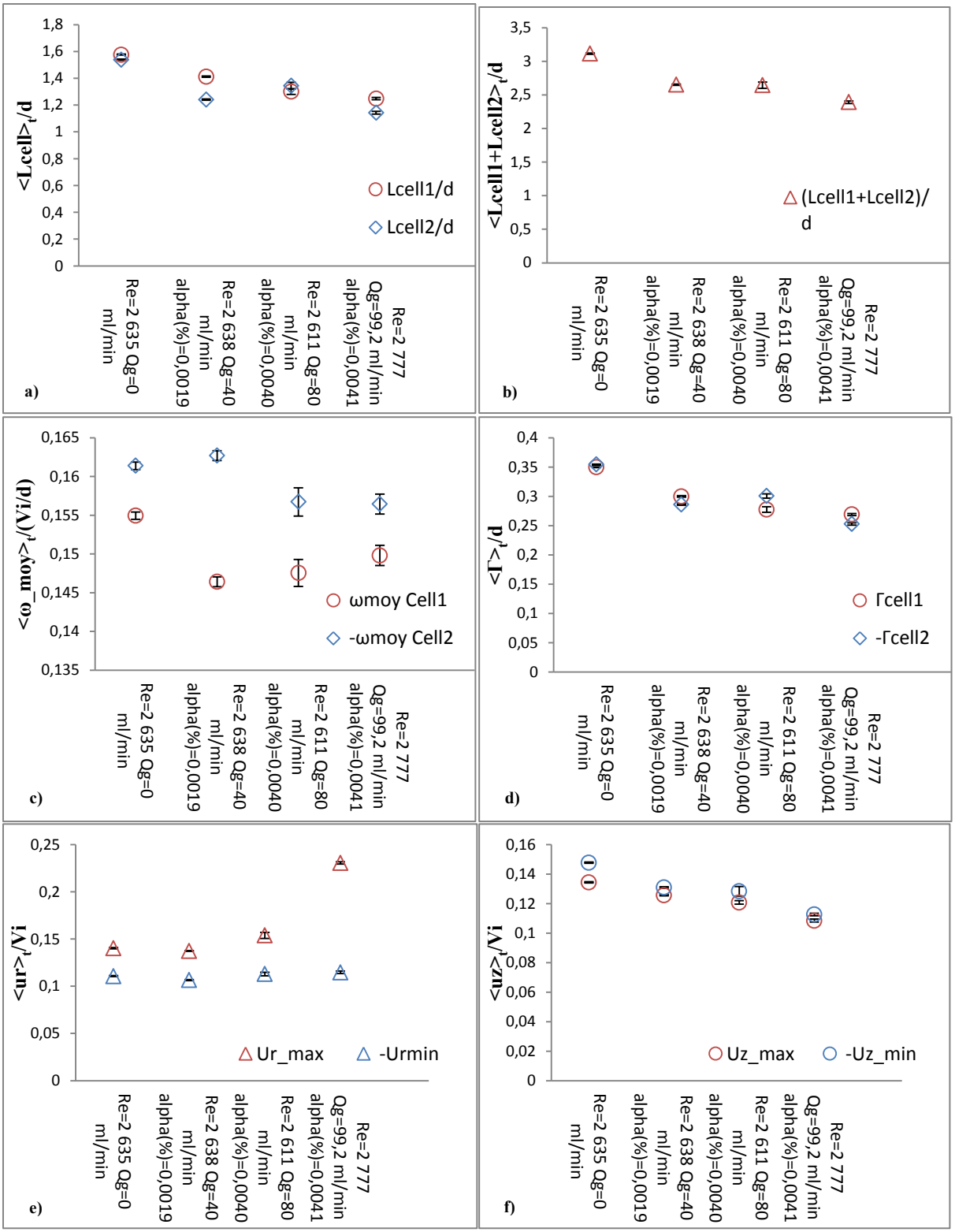


Figure Annexe H.12 : Influence du alpha sur la séquence de motif TOE a) taille des cellules, b) longueur d'onde axiale, c) vorticité, d) circulation, e) extrema de vitesse radiale, f) extrema de vitesse axiale adimensionnelle et moyenné en temps

Annexe I

Annexe.I : SPIV. Sensibilité au débit d'air du Nusselt global, du Nusselt local mesuré en milieu d'entrefer $Nu_{\omega c}$ et du Nusselt local maximum mesuré en proche paroi du cylindre intérieur Nu_{ω_max} et des gains

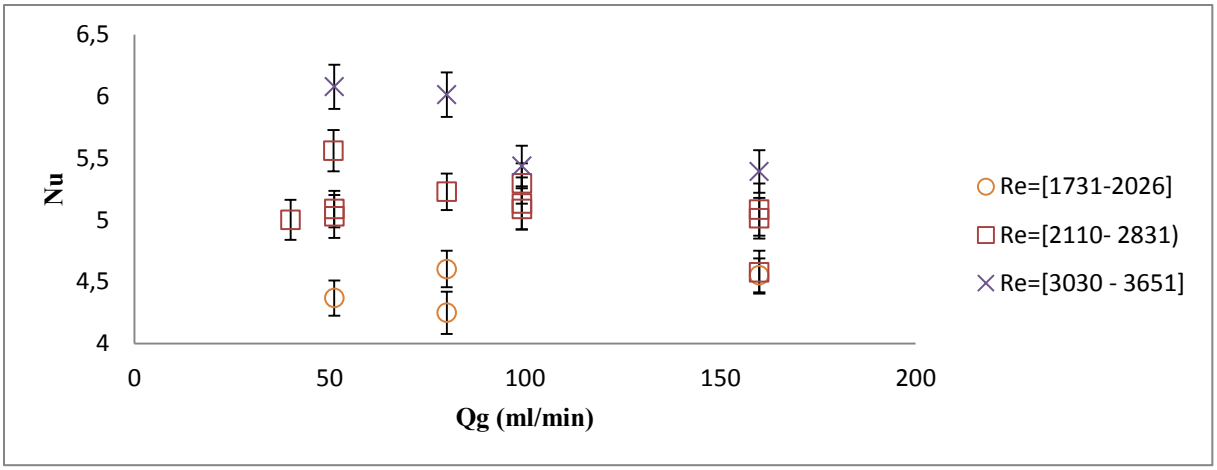


Figure Annexe I.1 : Variation avec le débit du Nusselt global

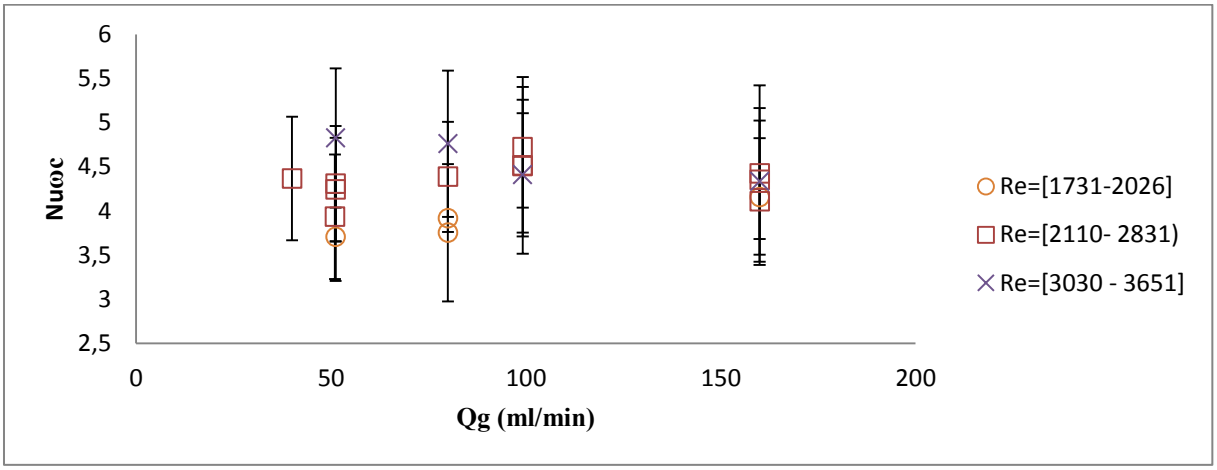


Figure Annexe I.2 : Variation avec le débit du Nusselt local mesurés en milieu d'entrefer

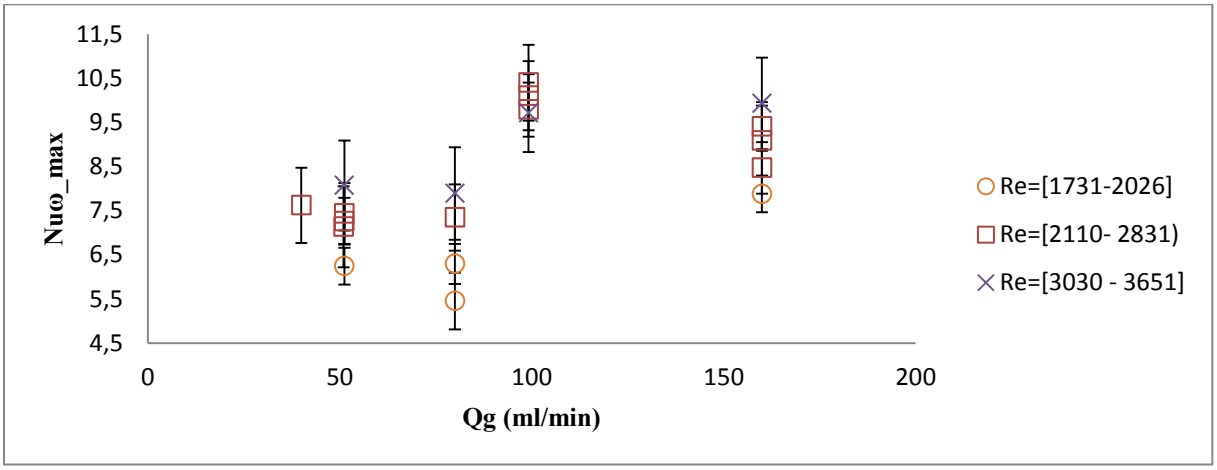


Figure Annexe I.3 : Variation avec le débit du Nusselt local maximal mesuré en proche paroi du cylindre intérieur

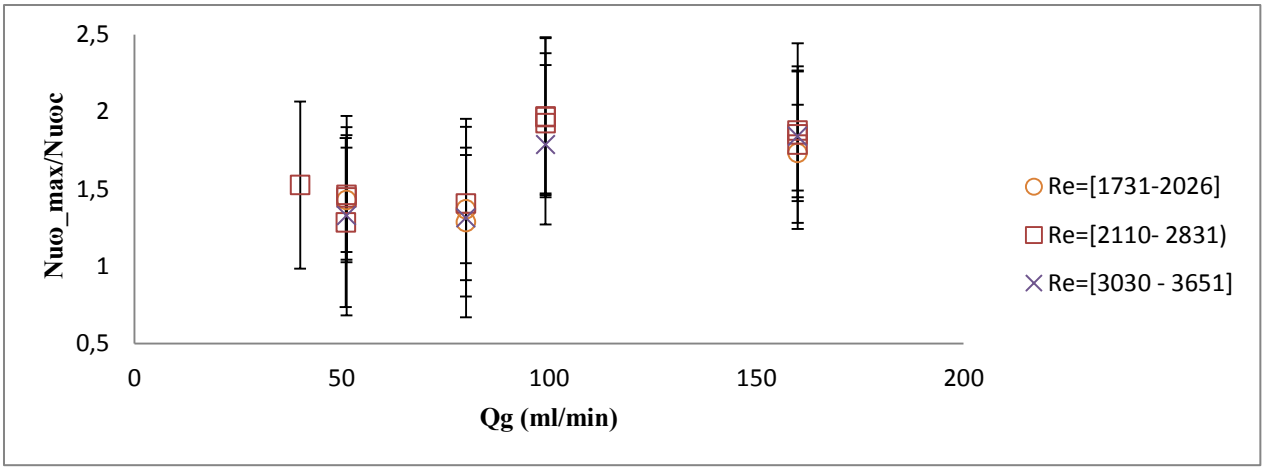


Figure Annexe I.4 : Variation avec le débit du rapport des Nusselt locaux mesurés en proche paroi du cylindre intérieur et en milieu d'entrefer

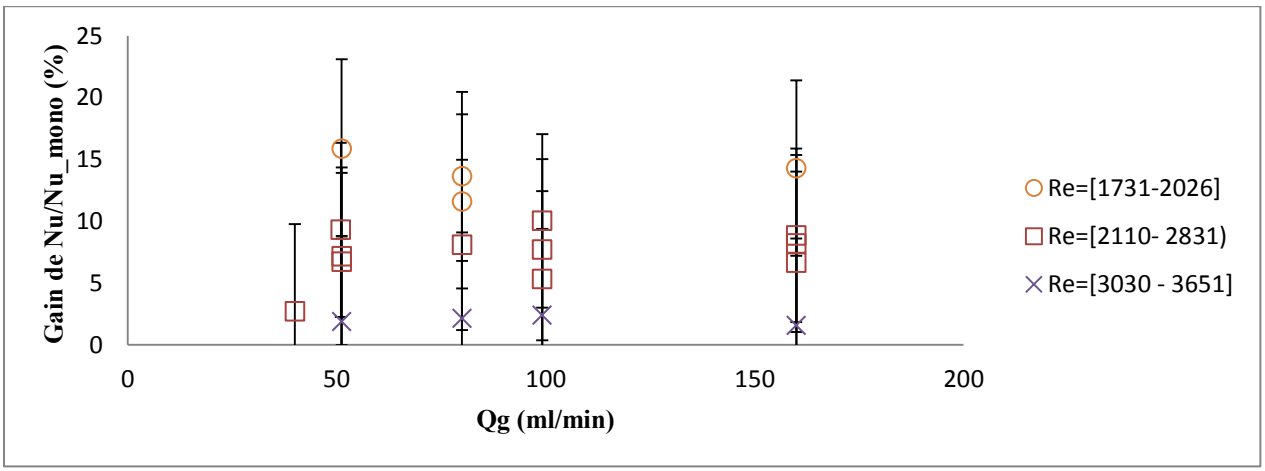


Figure Annexe I.5 : Sensibilité au débit du gain de Nusselt global en diphasique relativement au monophasique.

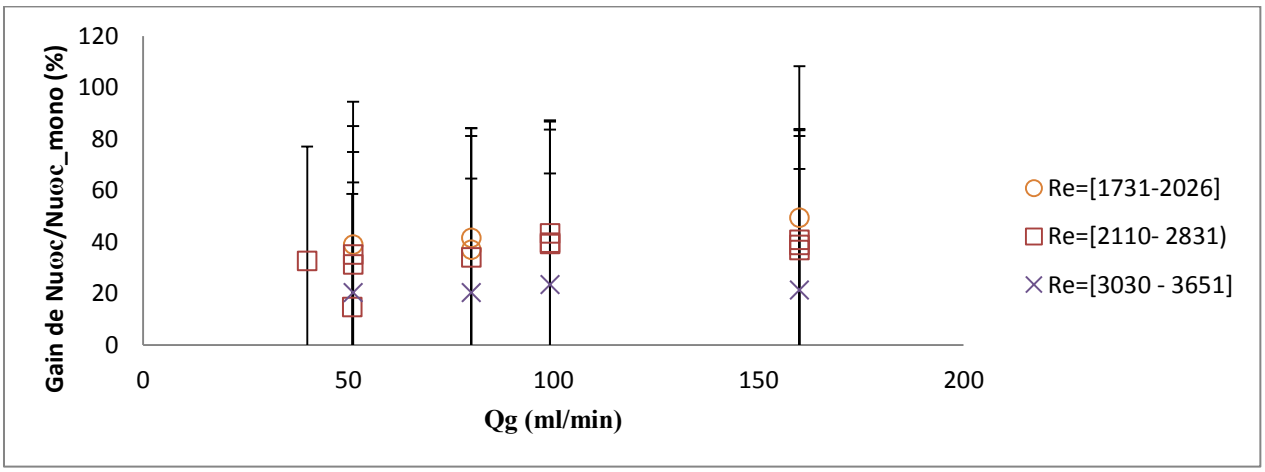


Figure Annexe I.6 : Sensibilité au débit du gain de Nusselt local en milieu d'entrefer en diphasique relativement au monophasique.

Annexe J

Annexe.J : SPIV. Sensibilité de Nusselt global et local au paramètre alpha

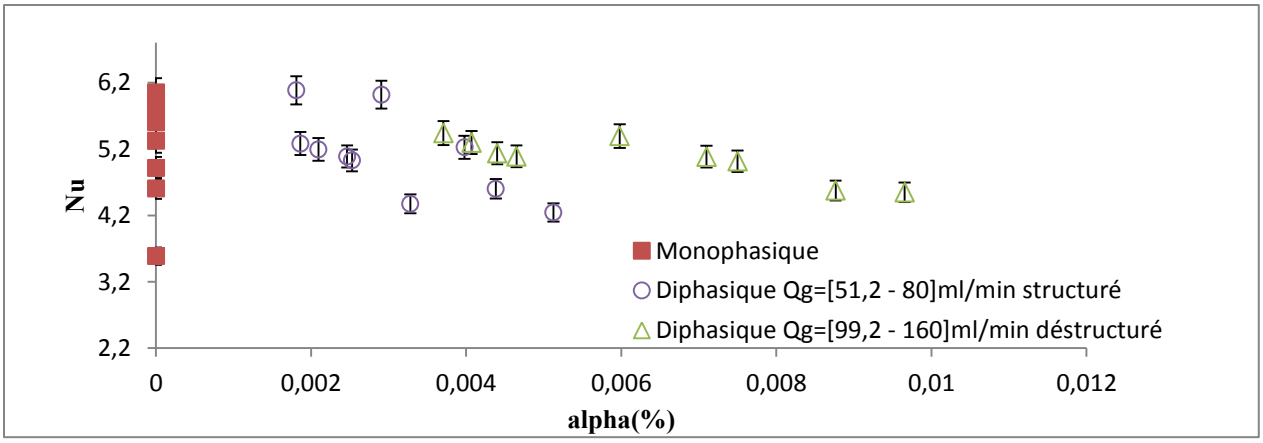


Figure Annexe J.1 : Variation avec le paramètre alpha du Nusselt global

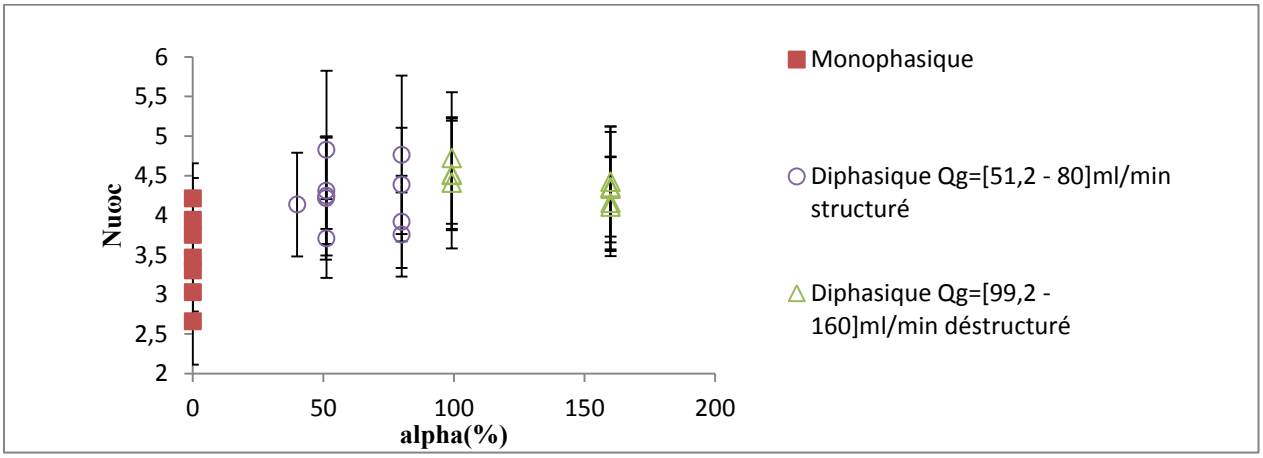


Figure Annexe J.2 Sensibilité au paramètre de contrôle alpha du Nusselt local en milieu d'entrefer

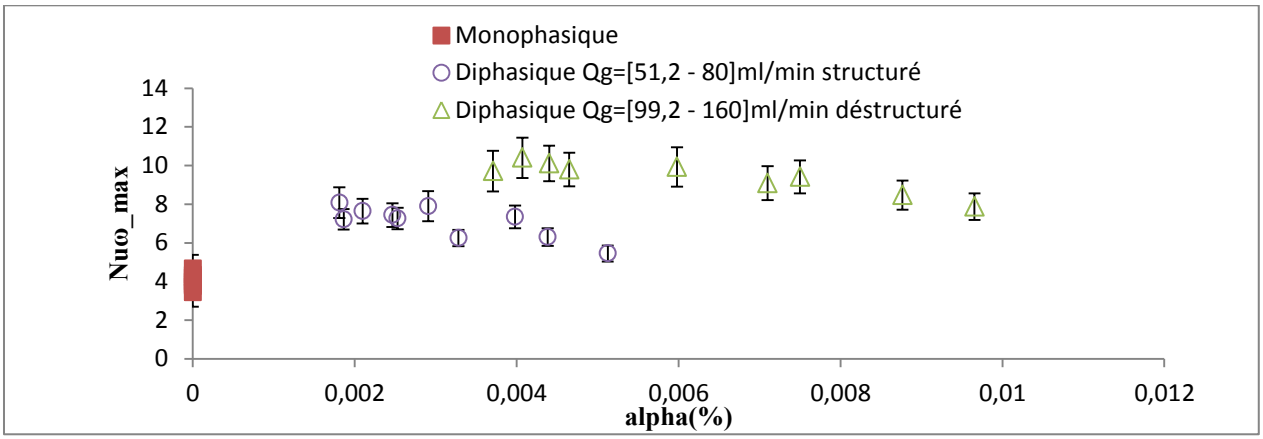


Figure Annexe J.3 : Sensibilité au paramètre de contrôle alpha du Nusselt local maximal mesuré en proche paroi du cylindre intérieur

Annexe K

Annexe.K : Publication Bruno van Ruymbeke et al., 2016

Noname manuscript No.
(will be inserted by the editor)

Quantitative visualization of swirl and cloud bubbles in Taylor-Couette flow

Bruno van Ruymbeke · Yuichi Murai · Yuji Tasaka · Yoshihiko Oishi · Céline Gabillet · Catherine Colin · Noureddine Latrache

The final publication is available at Springer via http://dx.doi.org/[DOI: 10.1007/s12650-016-0391-5]

Abstract We develop a novel method to study the gas phase features in a bubbly Taylor-Couette flow when bubbles are arranged as elevated toroidal strings. The flow is recorded in the front view plane with a high speed camera for a Reynolds number of 1500 and a global void fraction of 0.14%. An image processing algorithm is developed in order to discriminate bubbles accumulated in clouds near the inner cylinder (cloud bubbles) from bubbles trapped in the bulk flow by vortices (swirl bubbles). The analysis of the preferential positions, azimuthal velocities and equivalent void fraction of clouds and swirl bubbles separately provides new insight into the dynamics of the bubble's entrapment.

Keywords Bubbly Taylor-Couette · Flow visualization · Algorithm · Discrimination

1 Introduction

In the context of naval hydrodynamics, injecting bubbles into the developing boundary layer along the hull of ships can significantly reduce the frictional resistance by interacting with the near-wall turbulent structures (Kumagai et al. 2015). The Taylor-Couette (TC) flow that consists of a flow confined in the gap between two coaxial differentially rotating cylinders is considered an academic platform to investigate the drag reduction by injecting bubbles. When the outer cylinder is at rest, the occurrence of Taylor vortices, array of toroidal vortices accompanied by inflow/outflow jets, play the same role as sweeps and ejections of turbulent boundary layers with regard to the bubbles. Generally speaking, bubbles are arranged as axially periodic toroidal patterns: they can be trapped in the outflow region near the inner cylinder between the clockwise (CW) and the counter-clockwise vortices (CCW) and inside the core of these two vortices (Yoshida et al. 2009 , Fig. 1a). This arrangement of bubbles is known as *triple capture*.

Climent et al. (2007) investigated numerically the preferential location of bubbles in the wavy vortex flow (WVF) regime, where the Taylor vortices take azimuthal waves. Their results showed preferential locations of bubbles in the crest and in the thought of the undulated vortices, which correspond to the low-pressure regions. These numerical results were confirmed by the experimental observations of Watamura et al. (2013) , with injection of microbubbles. By increasing the rotational speed of the inner cylinder, in the weakly turbulent regimes, Chouippe et al. (2014) evidenced a capture of microbubbles in the herringbone-like high-speed streaks, near the inner cylinder.

Fokoua et al. (2015) indicated that the drag acting on the inner cylinder wall can be increased or decreased, according to the preferential bubble location. In particular, bubbles accumulated in the outflow region near the inner cylinder play in favor of drag reduction, through an increase of the axial wavelength of Taylor vortices λ. Using a two way coupling method, Gao et al. (2015) demonstrated numerically that the wavelength of vortices is strongly

Bruno van Ruymbeke
French Naval Academy /Ecole Navale BCRM BREST ECOLE NAVALE ET GROUPE DES ECOLES DU POULMIC CC 600 - 29240 BREST Cedex 9 - FRANCE
Tel.: +33 (0)2 98 23 43 06
Fax.: +33 (0)2 98 23 38 57
E-mail: *bruno.van_ruytmbeke@ecole – navale.fr*

Yuichi Murai
Graduate School of Engineering, Hokkaido University Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo

influenced by the gas velocity. Sugiyama et al. 2008 , as well as Spandan et al. 2016 investigated numerically the drag modification due to bubbles. Drag reduction is achieved through a destructuration or a weakening of the Taylor vortices. The study of bubbly drag reduction in Taylor Couette flow was also extended to higher turbulent regimes by Van den Berg et al. 2005 and Van Gils et al. 2013. They highlighted the role played by the bubble deformability to enhance the drag reduction.

Moreover, with increasing gravity effect (Chouippe et al. 2014) or gas injection flux (Shiomi et al. 1993), the bubble arrangement can shift from a toroidal mode to a spiral mode. Interesting enough is that the maximum drag reduction is observed during the transition from the toroidal to the spiral regimes (Murai et al. 2008). Bubble distributions in a three-dimensional domain the consequence of two-way interaction between bubbles and liquid base flows, here TC flow. They have to be reflected by influence of the drag reduction, and thus, knowing the time evolution of bubble distributions and velocity of accumulated bubbles is a key step towards understanding bubbly drag reduction processes. Individual bubble motions in bubble flow have been investigated (e.g.,Murai et al. 2000) and differences of behaviors between isolated bubbles and bubbles belonging to organized groups have also been discussed (e.g.,Cheng et al. 2005). Further, there are some reports performing measurements of bubble distributions in a three-dimensional domain in bubbly conditions (e.g.,Murai et al. 2001). But general three-dimensional tracking for capturing bubble distributions is not applicable to the annular flow system in TC flow because of problems in optical configuration. Attempts to determine the local distribution in the radial-axial plane of bubbles and bubble velocity (Watamura et al. 2013 ; Fokoua et al, 2015) based on individual bubble tracking techniques, however, cannot discriminate bubbles captured in the vortices (swirl bubbles, here after) from bubbles trapped in the outflow region near the inner cylinder (termed cloud bubbles, here after) in the triple capture mode (Fig. 1a) by using their size. In fact, clouds can be superposed with swirl bubbles as seen on Fig. 2a which is a snapshot of bubble distributions in the triple capture mode. Moreover, the determination of azimuthal velocity of bubbles is crucial. Mehel et al. (2006) determined azimuthal velocity profiles of the gas phase in the vortex core by adopting intrusive dual fiber-optical probes, but this technique is not applicable in the near wall region of the outflow, where bubbles are accumulated.

To our knowledge, the determination of azimuthal velocity of cloud bubble (bubbles which are accumulated near the inner cylinder), has not been addressed yet. The goal of this paper is to present an original experimental method to characterize the bubble distribution and bubble velocity in the azimuthal plane of a weakly turbulent bubbly TC flow, where bubbles are arranged as toroidal strings. In this paper, only one flow regime was tested. This flow regime is a compromise which leads to a triple capture in a toroidal arrangement, quite stable with regard to time. This configuration of the flow is achieved for a reduced range of Reynolds numbers and air injection rates. When increasing the air injection rate or decreasing the Reynolds number, there can be no bubble entrapment or there can be a coexistence between toroidal and spiral modes that induce a strong axial motion of the gas phase, which is out of applicability of the proposed method for the discrimination between cloud and swirl bubbles without a modification. The bubbly flow pattern is recorded by a high-speed video camera in the front view as presented in Fig. 2a. The analysis is based on the development of a specific image processing that enables the separation of cloud and swirl bubbles. The temporal variations of azimuthal velocities of the cloud and swirl bubbles are obtained. The analysis is completed by the measurements of the preferential cloud bubble's position and the time variation of void fraction, local volume fraction of gas phase. The paper is organized as follows: the next section is devoted to the description of the experimental device. The image processing for separating between the cloud and swirl bubbles is described in the third section. The fourth section is dedicated to results and discussions of the time variations of azimuthal velocities of the gas phase.

2 Experimental device and control parameters

The experiments were conducted in an apparatus of vertical TC flow system presented in Fig. 1b. The inner rotating cylinder is made of black resin with a radius $R_i = 60$ mm. The fixed outer cylinder is made of transparent acrylic resin with a radius $R_o = 72$ mm. The geometry is characterized by a radius ratio $\eta = R_i/R_o = 0.91$ and an aspect ratio $\Gamma = L/(R_o - R_i) = 20$, where L is the effective height of the liquid layer. A stepper motor with rotational speed Ω_i that can be varied from 0 to 300 rpm is mounted on the shaft connected to the inner cylinder. 10 cSt Silicone oil is used as a working fluid; physical properties of the fluid are summarized in Table 1. The bubbles generator, located below the annulus, is made of porous material, which makes possible to inject air bubbles of average size D_b approximately 10 times smaller than the gap width $d = (R_o - R_i) = 12$ mm. The gas flow rate can be varied from $Q_g = [2.5 - 16.7] * 10^{-7} m^3.s^{-1}$ and controlled by using a gas flow rate meter with accuracy $\delta Q_g = \pm 1.67 * 10^{-8} m^3.s^{-1}$. The bubbly TC flow is driven by the Reynolds number, which compares inertia and viscous effects of the liquid phase, defined as $R_e = 2\pi R_i \Omega_i d/\nu$ (ν is kinematic viscosity), and the global void fraction

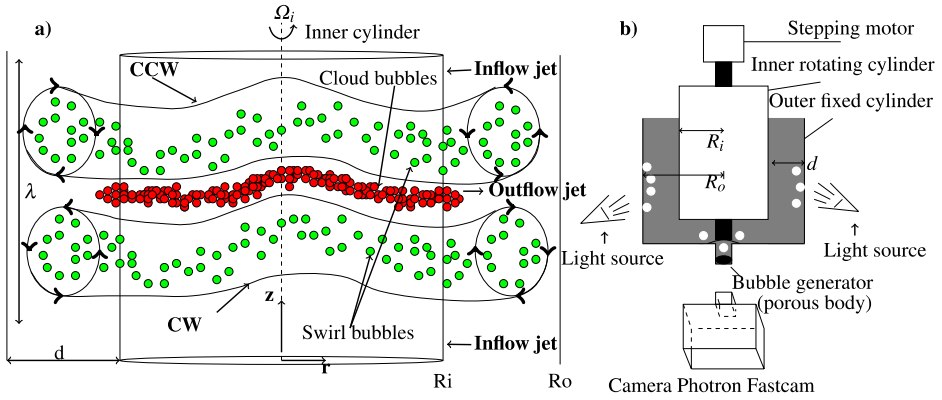
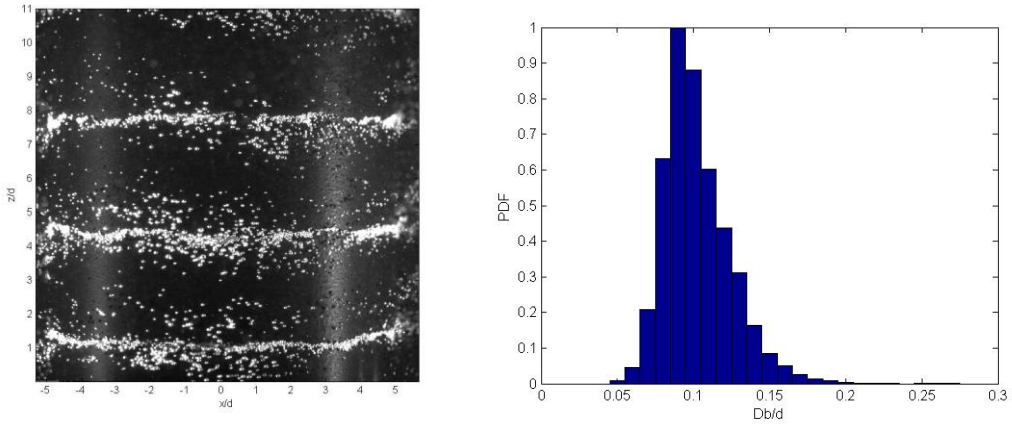


Fig. 1: (a) Triple capture mode (red (cloud bubbles), green (swirl bubbles), and (b) experimental setup of vertical Taylor-Couette flow system (scale doesn't fit with reality)



(a) Snapshot

(b) Bubble size distribution

Fig. 2: (a) Snapshot of bubble distribution in toroidal regime ($Re = 1500, \alpha = 0.14$ %), and (b) corresponding bubble size distribution, where the mean value is $0.09d$ equivalent to $D_b = 1.08$ mm

for the gas phase,

$$\alpha = \frac{Q_g}{2\pi R_i d V_b}, \; V_b = \sqrt{\frac{4}{3} g \frac{D_b}{C_d}}, \tag{1}$$

where V_b is terminal rising velocity of the bubbles in still liquid. With C_d, the drag coefficient of bubbles estimated from Mei et al. (1994) :

$$C_d = \frac{16}{R_{eB}} \left\{ 1 + \left[\frac{8}{R_{eB}} + \frac{1}{2}(1 + 3.315 R_{eB}^{-0.5}) \right]^{-1} \right\}, \tag{2}$$

with $R_{eB} = (V_b D_b)/\nu$ being the bubble Reynolds number.

The observed flow regimes are recorded using a high speed video camera, Photron Fastcam-Max, with a Nitro-Nikkor lens of 105 mm F/2.8. To obtain a good contrast in the image (c.f. Fig. 2a), two light projectors were used at the sides of TC flow setup as presented in Fig. 1b. The scale-factor of images was 0.1289 mm/pixel and the shutter speed of the camera was set at 1/3000 s.The field of view was 132 mm in the azimuthal direction x, centred on the cylinder axis and 132 mm in the axial direction z, with a scale-factor of 129 μm/pixel. We focused on the toroidal regime obtained for the following control parameters, $R_e = 1500$, $Q_g = 4.17 * 10^{-7} m^3.s^{-1}$ (equivalent to $\alpha = 0.14$ %). The experimental conditions are summarized in Table 1. For this Re number, which is 16 times the critical Reynolds number for the onset of Taylor vortices (primary instability), the flow is considered weakly turbulent. Front view

recorded images depict the presence of cloud and swirl bubbles, periodically arranged in the axial direction with an axial wavelength $\lambda = 3.18d$. The corresponding probability density distribution of bubble size is presented in Fig. 2b. The equivalent diameter of the bubbles was determined based on a reduced image in the x direction (width $x = \pm d$ on both sides of the rotation axis) and by applying a procedure of edges detection with a criterium of sphericity. This procedure limits the contribution of curvature induced distortion to the bubbles size distribution. The next subsection is devoted to explaining the image processing method through considering characteristics of the cloud and swirl bubbles.

Table 1: Specifications of dimensions of the apparatus, physical properties of the test fluid, 10 cSt silicon oil, and setting parameters

Apparatus		
Inner cylinder diameter	R_i	60 mm
Outer cylinder diameter	R_o	72 mm
Gap	d	12 mm
Height of the liquid column	L	240 mm
Physical properties of the fluid		
Density	ρ	930 kg/m^3
Surface tension	σ	20.1×10^{-3} N/m
Kinematic viscosity	ν	1.004×10^{-5} m^2/s
Mean bubble diameter	D_b	1.08 mm
Angular velocity	Ω_i	3.33 tr/s
Velocity	$V_i = 2\pi R_i \Omega_i$	1.26 m/s
Gas flow rate	Q_g	$4.17 * 10^{-7} m^3.s^{-1}$
Reynold number	R_e	1500
Global void fraction	α	0.14 %
Bubbles rising velocity	V_b	0.065 m/s
Drag coefficient (Mei et al. 1994)	C_d	3.26

3 Image processing for recognising cloud and swirl bubbles

For the experimental conditions, the field of view highlights three bubble patterns, each of them being composed of a triple capture (Fig. 2a). As described in Fig. 1a, bubbles are trapped in CCW, CW vortices, and in the outflow region. For this typical bubble arrangement, a simple image processing based on the location of bubbles does not work to separate the cloud bubbles from swirl bubbles. Indeed, it is particularly difficult to separate accumulated bubbles in the counter-clockwise vortex from cloud bubbles, because they are located quite near each other as shown in a snapshot of Fig. 2a. For this purpose, a specific image processing method was developed.

The image processing program is composed of three main parts: Part A is devoted to discriminating isolated bubbles in vortices. Part B is focused on the discrimination of the bubbles accumulated in counter-clockwise vortices, whereas part C aims at discriminating the accumulated bubbles in the clockwise vortices. A general sketch of the separation algorithm is presented in Fig. 3. Matrices A_{vi} denote binarized images of swirl bubbles extracted from the original binarized image I_t at different steps i of the processing. The final image of swirl bubbles A_v is obtained from summation of A_{vi}. Matrices A_{ci} denote binarized images of remaining bubbles after removing swirl bubbles at different steps. At the end of the processing, A_{c5} is the final image of cloud bubbles. The different steps will now be detailed and illustrated by displaying some snapshots in Fig. 4.

A typical grey level image, I_t, is displayed in Fig. 4a. For all snapshots, after removing the background, a 2D filtering (Oppenheim & Schafer, 1989 with 0.5 as parameter) was applied, where the function filters a data sequence using a digital filter which is a 2D convolution operator using a 2D FIR (Finite Impulse Response) filter. The snapshots were then binarized, based on a single threshold determined by the Otsu method (Otsu, 1979) (see an example of binarized images II_t in Fig. 4b). The bubble size can be deduced from binarized images after applying an edge detection procedure and a criterion of sphericity in shape. Mean bubble diameter D_b is thus obtained as the average value, here $D_b = 1.08$ mm. Considering that accumulated bubbles are organized as apparent large gas structures that keep similarity in shape at consecutive time steps, the correlation in x direction, was calculated between binarized image at time t, and $t-1$, after applying an edge detection procedure and saving biggest structures (equivalent diameter $> 96D_b$). This procedure allowed the determination of the most probable displacement δx of apparent large gas structures between two time steps. Matrix H represents local correlation deduced from three time-step sequential

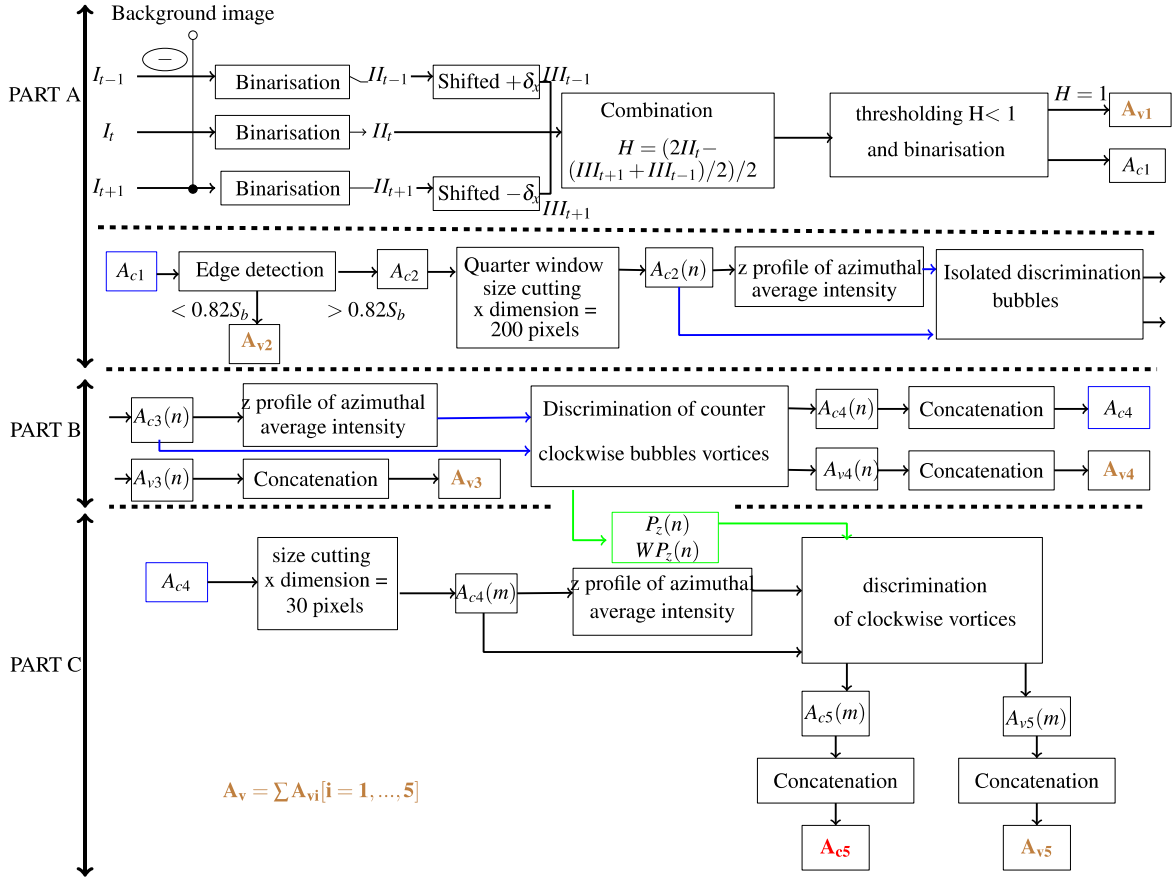


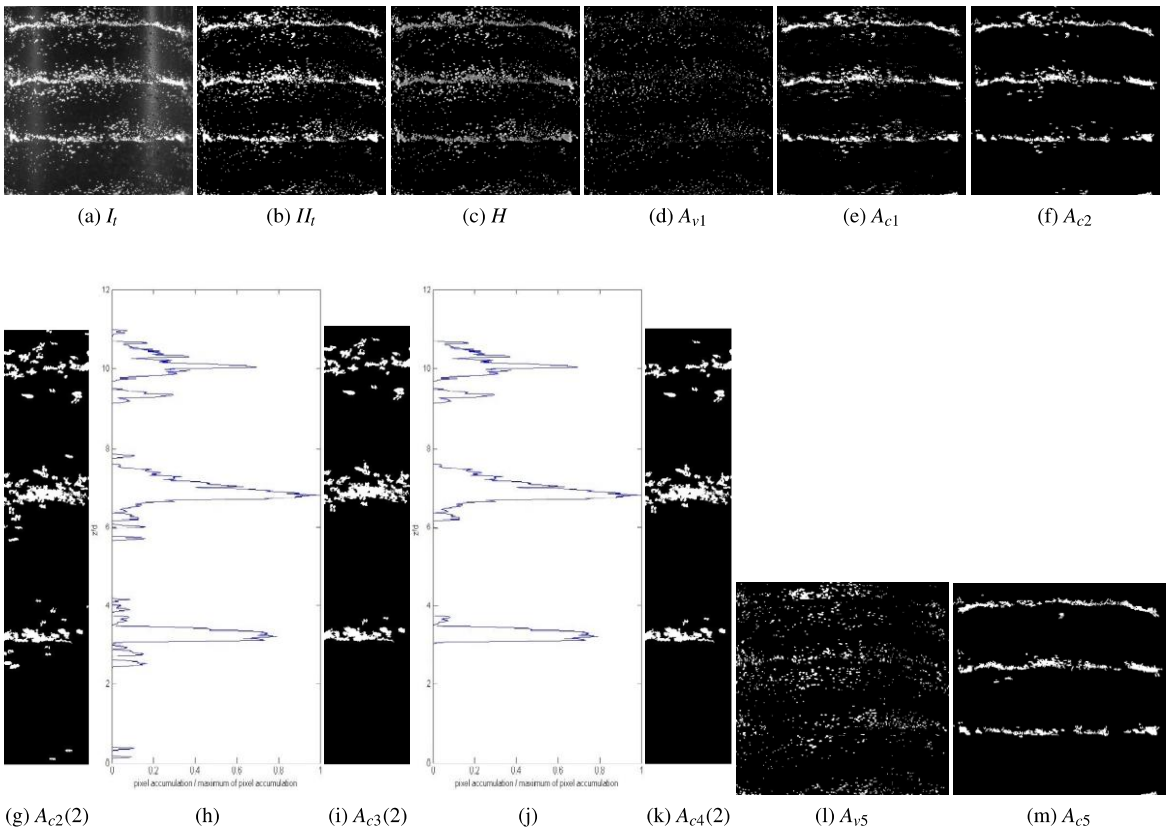
Fig. 3: General sketch of the algorithm used for to swirl and cloud bubbles discrimination

images taken at time t, $t-1$ shifted with $+\delta x(III_{t-1})$ and $t+1$ shifted with $\delta x(III_{t+1})$ as :

$$H = (2II_t - \frac{III_{t+1} + III_{t-1}}{2})/2. \quad (3)$$

H is a grey level matrix taking values, $H = 1, 0.5$ or 0.75; an example is given in Fig. 4c. $H = 1$ is representative of minimum correlation between these images. Pixel values of H equal to 1 are attributed to isolated bubbles in vortices and memorized into a binarized matrix A_{v1} (Fig. 4d). Otherwise, pixel values of H less than 1 are attributed to accumulated bubbles and memorized into a binarized image A_{c1} (Fig. 4e). An edge detection procedure was then applied on A_{c1} in order to identify possible isolated bubbles that were not discriminated by the previous procedure. Pixels in the objects, whose area being smaller than $S_b = 0.82\pi D_b^2/4$, were attributed to isolated bubbles and memorized into A_{v2}, where the factor 0.82 was empirically determined according to H matrices results. A_{c2} displayed in Fig. 4f is the result of the processing of the remaining bubbles, after removing non-correlated gas structures in time and removing dispersed bubbles with small area.

As bubbles trapped in vortices and clouds are arranged as strings in the azimuthal direction (x direction on the images), the next steps of the processing are based on the identification of bubble preferential location in the axial direction (z direction on the images). The azimuthal waviness shifts the axial location of accumulated bubbles according to x direction. Therefore, to minimize this effect, the images A_{c2} are divided into four pieces in the x direction as $A_{c2}(n), (n = 1 \text{ to } 4)$. Normalized profiles of x averaged intensity on $A_{c2}(2)$ (Fig. 4g) were plotted with regard to z direction (Fig. 4h). The profiles exhibit several peaks, each of them being characterized by a maximum intensity and a width in z direction. Isolated bubbles, organized as strings, tend to have narrower peak with smaller intensity. Thus, based on the average size of the bubbles, a criterion was applied on these two parameters in order to identify peaks that belong to remaining isolated bubbles. Pixels on $A_{c2}(n)$ at z location of these peaks were then considered as being part of isolated bubbles and recorded into matrix $A_{v3}(n)$. $A_{c3}(n)$ displayed in Fig. 4i is the result of this procedure



(a) I_t (b) II_t (c) H (d) A_{v1} (e) A_{c1} (f) A_{c2}

(g) $A_{c2}(2)$ (h) (i) $A_{c3}(2)$ (j) (k) $A_{c4}(2)$ (l) A_{v5} (m) A_{c5}

Fig. 4: (a) raw image at a time step t (I_t), (b) binalized image with removing background image (II_t) of I_t. (c) correlation of bubble distribution patterns between three sequential images (H), binalized images of (d) dispersed bubbles in vortices (A_{c2}) and (e) organized bubbles (A_{c1}), (f) results of eliminating small bubble groups, (g) extracted images of A_{c2}, $A_{c2}(2)$ and x average of $A_{c2}(2)$, (h) results of eliminating isolated bubbles, $A_{c3}(2)$, and (j) its x average, (k) results of removing bubbles accumulated in counter clock-wise vortices (A_{c4}), binalized images of (l) swirl bubbles (A_{v5}) and (m) cloud bubbles (A_{c5}) as results of image processing

after removing isolated bubbles. The next step of the processing aims at discriminating bubbles accumulated in the counter-clockwise vortices which were expected to be located above the cloud bubbles. For this situation, profiles of x averaged intensity based on $A_{c3}(n)$ (as shown in Fig. 4j) for the upper string can evidence large peaks in z direction, that results from the combination of two prominent peaks. Several criteria were applied, such as the width of the global peak, the distance between two maxima of intensity and the minimum intensity between two maxima. The z location of the minimum intensity was used to discriminate bubbles: indeed, the upper part of $A_{c3}(n)$ was then considered as part of bubbles in counter clockwise vortices and recorded in $A_{v4}(n)$, whereas the lower part was recorded in $A_{c4}(n)$ (see Fig. 4k). The z location of the bottom peak $P_z(n)$ was considered as the most probable position of the cloud bubbles; the width of the bottom peak $WP_z(n)$, as well as $P_z(n)$ are utilized in the next step. A_{c4} is then composed of cloud bubbles and possible remaining bubbles that are accumulated in clockwise vortices, which were expected to be located under the cloud bubbles.

As fewer bubbles are trapped by the CW vortices than by the CCW vortices, the clockwise swirl bubbles were drowned in the intensity peak of cloud bubbles at the previous step. Thus, the discrimination of bubbles accumulated in the clockwise vortices requires a refinement of x averaged intensity analysis. For this purpose, we reduced the size of A_{c4} in the x direction ($A_{c4}(m)$ is defined for a width in x direction of 30 pixels, i.e., $3.75D_b$). Peaks of $A_{c4}(m)$ located under $P_z(n)$, taking into account $W_{Pz}(n)$, are attributed to bubbles in clockwise vortices, associated pixels are then recorded into $A_{v5}(m)$, otherwise pixels are attributed to cloud bubbles and saved into $A_{c5}(m)$. The final images, A_v (Fig. 4l) and A_{c5} (Fig. 4m), are the results of the global discrimination procedure at time t for swirl bubbles and cloud bubbles, respectively. The maximum of the correlation in x direction between images A_v (respectively A_{c5} at time t and $t+1$) was used for the determination of averaged azimuthal velocity of the bubbles V_θ at time t in vortices

(and clouds respectively). The image processing method developed here is limited to bubbles arrangements for which the axial motion of the bubbles induced by buoyancy effect (regardless of the waviness motion) is characterized by a much smaller time constant, than the one that characterizes the azimuthal waviness. Otherwise, it is not possible to distinguish peaks in the axial direction of the x averaged intensity, which are used to discriminate swirl from cloud bubbles. This situation can be encountered when increasing the air injection rate or decreasing the Reynolds number.

4 Results and discussions

From A_v (respectively A_{c5}), the intensity I_z was extracted at $x = 0$ along a line in the axial direction z. The stored lines at regular intervals of time were stacked together to provide space-time diagrams I_{zt}. The space-time diagram of toroidal regime is presented in Fig. 5, where bubbles in the vortices (green) and cloud bubbles (red) are displayed in different colors. The axial position and time are normalized by the gap width d and the rotational period of the inner cylinder $T_i = 1/\Omega_i$, respectively.

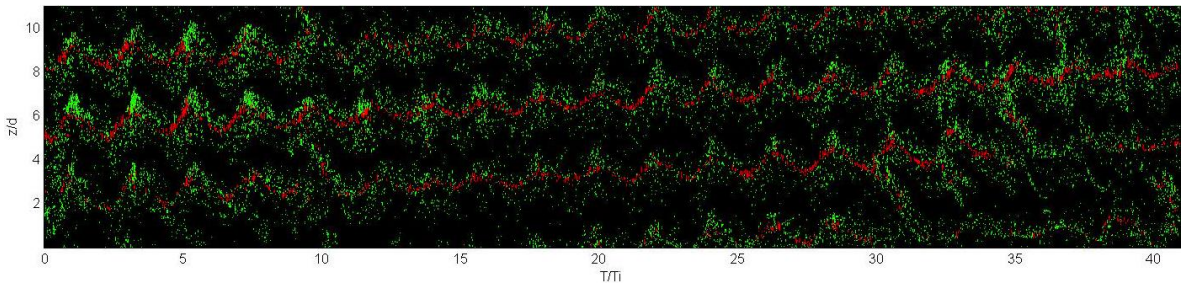


Fig. 5: Space-time diagram of advecting bubbles in elevated toroidal mode (ETM) extracted at $r = 0$ for $Re = 1500$ and $\alpha = 0.14\%$ (green: swirl bubbles, red: cloud bubbles).

The space-time diagram in Fig. 5 shows wavy undulations of the bubble strings and highlights elevation in time of the waviness. Yoshida et al. (2009) has similar results before a transition between a toroidal mode to a spiral mode, the author explained that the cluster move upward gradually driven by the buoyancy effect. But in our case, a transition from a toroidal to spiral modes has not occurred. This particular regime, which has not been evidenced for the toroidal mode in the previous works is called elevated toroidal mode (ETM). The averaged rising velocity W_b can be determined by correlation in the axial direction of the spatial temporal diagram (taking into account swirl and cloud bubbles). For the conditions of this study the rising velocity is equal to $W_b = 0.026V_b$. . In fact, all the bubble strings are moving upward, each time the top one disappeared at the free surface, a new one was generated at the bottom. At $t/T_i = 35$ an ejection is observed from the bottom to the top, this ejection has a similar behavior as an unique spiral which enables the release of individual bubbles from a bubble string to a another one located upper but without destroying the axial toroidal arrangement of the flow.

The FFT (Fast Fourier Transformation) was used to measure the frequency of wavy undulations of all kinds of bubbles. The mean power spectrum exhibits a frequency of the toroidal regime equal to $f = 0.47/T_i$. By the observation of the toroidal regime, the azimuthal wave number is equal to $k_\theta = 1$. Thus, the phase velocity of the azimuthal waviness is $c_\theta = 2\pi f R_i/k_\theta \approx 0.47V_i$.

The maximum of the correlation in x direction between images A_v (respectively A_{c5}) at time t and $t+1$ was used for the determination of averaged azimuthal velocity of the bubbles V_θ at time t in vortices (and clouds respectively). The evolution of V_θ normalized by the azimuthal velocity of the inner cylinder V_i, is plotted in Fig. 6 as a function of the normalized time. The azimuthal velocity of swirl bubbles is almost constant, $V_\theta \simeq 0.47V_i$. Mehel et al. (2006) measured in the core of the vortices a value of the azimuthal velocity of the gas phase ($V_\theta \simeq 0.44V_i$), which can be attributed to the azimuthal velocity of swirl bubbles. This value is close to what we obtained in our experiment. It is in agreement with the azimuthal velocity of the liquid phase, expected in the middle of the gap. Indeed, as pointed out by numerical simulations of Climent et al. (2007) and measurements of Mehel et al. (2006) , the drift velocity in the azimuthal direction between liquid and swirl bubbles is expected to be small. The phase velocity of azimuthal wavy motion (c_θ) is equal to the azimuthal velocity of swirl bubbles. This means that the wavy undulation of the gas structure is induced by the bubbles trapping inside the vortices, i.e., swirl bubbles. For cloud bubbles, a higher

azimuthal velocity is obtained by image processing ($V_\theta = 0.82V_i$ to $0.98V_i$). This higher velocity can be explained by position of the cloud bubbles located near the rotating inner cylinder. The cloud bubbles velocity varies periodically with time (6a). To explain this periodicity, it is convenient to introduce Fig. 6b which gives the most probable axial position of cloud bubbles with time extracted from the maximal intensity peaks (P_z) in A_{c4}. Along the waviness, the velocity of cloud bubbles increases at the end of the trough and it decreases at the top of the crest. The velocity tends to be constant otherwise. Furthermore physical information that can be extracted after the image processing is the equivalent void fraction plotted with time for swirl bubbles and clouds separately (Fig. 6c). In order to catch the temporal evolution of the void fraction due to the waviness, analysis was performed on images A_v (respectively A_{c5}), whose size being reduced to $x = \pm 0.6D_b$. Assuming that bubbles are spherical, apparent local void fraction is calculated using the following formula:

$$\alpha_{local} = \frac{S_{\text{bubbles}}}{A} \frac{\langle D_b \rangle 2/3}{d}, \tag{4}$$

where S_{bubbles} is the total area occupied by bubbles and A is the area of reduced images. Fig. 6c highlights that bubbles are preferentially trapped at the top of the crests of the wavy motion, in agreement with a decrease of the azimuthal velocity of cloud bubbles. Referring to Climent et al. (2007) , the maximum of α_{local} corresponds to the local minimum of pressure at the crests. An axial transfer of bubbles was also observed. This transfer preferentially occurs at the crest of the wavy motion; it is due to the existence of an axial flow that connects the vortices.

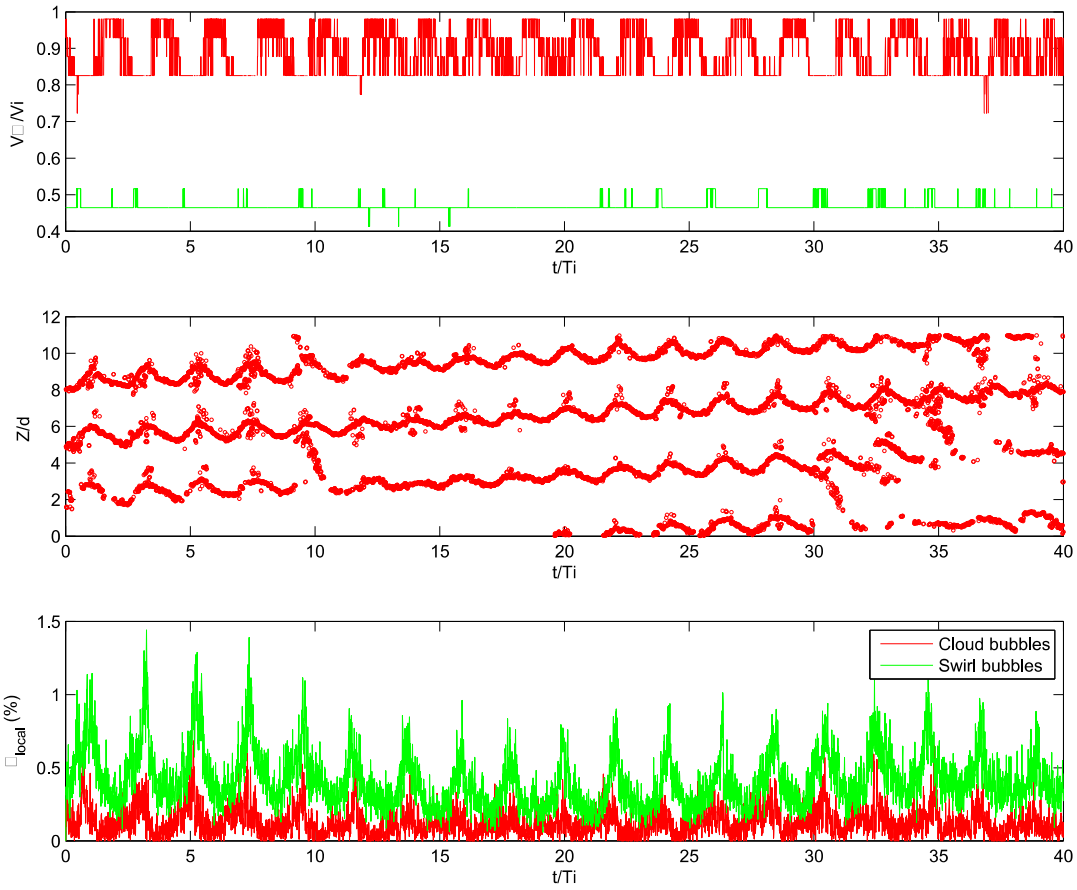


Fig. 6: Properties of cloud and swirl bubbles as a function of time ($R_e = 1500$, $\alpha = 0.14$ %); (a) azimuthal velocity of bubbles, V_θ, (b) preferential axial location of cloud bubbles, and (c) apparent local void fraction, α_{local}

5 Conclusion

We experimentally investigated the structure of the gas phase in a bubbly Taylor-Couette flow at $Re = 1500$ and $\alpha = 0.14$ %. For these conditions, bubbles are arranged as toroidal strings, periodically spaced in the axial direction and submitted to an azimuthal wavy motion. Bubbles are accumulated in clouds near the inner cylinder in outflow jets (cloud bubbles) and in Taylor vortices (swirl bubbles). This paper provides first characterization of bubbles accumulated in the clouds. To achieve this, a high speed camera was used to record this flow in the vertical plane. A specific image processing algorithm was developed in order to discriminate cloud bubbles from swirl bubbles according to characteristics of the bubbles behaviors. This method delivers information about the time evolutions of location, azimuthal velocity and equivalent void fraction of swirl and cloud bubbles separately. The velocity of swirl bubbles ($0.47V_i$) is in agreement with the phase velocity of the observed azimuthal wave, letting us suppose that the waviness is clearly driven by the bubble's entrapment in vortices. The azimuthal velocity of cloud bubbles oscillates from 0.82 to $0.98V_i$, depending on their location, following the azimuthal wave. Based on the analysis of apparent local void fraction, velocity and location, cloud bubbles are accumulated at the crest where the azimuthal velocity of cloud bubbles decreases. This brings bubbles to be release from the cloud to the connecting upper vortices and induces an axial flux of the gas. An elevation with time of the toroidal strings is also observed. This mechanism of releasing bubbles, which is associated to a drift velocity of the bubbles at the inner cylinder wall by comparison to the liquid, may be partly responsible for bubbly drag reduction observed in bubbly Taylor Couette flow. The specific image processing developed in this paper has a universality for toroidal mode and elevated toroidal mode characterized by moderate air injection rates. For the spiral mode, a correction should be applied, taking into account the inclination of the bubble strings in the vertical-azimuthal plane induced by an important axial velocity of the gas phase.

References

Cheng W, Murai Y, Sasaki T, Yamamoto F, Bubble velocity Measurement with Recursive Cross Correlation PIV Technique. Flow Meas. & Instr. 16: 35-46 (2005)

Chouippe A, Climent E, Legendre D, Gabillet C, Numerical simulation of bubble dispersion in turbulent Taylor-Couette flow. Physics of Fluids, American Institute of Physics, 26 (4), pp.043304:1-22 (2014)

Climent E, Simmonnet M, Magnaudet J, Preferencial accumulation of bubbles in Couette-Taylor flow patterns. Phys. Fluids,Vol 19: p. 083301 (2007)

Gao X,Kong B,Vigil R D, CFD investigation of bubble effects on Taylor-Couette flow patterns in the weakly turbulent vortex regime, Chemical Engineering Journal 270508-518 (2015)

Kumagai I, Takahashi Y, Murai Y, Power-saving device for air bubble generation using a hydrofoil to reduce ship drag: Theory, experiments, and application to ships. Ocean Engineering,Vol. 95, p. 183-94 (2015)

Mehel A , Gabillet G, Djeridi H, Bubble Effect on the Structures of Weakly Turbulent Couette Taylor Flow. Journal of Fluids Engineering . 128(4). DOI: 10.1115/1.2201641 (2006)

Mei R, Klausner J, Lawrence C, A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number. Phys. Fluids,6:418E20 (1994)

Murai Y, Matsumoto Y, Yamamoto F, Qualitative and Quantitative Flow Visualization of Bubble Motions in a Plane Bubble Plume. J. Vis. 3: 27-35 (2000)

Murai Y, Matsumoro Y, Yamamoto F, Three dimensional measurement of void fraction in a bubble plume using statistic stereoscopic image processing. Exp. in Fluids 30: 11-21 (2001)

Murai Y, Oiwa H, Takeda Y, Frictional drag reduction in bubbly Couette-Taylor flow. Physics of Fluids 20, 034101 (2008)

Ndongo Fokoua G, Gabillet C, Aubert A, Colin C, Effect of bubbles arrangement on the viscous torque in bubbly Taylor-Couette flow. Physics of Fluids, 27, pp.034105-1 034105-34 (2015)

Oppenheim A, Schafer RW, Buck JR, Discrete-Time Signal Processing. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, pp. 311-312 (1989)

Otsu N, Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms, IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics. Vol. 9, No. 1, pp. 62-66 (1979)

Shiomi Y, Kutsuna H, Akagawa K, Ozawa M, Two-phase flow in an annulus with a rotating inner cylinder (flow pattern in bubbly flow region). Nuc. Eng. and Des., Vol. 141, Issues 1E, p. 27-34 (1993)

Spandan V, Ostilla-Mnico R, Verzicco R, Lohse D, Drag reduction in numerical two-phase TaylorCouette turbulence using an EulerLagrange approach, J. Fluid Mech., Vol 798, p. 411- 435 (2016)

Sugiyama K, Calzavarini E, Lohse D, Microbubbly drag reduction in Taylor-Couette flow in the wavy vortex regime. J. Fluid Mech, Vol.608, P.21-24 (2008)

Van den Berg T H, Luther S, Lathrop D P, Lohse D, Drag reduction in Bubbly Taylor-Couette turbulence, Phys. Rev. Letter, Vol.94 (2005)

Van Gils D P M, Guzman D N, Sun C, The importance of bubble deformability for strong drag reduction in bubbly turbulent Taylor-Couette flow, J. Fluid Mech., Vol. 722, P.317-347 (2013)

Watamura T, Tasaka Y,Murai Y, Intensified and attenated waves in a microbubble Taylor-Couette flow. Physics of Fluids, vol 25 (2013)

Yoshida K, Tasaka Y, Murai Y, Takeda T, Mode transition in Bubbly Taylor-Couette flow measured by PTV. Journal of Physics: Conference Series 147 (2009)

UNIVERSITE SCIENCES BRETAGNE DE LA MER LOIRE ET DU LITTORAL

UBO Université de Bretagne Occidentale

Titre : Etude expérimentale des régimes de coexistence Toroïdal/Spiral en écoulement de Taylor Couette diphasique avec injection de bulles

Mots clés Taylor-Couette, circulation, bulles, défauts, Stéréo-PIV, couple visqueux

Résumé : Notre étude, expérimentale, s'inscrit dans le contexte de la réduction de frottement de paroi par injection de bulles millimétriques. Elle fait suite aux travaux de Mehel (2006), et de Fokoua (2013). On s'intéresse à la modulation du frottement, aux caractéristiques des cellules de Taylor et à la structuration de la phase gazeuse, pour des régimes de coexistence (alternance de motifs toroïdal-spiral). La géométrie d'entrefer est caractérisée par un rapport des rayons de 0,9. Le Reynolds varie entre [1700-50000] et la fraction volumétrique d'air entre [0-0,1%].
Par visualisations haute fréquence et analyse des défauts (dislocations et fusions de cellules), on a caractérisé la transition entre les régimes de coexistence structurée, coexistence déstructurée et chaos développé.
Par Stéréo-PIV (2D3C), on a caractérisé la phase liquide dans un plan méridien et discriminé les contributions respectives des mouvements aléatoire et cohérent à la turbulence. Les mesures en simultané du couple exercé sur le cylindre intérieur ont mis en évidence que différents mécanismes influencent le frottement de paroi : cisaillement turbulent dû au sillage des bulles, dû aux jets entre cellules et relaxation du gradient de vitesse azimutale. L'analyse en fonction des motifs et des régimes montre que le couple maximum est atteint pour le motif toroïdal en régime structuré. Les images haute fréquence des bulles ont été analysées en discriminant les bulles par leur position radiale dans l'entrefer. On obtient des lois de similitude pour le taux de vide et la vitesse axiale du gaz en fonction des nombres de Froude de rotation des cellules ou du cylindre intérieur. La fraction volumétrique d'air contrôle la vitesse ascensionnelle des cellules, la vitesse azimutale du gaz et la fréquence de l'onde azimutale

Title : Experimental study of Toroidal/Spiral coexistence regimes in a two-phase Couette Taylor flow with bubble injection

Keywords : Taylor Couette, circulation, bubbles, defects, Stéréo-PIV, viscous torque

Abstract: This experimental study deals with wall friction reduction by injection of millimetric bubbles. This work is in the continuity of Mehel (2006) and Fokoua (2013) PHDs. We focus on the friction modulation, Taylor's cells characteristics and the gas phase structure, for coexistence regimes (alternance between toroidal-spiral patterns). The gap geometry is characterized by the ratio of radii (0,9). The Reynolds and the air volumetric fraction are varied in the ranges [1700-50000] and [0-0,1%] respectively.
By high-frequency visualizations and defect (dislocations and cell fusions) analysis method, we characterized the transition between the regimes of structured coexistence, unstructured coexistence and developed chaos.
By Stereo-PIV (2D3C) measurements, we characterized the liquid phase in a meridian plane and discriminated the contributions of random and coherent motions to the turbulence. Simultaneous measurements of the torque exerted on the inner cylinder evidence different mechanisms influencing the wall friction: turbulent shear either due to the bubbles wake or to the jets between cells and relaxation of the azimuthal velocity gradient. The analysis according to the patterns and regimes shows that the maximum torque is reached for the toroidal pattern and structured regime.
The high frequency images of the bubbles were analyzed by discriminating their radial position in the gap. Self-similar laws with respect to the rotational Froude numbers either characterizing the cells or the inner cylinder are obtained for both void fraction and axial velocity of the gas phase. The air volumetric fraction controls the rising velocity of the cells, the azimuthal velocity of the gas and the frequency of the azimuthal wave.