

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'*Institut National Polytechnique de Toulouse*
Discipline ou spécialité : *Génie des procédés et de l'environnement*

Présentée et soutenue par *Amélie POUPLIN*
Le *16 décembre 2009*

Titre : *Ecoulements liquide-liquide dispersés homogènes en conduite horizontale: approche locale en milieu concentré*

JURY

M. Jean-Pierre HULIN	*Rapporteur*
M. Geoffrey HEWITT	*Rapporteur*
M. John HINCH	*Examinateur*
M. François CHARRU	*Examinateur*
M^{me} Sandrine DECARRE	*Membre invitée*
M. Olivier MASBERNAT	*Directeur de thèse*
M. Alain LINE	*Directeur de thèse*

Ecole doctorale : *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés*
Unité de recherche : *Laboratoire de Génie Chimique, Toulouse*
Directeur(s) de Thèse : *O. Masbernat et A. Liné*

A mon arrière grand-mère
J. Schneider

Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement de trois années de recherche passées au sein du Laboratoire de Génie Chimique. Elle n'aurait pas vu le jour sans le concours ni le soutien de nombreuses personnes…

Je voudrais commencer par remercier mes directeurs de thèse Alain Liné et Olivier Masbernat. Je vous remercie pour tout ce que vous m'avez appris, pour vos conseils et votre confiance.
Je tiens à remercier Sandrine Décarre pour sa confiance et son soutien pendant ses trois années.

Je remercie également tous les membres du jury : Messieurs Hulin et Hewitt d'avoir accepté de rapporter ce travail, pour leur lecture minutieuse du manuscrit, leurs remarques et toutes les discussions intéressantes que nous avons eu, Monsieur Charru d'avoir fait partie de ce jury et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et enfin Monsieur Hinch de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury et pour son enthousiasme face aux résultats.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel technique du laboratoire, en particulier, Jacques Labadie, Alain Muller, Lahcen Fahri, Ignace Coghe et Christine Rey pour leur aide, leur disponibilité et leur bonne humeur.
Je remercie également Emmanuel Cid et surtout Sébastien Cazin pour les conseils techniques et leur aide concernant l'utilisation de la chaîne PIV.

Je souhaite adresser un grand merci à tous les amis du labo, Nicolas, Alicia, Mallorie, Edgar, Zoé, Laurie, Félicie, Ilyes, Micheline pour toutes nos discussions et les moments partagés ensemble, tous les « anciens » du bureau GIMD Nelson, Romain, Christophe, Lynda, Soualo, Asif, Nicolas et Baptiste, ainsi que Charlotte, Marianne, Maha, Riccardo, Julie… et tous ceux que je n'ai pas nommés…

Je terminerai par remercier ma famille, mes grands parents, mes parents, Jean-Baptiste, Arnaud, Eric, Benoît et enfin Nicolas pour ton infinie patience…

Nomenclature

Lettres latines

D	diamètre de la conduite	m
D_H	diamètre hydraulique	m
d_p	diamètre des gouttes	m
d_{32}	diamètre de Sauter	m
d_{max}	diamètre maximum stable	m
f	facteur de frottement	-
g	accélération de pesanteur	$m^2.s^2$
N	vitesse de rotation	$tr.min^{-1}$
n	fréquence	Hz
	indice de l'écoulement	-
Pr	production turbulente	$m^2.s^{-3}$
R	rayon de la conduite	m
T	température	°C
t_d	temps de relaxation des gouttes	s
t_t	temps caractéristique de la turbulence	s
U_m	vitesse moyenne de l'écoulement	$m.s^{-1}$
V	vitesse instantanée	$m.s^{-1}$
v	fluctuation de vitesse	$m.s^{-1}$
$\overline{V}$	vitesse locale moyenne	$m.s^{-1}$
v^*	vitesse de frottement	$m.s^{-1}$

Lettres grecques

Λ	macro échelle de Taylor	m
λ	micro échelle de Taylor	m
ε	dissipation turbulente	$m^2.s^{-3}$
ε_{MS}	porosité dans les mélangeurs statiques	-
κ	facteur de consistance (chapitre 5)	$Pa.s^n$
	nombre d'onde (chapitre 4)	m^{-1}
η	échelle de Kolmogorov	m
μ_c	viscosité dynamique de la phase continue	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ_d	viscosité dynamique de la phase dispersée	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ_m	viscosité dynamique du mélange	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ρ_c	masse volumique de la phase continue	$kg.m^{-3}$
ρ_d	masse volumique de la phase dispersée	$kg.m^{-3}$
ρ_m	masse volumique du mélange	$kg.m^{-3}$
ν_m	viscosité cinématique du mélange	$m^2.s^{-1}$
σ	tension interfaciale	Pa.m
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement	s^{-1}
ϕ	fraction volumique	-
τ	terme de contrainte	Pa
τ_p	terme de contrainte à la paroi	Pa
τ_μ	terme de contrainte visqueuse	Pa
τ_t	terme de contrainte turbulente	Pa
δ	distance à la paroi	m

Nombres adimensionnels

Ca	nombre Capillaire	$= \frac{\mu_c \dot{\gamma} d_p}{2\sigma}$
Fr	nombre de Froude	$= \sqrt{\frac{\rho_c U_m^2}{\Delta\rho g d_p}}$
Re_m	nombre de Reynolds de mélange	$= \frac{\rho_m U_m D}{\mu_m}$
St	nombre de Stokes	$= t_d / t_t$
We	nombre de Weber	$= \frac{\rho_c D U_m^2}{\sigma}$

Indices

c	phase continue
d	phase dispersée
m	indice de mélange

Sommaire

1. INTRODUCTION GENERALE 3

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES 13

2.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL 14
2.1.1. Système de phases 14
2.1.2. La boucle liquide-liquide 14
2.1.3. Métrologie 18
2.2. VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES (PIV) 19
2.2.1. Principe de la PIV 19
2.2.2. Montage du système PIV 20
2.2.3. Calcul des vitesses instantanées 23
2.3. QUALIFICATION DE L'ECOULEMENT EN REGIME TURBULENT 27
2.3.1. Perte de charge 27
2.3.2. Champ de vitesse 28
2.4. CARACTERISATION DES ECOULEMENTS DISPERSES 31
2.4.1. Distribution de taille des gouttes 31
2.4.2. Homogénéité des écoulements dispersés 34
2.4.3. Stabilité des écoulements dispersés en régime turbulent 39
2.5. CONCLUSION 42

3. FROTTEMENT PARIETAL DES ECOULEMENTS DISPERSES LIQUIDE-LIQUIDE 47

3.1. WALL FRICTION AND EFFECTIVE VISCOSITY OF A HOMOGENEOUS DISPERSED LIQUID-LIQUID FLOW IN A HORIZONTAL PIPE 49
3.2. FROTTEMENT PARIETAL DES DISPERSIONS FORMEES PAR LES MELANGEURS STATIQUES 73
3.2.1. Régime d'écoulement 73
3.2.2. Frottement pariétal 76
3.3. CONCLUSION 77

4. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DISPERSES 81

4.1. REGIME TURBULENT 83
4.1.1. Etude du champ moyen 84
4.1.2. Etude du champ fluctuant 90
4.1.3. Bilan de quantité de mouvement 92
4.1.4. Echelles de turbulence 95
4.1.5. Discussion sur les interactions gouttes/turbulence 106
4.1.6. Dispersion de gouttes de taille d_{32}≈400µm 109
4.1.7. Bilan sur la turbulence des écoulements dispersés 112
4.2. REGIME INTERMITTENT 113
4.2.1. Etude du champ moyen 114
4.2.2. Termes de contraintes visqueuse et turbulente 117
4.2.3. Etude du champ fluctuant 120
4.2.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime intermittent 124
4.3. REGIME LAMINAIRE 125
4.3.1. Etude du champ moyen 126
4.3.2. Bilan de quantité de mouvement 128
4.3.3. Etude des fluctuations de vitesse longitudinale 130
4.3.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime laminaire 133
4.4. CONCLUSION 135

5. ECOULEMENT DENSE 139

5.1. PARAMETRES DE L'ECOULEMENT 140
5.2. PROFILS DE VITESSE 142
5.3. LOI DE COMPORTEMENT 143
5.4. VISCOSITE APPARENTE 149
5.5. LOI DE FROTTEMENT PARIETAL 153
5.6. CONCLUSION 157

6. CONCLUSION GENERALE 161

Références bibliographiques (165)

ANNEXES :

1. RÉGIME TURBULENT 175

1.1. PROFILS DE VITESSE LONGITUDINALE 176
1.2. PROFILS NORMALISES DE VITESSE LONGITUDINALE 180
1.3. PROFIL DE VITESSE RADIALE 184
1.4. PROFILS DES VITESSES RMS 188
1.5. BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT 192

2. RÉGIME INTERMITTENT 197

2.1. PROFILS DE VITESSE LONGITUDINALE 198
2.2. PROFIL DE VITESSE RADIALE 201
2.3. PROFILS DES VITESSES RMS 204
2.4. TERMES DE CONTRAINTES VISQUEUSE ET TURBULENTE 207

3. RÉGIME LAMINAIRE 211

3.1. PROFILS DE VITESSE LONGITUDINALE 212
3.2. COMPARAISON ENTRE LA CONTRAINTE VISQUEUSE ET LE TERME DE PERTE DE CHARGE 215

Chapitre 1 :

Introduction générale

1. Introduction générale

Les écoulements dispersés liquide-liquide sont présents dans de nombreux procédés industriels et tout particulièrement dans les écoulements pétroliers. La présence d'eau en grande quantité dans les puits de pétroles en fin de vie et les techniques de récupération assistée du pétrole par injection d'eau ou de diluant, ont conduit à étudier les écoulements liquide-liquide eau-dans-huile dans des pipelines et des puits à longs déports horizontaux. Le transport de deux liquides non miscibles en conduite horizontale donne lieu à différentes configurations d'écoulement en fonction de la vitesse, de la fraction volumique et des propriétés chimiques des phases en présence. On distingue quatre types de configurations : (i) Les *écoulements stratifiés* ou à phases séparées, pour lesquels les deux fluides s'écoulent sous forme de deux couches séparées par une interface plus ou moins perturbée, la phase la plus dense s'écoulant dans la partie basse de la conduite. Ce type d'écoulement apparaît pour de faibles vitesses de mélange (Trallero et Brill 1996, Angeli et Hewitt 2000). (ii) L'*écoulement annulaire* est un cas particulier d'écoulement à phases séparées, qui apparaît lorsque la différence de viscosité entre les phases est élevée et la vitesse de mélange peu élevée, une situation qui correspond au transport d'une huile très visqueuse. L'eau forme un film lubrifiant le long de la paroi autour de la couche d'huile, facilitant ainsi son transport en réduisant le frottement (Charles et Lilleleht 1966). (iii) *les écoulements dispersés* sont générés par des vitesses de mélange élevées. Une phase se disperse dans l'autre sous forme de gouttes. On distingue les écoulements dispersés homogènes, pour lesquels la phase dispersée est répartie de manière uniforme dans la section de la conduite (aux vitesses de mélange les plus élevées), des écoulements dispersés-stratifiés à vitesse intermédiaire constitués d'une zone dispersée plus ou moins dense et d'une ou deux couches monophasiques (Conan *et al.* 2007). (iv) Les *écoulements dits « intermittents »* apparaissent pour de faibles vitesses de mélange, lorsque la différence de masse volumique des fluides est faible (Charles et Lilleleht 1961, Arirachakaran 1989). Dans cette configuration, une des phases s'écoule sous forme de poche ou de bouchon. Des cartes de régime d'écoulement rassemblent toutes les configurations observées pour un système donné en fonction des paramètres opératoires (Arirachakaran 1989, Angeli 1996). Cependant, il n'existe pas de carte universelle de ces régimes. Suivant la nature des fluides (densité, viscosité, tension interfaciale) et les propriétés physiques du système (diamètre et inclinaison de la conduite, mouillabilité des parois), les écoulements observés pour des conditions opératoires similaires en termes de vitesse de mélange et de rapport de phase n'adoptent pas toujours la même configuration. Les conditions d'existence des différentes configurations et les transitions entre elles ont déjà fait l'objet d'études, notamment par Trallero (1995), Brauner

(1995), Chakrabarty *et al.* (2006), Grassi *et al.* (2008). La plupart de ces régimes d'écoulements a été étudié en laboratoire, de façon académique, c'est-à-dire en injectant à l'entrée de la conduite les phases liquides, soit séparées, soit dispersées. La compréhension des transitions entre régimes d'écoulement reste un problème ouvert que nous ne tenterons pas de résoudre ici ; la notion même de régime d'écoulement liquide-liquide permanent et établi mériterait d'être discutée, comme nous l'indiquerons brièvement dans le document.

L'étude de chacun de ces régimes est indispensable à la compréhension et à la modélisation des écoulements liquide-liquide. Si de nombreuses études ont été déjà été réalisées sur ces écoulements, peu concernent les écoulements dispersés homogènes, c'est-à-dire en l'absence de gradient de concentration dans la section de la conduite. Les écoulements dispersés sont présents dans les conduites pétrolières. Il est cependant difficile à l'heure actuelle de savoir s'ils résultent d'interactions locales, reliées par exemple au niveau de turbulence de la phase continue, ou bien s'ils correspondent à des dispersions formées en amont, au niveau de singularités, telles que des vannes et des pompes (Galinat *et al.* 2005) et transportées par l'écoulement. Par conséquent, nous avons choisi d'imposer et de contrôler la taille de nos émulsions et d'analyser l'interaction de ces émulsions avec la phase continue, en particulier au niveau de la turbulence. Le premier objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement la structure d'écoulements dispersés liquide-liquide homogènes turbulents. Pour des raisons de faisabilité expérimentale, nous avons réalisé des dispersions d'huile dans l'eau et non d'eau dans l'huile, plus communément rencontrées en application pétrolière.

Modéliser les écoulements dispersés homogènes turbulents, c'est avant tout décrire la modulation de la turbulence de la phase continue par la phase dispersée et son évolution avec la concentration. Pour comprendre ces mécanismes, des études expérimentales et numériques ont été menées sur la modulation de la turbulence par des particules. La plupart de ces études sont réalisées en conduite verticale et avec des systèmes solide/gaz pour s'affranchir de la déformation des particules et de la ségrégation des phases. Concernant l'étude de systèmes gaz-liquide ou liquide-liquide, on peut citer les travaux de Lance et Bataille (1991), Rensen *et al.* (2005) et Hu *et al.* (2007). De nombreuses études ont mis en évidence l'effet de la taille des particules (Tsuji *et al.* 1984). Hestroni (1989) montre que, pour un nombre de Reynolds particulaire Re_p faible, les particules atténuent la turbulence de la phase continue, et lorsque Re_p>400, l'intensité de turbulence augmente. Mais selon Eaton (1994), la modulation de la turbulence est vraisemblablement fonction du nombre de Stokes. D'autre part, la turbulence n'est pas homogène en conduite, il peut y avoir des interactions entre particules et turbulence différentes au centre de la conduite et au niveau des parois comme le montrent Kaftori *et al.* (1991), Rashidi

et al. (1990), Ljus *et al.* (2002) et Hu *et al.* (2007). La modulation de la turbulence est donc un phénomène complexe qui dépend de plusieurs paramètres. Il est difficile de prédire exactement les interactions entre les phases mais les différentes études mettent en évidence l'influence de quelques paramètres sur la modulation de la turbulence tels que : (i) le nombre de Stokes (*St*) représentant le rapport entre le temps de relaxation des particules et un temps relatif à la turbulence, (ii) le nombre de Reynolds particulaire (Re_p) basé sur le diamètre des particules et la vitesse relative des particules par rapport au fluide, (iii) le diamètre des particules relatif à une échelle de turbulence appropriée et généralement égale à la micro-échelle de Kolmogorov, et (iv) le rapport massique des phases (dans le cas de particules solides). Sundaresan *et al.* (2003) présentent ainsi un état d'avancement des recherches sur les écoulements dispersés, et mettent en valeur le manque de données expérimentales nécessaires à la compréhension et la simulation des interactions entre particules et turbulence.

Toutefois, il semble admis que lorsque les suspensions sont de faible inertie (nombre de Stokes basé sur l'échelle de temps de Kolmogorov petit devant 1), et en l'absence de glissement (nombre de Reynolds particulaire petit devant 1), l'hypothèse de milieu effectif peut être appliquée. Cette hypothèse consiste à considérer le milieu dispersé comme un fluide unique (ou pseudo-fluide), auquel on peut appliquer des propriétés de mélange telles que la densité et la viscosité de mélange (ρ_m et μ_m). Dans le cas de dispersions liquide-liquide, on parlera d'émulsions. La littérature consacrée à la rhéologie des émulsions est abondante (Derkach 2009), mais les mesures locales dans les écoulements d'émulsions concentrées restent rares (Bécu *et al.* 2004).

Des études expérimentales, déjà anciennes, ont été réalisées sur le frottement pariétal d'écoulements d'émulsions en conduite, avec les travaux de Baron *et al.* (1953), Cengel *et al.* (1962), Faruqui et Knudsen (1962). Ces études ont montré que le frottement pariétal de la dispersion d'huile dans l'eau (O/W) en conduite horizontale et verticale pouvait être décrit à l'aide d'une viscosité effective. Baron *et al.* (1953) ont étudié des dispersions huiles dans l'eau (O/W) en régime turbulent pour des fractions volumique en phase dispersée allant jusqu'à 50% (la taille des gouttes estimée est inférieure à l'échelle de Kolmogorov). La viscosité effective de chaque écoulement est déterminée à partir de la loi de frottement de Blasius. A partir des mesures de viscosité, Baron *et al.* (1953) identifient la viscosité effective à l'aide de la corrélation d'Eilers (1941) pour une plage étendue de concentration. Cengel *et al.* (1962) ont une démarche similaire : la viscosité des dispersions (O/W) en conduite horizontale est déterminée à partir des mesures du gradient de pression en régime turbulent avec la loi de frottement de Blasius. Au-delà d'une concentration en phase dispersée de 20%, les émulsions ne se comportent plus comme des

fluides newtoniens et homogènes en concentration. Cengel *et al.* attribuent ce phénomène à une séparation des phases. Pal (1993) montre qu'en stabilisant des émulsions d'huile dans l'eau (O/W) et d'eau dans l'huile (W/O) à l'aide d'un tensioactif , les émulsions peuvent être stables en régime laminaire et turbulent en conduite horizontale, pour des concentrations en phase dispersée allant jusqu'à 60%. Le diamètre des gouttes est compris entre 4 et 40μm. Pal identifie la viscosité effective de chaque émulsion formée à partir du frottement en régime laminaire avec la loi de Hagen-Poiseuille, et montre qu'avec cette même valeur de viscosité le frottement pariétal de l'émulsion suit la loi de Blasius aux plus forts débits. En revanche, pour les dispersions instables de gouttes de plus gros diamètre, les résultats de Pal révèlent un effet de réduction de traînée marquée en régime turbulent (probablement dû à un comportement rhéofluidifiant de l'émulsion dans ce régime).

Par une technique LDV (Laser Doppler Velocimetry) en milieu d'indice optique ajusté et en conduite horizontale, Kvandal *et al.* (2000) montrent que, pour des vitesses de mélange élevées et une concentration volumique inférieure à 20%, les dispersions sont homogènes en concentration sur toute la section de la conduite et les profils de vitesse longitudinale de la phase continue sont identiques à ceux d'un écoulement monophasique. Ils en déduisent que le mélange se comporte comme un pseudo-fluide, sans toutefois préciser la viscosité de mélange ni le frottement pariétal. Faruqui et Knudsen (1962) ont déterminé (en conduite verticale) la viscosité effective à partir des mesures locales du profil de vitesse, et montrent que ces valeurs sont identiques à celle obtenues par l'évolution du gradient de pression en fonction de la vitesse de mélange. Cette approche couplée entre deux méthodes de mesure met en valeur la validité de la modélisation du frottement pariétal par un fluide effectif. Plus récemment, Matas *et al.* (2003) ont étudié la transition laminaire-turbulent pour des suspensions solide-liquide iso-densité. Leurs résultats montrent que, même en l'absence d'inertie (pas de modification du champ moyen de vitesse), cette transition dépend de la concentration et du rapport entre le diamètre de la conduite et le diamètre des particules. Pour une concentration inférieure à 0.25-0.3, les plus grosses particules vont avancer l'apparition de la turbulence, tandis que les petites particules ne vont pas la modifier. En revanche, au-delà d'une concentration de 0.3, les petites particules retardent la transition vers la turbulence de manière significative, un effet qui reste inexpliqué.

L'acquisition de données expérimentales sur la structure locale des écoulements turbulents et laminaire d'émulsions concentrées en conduite, ainsi que sur la transition entre régimes d'écoulements, présente donc un important intérêt et constitue les motivations à la réalisation de cette étude.

Le dispositif expérimental mis en place est constitué d'une conduite horizontale de 7.5m de long et de 5cm de diamètre dans laquelle s'écoule une émulsion en régime permanent établi. Sur cet écoulement, une analyse détaillée du champ local de vitesse de la phase continue a été réalisée dans une plage étendue de paramètres opératoires : vitesse de mélange comprise entre 0.42 et 1.2m/s et concentration volumique en phase dispersée allant jusqu'à 0.7. Les gouttes formées ont un diamètre moyen de 25µm. En régime turbulent, la taille des gouttes est inférieure à l'échelle de Kolmogorov. Le nombre de Stokes pour l'ensemble des écoulements formés basé sur l'échelle de temps de Kolmogorov est inférieur à 0.1. En configuration d'écoulement homogène, il n'y a pas de vitesse moyenne de glissement entre les phases.

Dans le chapitre 2, nous présentons le dispositif expérimental, le système de phase ainsi que les techniques de mesure mises en place dans cette étude. Nous avons utilisé la boucle expérimentale conçue par Conan (2007), qui a été modifiée afin de produire des écoulements dispersés homogènes. La phase continue est une solution aqueuse de glycérol (40% vol.), et la phase dispersée est du n-heptane. L'ajustement des indices optiques de ces deux phases nous a permis de caractériser le champ hydrodynamique local de la phase continue au moyen de la vélocimétrie par image de particules (PIV). Cette technique a également été utilisée pour détecter la configuration de l'écoulement (dispersé homogène ou partiellement stratifié). Au moyen de mélangeurs statiques, des écoulements dispersés homogènes avec des gouttes de plus gros diamètre ont pu être produits (d_{32}~400µm), mais dans une plage de conditions opératoires beaucoup plus réduite.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude du frottement pariétal de l'ensemble des dispersions homogènes pour des concentrations comprises entre 0.08 et 0.56. Dans la plage des vitesses étudiée, des écoulements turbulents, intermittents et laminaires ont pu être identifiés, d'une part à l'aide des profils des vitesses moyennes longitudinales, et d'autre part à l'aide de l'évolution du gradient de pression en fonction de la vitesse de mélange. A partir de ces deux méthodes de mesure, nous avons également pu déterminer la viscosité de mélange des dispersions. Le concept de milieu effectif a pu être validé, ainsi que le caractère newtonien de l'émulsion dans cette plage de concentration. En utilisant les propriétés de mélange, les lois de frottement pariétal ont été identifiées pour l'ensemble de ces régimes et comparées aux lois de frottement classiques en conduite (Hagen-Poiseuille et Blasius).

Chacun de ces régimes est étudié en détail dans le chapitre 4, en particulier le champ des fluctuations de vitesse en régime turbulent et intermittent. Grâce aux résultats du précédent chapitre, l'émulsion est ici assimilée à un pseudo-fluide newtonien dont la viscosité effective est connue pour chaque concentration. Les profils de vitesse et de contraintes de Reynolds en

écoulement turbulent sont tracés pour différentes fractions d'huile dans l'eau et comparés aux écoulements monophasiques pour un même nombre de Reynolds. Les échelles caractéristiques de la turbulence sont aussi déterminées (macro et micro échelles de Taylor, micro échelle de Kolmogorov) en écoulement diphasique et comparées au cas monophasique.

Le chapitre 5 présente une analyse d'un écoulement laminaire à plus forte concentration, (ϕ=0.7). A cette concentration, la dispersion n'a plus un comportement newtonien et l'analyse locale du champ de vitesse et de déformation permet d'identifier sa rhéologie.

En conclusion, les principaux résultats de cette étude sont synthétisés et quelques perspectives sont abordées.

Chapitre 2 :

Dispositif expérimental et techniques de mesures

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES 13

2.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL 14
2.1.1. Système de phases 14
2.1.2. La boucle liquide-liquide 14
2.1.3. Métrologie 18

2.2. VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES (PIV) 19
2.2.1. Principe de la PIV 19
2.2.2. Montage du système PIV 20
2.2.3. Calcul des vitesses instantanées 23

2.3. QUALIFICATION DE L'ECOULEMENT EN REGIME TURBULENT 27
2.3.1. Perte de charge 27
2.3.2. Champ de vitesse 28

2.4. CARACTERISATION DES ECOULEMENTS DISPERSES 31
2.4.1. Distribution de taille des gouttes 31
2.4.2. Homogénéité des écoulements dispersés 34
2.4.3. Stabilité des écoulements dispersés en régime turbulent 39

2.5. CONCLUSION 42

2. Dispositif expérimental et techniques de mesures

Ce chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental mis en place pour former des écoulements dispersés homogènes dans une conduite horizontale et à la description des techniques de mesure permettant d'en caractériser le transport.

L'objectif est d'obtenir des écoulements dispersés (huile dans eau) qui soient stables et homogènes dans une plage étendue de conditions opératoires (vitesse de mélange et concentration). Pour cela, nous avons repris le dispositif expérimental mis en place dans le cadre de la thèse de Conan (2007) sur lequel nous avons opéré des modifications. Le nouveau système mis en place a permis la formation d'écoulements dispersés homogènes (huile dans eau) dans une large gamme de paramètres opératoires en utilisant la pompe centrifuge du circuit principal comme procédé d'émulsification. Un autre système a permis d'obtenir des écoulements dispersés homogènes avec une taille de goutte plus importante, grâce à des mélangeurs statiques installés en tête de conduite. Ce système a été cependant peu utilisé car le domaine d'existence d'écoulements dispersés homogènes est assez réduit. Nous l'avons conservé afin de comparer dans quelques cas l'effet de la taille des gouttes sur la structure locale des écoulements dispersés homogènes.

L'installation expérimentale est composée d'une conduite horizontale transparente de 7.5m de long. Plusieurs prises de pression disposées le long de la conduite permettent de vérifier l'établissement des écoulements formés, et de déterminer la perte de charge correspondante. Le système de phase utilisé est identique à celui de Conan (2007). Ce système de phase, optiquement homogène à la température de travail, permet l'implantation d'une métrologie optique (PIV) pour étudier le comportement hydrodynamique de la phase aqueuse.

Ce chapitre est divisé en quatre parties. La première présente en détail le dispositif expérimental et son fonctionnement. Une deuxième partie présente la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV) mise en place sur la boucle expérimentale pour déterminer les champs de vitesse instantanés de la phase continue. La troisième partie permet de qualifier l'écoulement monophasique turbulent dans la conduite ainsi que de valider les métrologies utilisées (mesures de perte de charge et PIV). Enfin, dans la dernière partie, nous présenterons les caractéristiques des dispersions formées et les conditions d'homogénéité des écoulements dispersés en fonction de la vitesse de mélange et de la concentration.

2.1. Dispositif expérimental

2.1.1. Système de phases

Le choix des phases est lié à la nécessité d'ajuster les indices optiques des fluides en présence. La phase continue est une solution aqueuse et la phase dispersée est du n-heptane (de pureté 96%, Gâches Chimie). L'indice optique de l'eau seule (n_d≈1.33 à T=20°C) étant éloignée de celui de l'heptane (n_d≈1.388, à T=20°C), l'ajout de glycérol dans l'eau permet d'ajuster l'indice de réfraction de la solution aqueuse à celui de l'heptane. Cet ajustement des indices dépend à la fois de la concentration en glycérol et de la température. La température a été fixée à 29°C, afin de limiter l'augmentation de la viscosité de la phase porteuse due à l'ajout de glycérol. A cette température, les indices optiques des deux phases sont ajustés pour une fraction volumique de 43% en glycérol (n_d=1.385). Les propriétés des fluides sont reportées dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Propriétés physico-chimiques de la phase continue et dispersée à T=29°C

	Phases	***Densité*** ρ ***(kg.m^{-3})***	***Viscosité*** μ ***(Pa.s)***	***Indices optiques***	***Tension interfaciale*** σ ***(N.m^{-1})***
Dispersée	Heptane	684	$4\ 10^{-4}$	1.385	Système eau+glycérol/heptane
Continue	Eau/Glycérol (~43% vol)	1102	$3.2\ 10^{-3}$	1.385	$30\ 10^{-3}$
	Eau	996	$8.2\ 10^{-4}$	1.33	Système eau/heptane $47\ 10^{-3}$

2.1.2. La boucle liquide-liquide

a) Description de l'installation

Le dispositif expérimental permet la circulation en boucle d'un écoulement diphasique à co-courant d'une dispersion (heptane dans eau) dans une conduite horizontale de 5cm de diamètre intérieur et de 7.5m de long (Figure 2.1). Cette conduite se compose de 4 tronçons (3×2m+1.5m) en polymétacrylate de méthyle (PMMA), matériau transparent facile à usiner, et adapté à la métrologie optique (PIV). Chaque tronçon a été équipé de boîtes de visualisation rectangulaires (10×10×50 cm) amovibles, remplies d'eau afin de diminuer les distorsions optiques dues à la courbure de la conduite (Figure 2.2).

La phase aqueuse (mélange eau/glycérol) et l'heptane sont stockés dans un décanteur de 400L. Il y a environ 280L de mélange eau/glycérol et 80L d'heptane. Les deux phases sont

acheminées en tête de conduite dans des circuits indépendants. Les fluides sont mis en circulation (Q_o=0-6m3/h et Q_w=0-15m3/h) par deux pompes centrifuges (Someflu®), dont les vitesses de rotation sont contrôlées par des variateurs de puissance (Leroy Somer®). Un débitmètre électromagnétique placé sur le circuit d'eau et un débitmètre à vortex (Rosemount®) placé sur le circuit d'heptane mesurent en continu le débit massique avec une précision de 0.5% et 0.65% respectivement. Les phases sont mises en contact au niveau de l'entrée de la conduite dans une jonction en "Y". Un convergent est placé sur le circuit d'eau, avant cette jonction (Figure 2.3), afin de limiter la présence d'écoulements secondaires générés par la présence de nombreux coudes situés en amont de l'entrée de la conduite. En sortie de la conduite les phases sont séparées dans le décanteur avant d'être à nouveau introduites dans la boucle expérimentale.

Un circuit secondaire permet d'ajuster la température du système à 29°C. Ce circuit régule uniquement la température du circuit de phase aqueuse via un échangeur à plaque (E1) situé entre la pompe du circuit d'eau et le convergent. Le fluide caloporteur est chauffé à l'aide d'une résistance thermique immergée dans le circuit, et refroidi par le réseau d'eau froide du laboratoire par un second échangeur de chaleur (E2). La température de ce circuit est régulée par un PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) qui adapte la puissance de chauffage en fonction de la température de consigne imposée. L'utilisation d'un léger débit d'eau froide permet d'atteindre rapidement la température de consigne dans le système, en évitant les fluctuations de température.

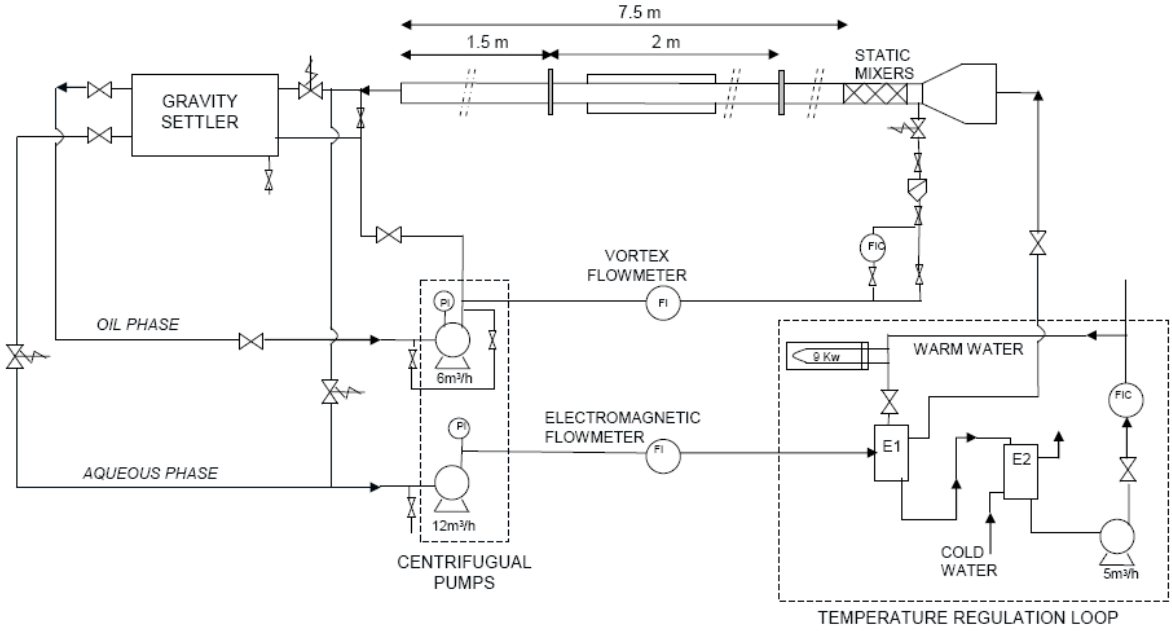


Figure 2.1 : Schéma de la boucle expérimentale

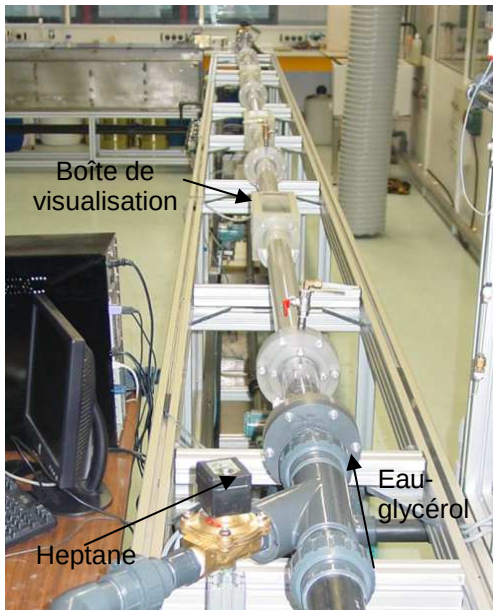


Figure 2.2 : Photo de la conduite et des boîtes de visualisation mises en place sur chaque tronçon

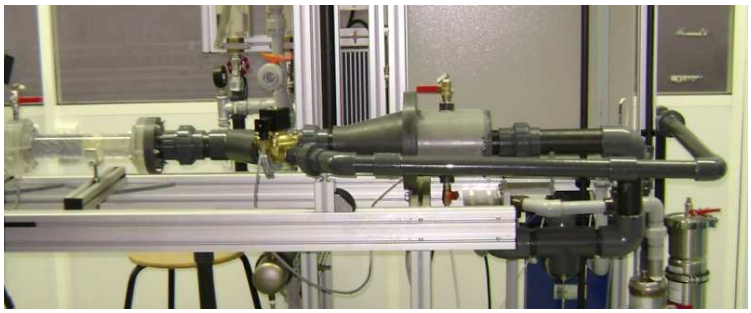


Figure 2.3 : Photo du convergent placé sur le circuit d'eau avant la jonction en "Y"

b) Fonctionnement du dispositif

Tel qu'est présenté le dispositif, il n'est pas possible de former une dispersion homogène dans la conduite. Lorsque les deux phases entrent en contact au niveau de la jonction en "Y", le niveau de turbulence de l'écoulement peut générer quelques gouttes d'heptane dans l'eau mais pas en quantité suffisante pour obtenir un écoulement pleinement dispersé. Pour obtenir un écoulement dispersé homogène et de taille contrôlée dans toute la conduite, la mise en place d'un système d'injection approprié est nécessaire. Dans ce but, nous avons testé deux systèmes. Des mélangeurs statiques installés en tête de conduite ont permis de générer des dispersions homogènes de l'ordre de 400µm, mais dans une plage de conditions opératoires très limitée. Une autre méthode consiste à utiliser la pompe centrifuge du circuit d'eau pour former une fine dispersion d'huile dans l'eau (de l'ordre de 25µm). Cette deuxième méthode est celle que nous avons retenue, et qui permet de produire des dispersions homogènes dans une gamme étendue de paramètres opératoires. Le mode de fonctionnement de la boucle expérimentale suivant le type de dispersion formée est présenté en détail dans ce qui suit :

- *Mélangeurs statiques* (SMV, Sulzer). Les mélangeurs statiques de type SMV sont adaptés pour générer des mélanges dispersés en régime turbulent. Ces mélangeurs sont constitués de 5 plaques de Plexiglas ondulées, superposées les unes sur les autres. Six mélangeurs statiques ont été installés en tête de conduite après la jonction en "Y", ils sont disposés à 90° les uns des autres (Figure 2.4). Le principal inconvénient de ce système est que le temps de séjour de l'émulsion dans le décanteur est trop court (t_s≈2-3min) pour assurer une séparation complète des phases avant qu'elles soient à nouveau redirigées dans la conduite. Ainsi durant ce temps de manipulation très court, il est délicat d'obtenir un écoulement stable et de pouvoir faire une acquisition des données. Ces mélangeurs ont permis la formation de dispersions homogènes dans des conditions limitées : $0.7<U_m<0.92$ m/s, $\phi<0.3$. Le diamètre de Sauter des gouttes (d_{32}) est compris entre 390 et 492µm. Ce mode de fonctionnement du dispositif sera référencé comme "circuit ouvert" (Figure 2.5).



Figure 2.4 : Mélangeurs statiques (SMV, Sulzer)

- *Pompe centrifuge* du circuit d'eau. Pour s'affranchir du problème de séparation des phases, un dispositif de 4 électrovannes a été installé sur le dispositif expérimental. Ce système d'électrovanne consiste à "by-passer" le décanteur afin de faire circuler les deux phases (eau/glycérol et heptane) dans un seul circuit, celui de la phase aqueuse. Dans un premier temps, le système fonctionne en circuit ouvert, c'est-à-dire en passant par le décanteur, afin d'alimenter la conduite en phases aqueuse et organique dans les proportions souhaitées. Puis la sortie du décanteur de la phase aqueuse est coupée. Pendant les quelques secondes qui suivent (t≈30s), le circuit d'heptane est laissé ouvert afin d'ajuster la quantité d'heptane dans le circuit d'eau avant d'être fermé. Le mélange huile/eau circule alors en continu dans le circuit d'eau, et les gouttes sont produites dans la pompe centrifuge (d_{32}≈25µm). L'avantage de ce système est de pouvoir former une dispersion à une concentration donnée et faire varier le débit sans contrainte de temps de séjour. La plupart des essais ont été effectués avec le système appelé "circuit fermé", c'est-à-dire lorsque la dispersion est générée par la pompe centrifuge.

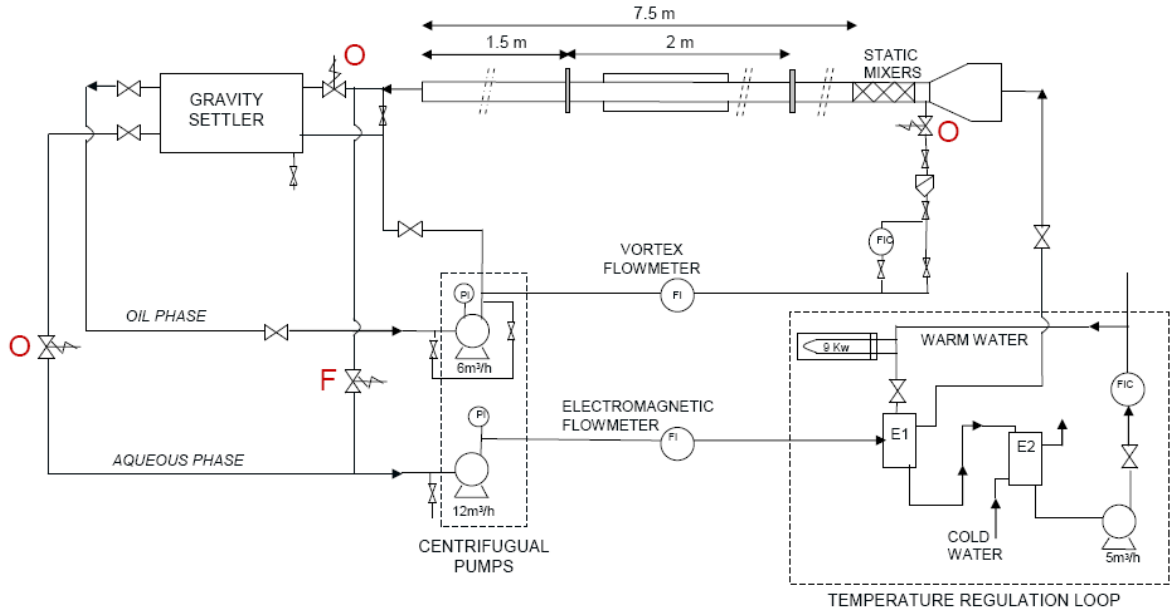


Figure 2.5 : Fonctionnement du dispositif expérimental en circuit ouvert : la dispersion est formée par les mélangeurs statiques, les électrovannes permettent l'entrée et la sortie des phases vers le décanteur

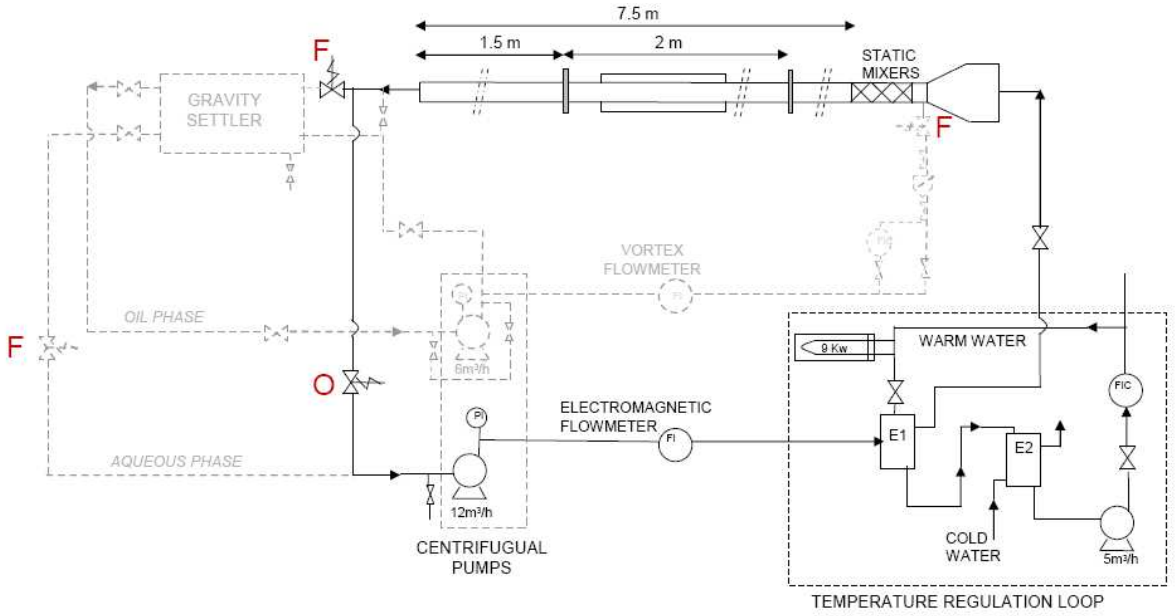
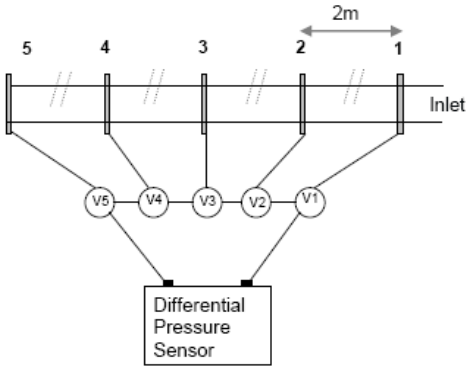


Figure 2.6 : Fonctionnement du dispositif en circuit fermé : la dispersion est produite par la pompe centrifuge du circuit de la phase aqueuse, les électrovannes coupent l'alimentation du décanteur

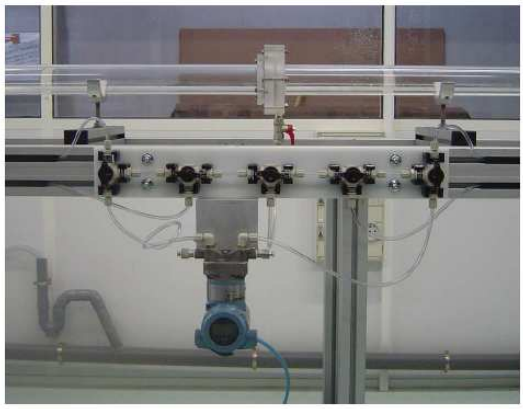
2.1.3. Métrologie

L'acquisition du débit des circuits d'eau et d'heptane et du gradient de pression, s'effectue en continu sur ordinateur à la fréquence de 2Hz. Les débits sont directement mesurés à partir des débitmètres placés sur chaque circuit. La perte de charge est mesurée grâce à un capteur de

pression différentielle (Rosemount®). Le dispositif se compose de cinq points de mesure de pression, distants les uns des autres de 2m, les prises de pression étant situées au niveau des brides entre les tronçons de conduite. Un jeu de 5 vannes permet de sélectionner les points de mesure le long de la conduite (Figure 2.7).



(a)



(b)

Figure 2.7 : (a) Schéma du dispositif de mesure de perte de charge (b) Photo du dispositif expérimental, les vannes 3 voies (notée V_i) permettent de sélectionner les points de mesure

2.2. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

Apparue dans les années 70, sous le nom de Laser Speckle Velocimetry (LSV), les récents progrès dans le domaine des lasers pulsés et l'amélioration de l'imagerie numérique font de la vélocimétrie par image de particules (PIV) une technique très répandue et largement exploitée dans de nombreux domaines, en particulier pour l'étude de la turbulence des écoulements fluides. Il ne sera pas fait état, dans cette partie, d'un développement exhaustif sur la technique PIV. Le développement de la technique sera limité à la description de la PIV Haute Fréquence – 2D appliquée à notre étude, c'est-à-dire à la caractérisation de la turbulence de la phase continue. Le lecteur intéressé pourra se référer à l'ouvrage sur la PIV de Raffel *et al.* (2007) et Adrian (2005) pour une revue intéressante sur cette technique.

2.2.1. Principe de la PIV

La PIV est une méthode de mesure des champs de vitesses instantanées des écoulements fluides. Cette technique nécessite une source laser, une caméra, et un logiciel d'acquisition et de traitement. Le principe consiste à ensemencer la phase étudiée en particules fluorescentes ($\sim 10^9$particules/m^3), choisies de manière à suivre l'écoulement de la phase étudiée sans perturber cet écoulement ni en modifier les propriétés. Deux impulsions lasers émises dans un intervalle de temps très court éclairent un plan de l'écoulement ensemencé en particules. Les images des particules sont enregistrées à l'aide d'une caméra. Un traitement statistique permet d'évaluer le

déplacement des particules entre deux images consécutives. Le champ de vitesse de toute la zone d'écoulement étudiée est obtenu à partir du déplacement des particules et du temps séparant deux images consécutives.

2.2.2. Montage du système PIV

Le système de PIV implanté sur la conduite est illustré sur la photo de la Figure 2.8. La trajectoire du faisceau lumineux issu du laser traverse un plan médian (oxz) de la conduite au niveau de la boîte de visualisation. La caméra, située face au plan éclairé, enregistre les images des particules.

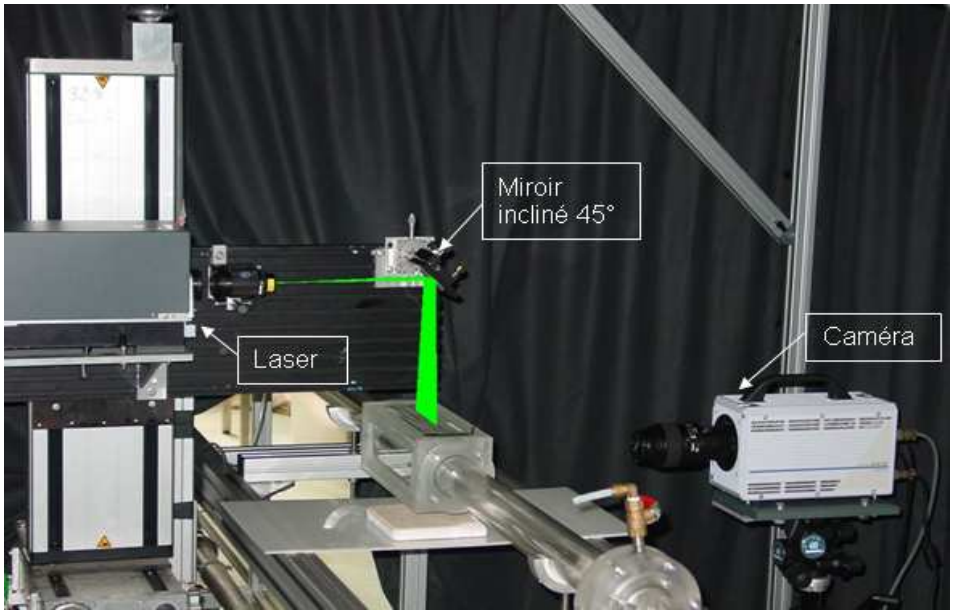


Figure 2.8 : Système PIV

a) Laser

Le laser est un laser haute fréquence (2×10kHz), c'est-à-dire qu'il peut émettre deux faisceaux lumineux consécutifs en un temps très court (1ms à 1µs). Il est composé d'une double cavité (2×10mJ) de type Nd:YLF (Pegasus). La longueur d'onde émise est de 527nm. La durée d'une impulsion laser est inférieure à 180ns. Un collimateur et une lentille divergente, placés au niveau de la tête du laser, transforment le faisceau laser en une nappe d'épaisseur inférieure à 0.6mm. Un miroir placé à 45° par rapport à la verticale dirige la nappe laser dans un plan médian de la conduite.

b) Caméra

L'axe de la caméra est positionné perpendiculairement à la nappe laser et son plan focal est ajusté sur le plan de la nappe. C'est une caméra rapide (RS3000, Photron) équipée de capteurs

CMOS, dont la fréquence d'acquisition maximale est de 3000 images/s au format 1024×1024 pixels. Chaque pixel est codé sur 10 bits (soit 2^{10}=1024 niveaux de gris). L'objectif utilisé est un Nikon de focale 100mm. La Figure 2.9 illustre le schéma de principe d'acquisition des données. Le laser fonctionne en mode "double impulsion", c'est-à-dire qu'une première impulsion est émise (cavité 1) puis une deuxième (cavité 2) séparées par un temps *dt* très court. La caméra enregistre les images des particules successivement exposées à la nappe laser (image 1 et image 2). Chaque paire d'image est corrélée par la suite pour calculer le déplacement des particules. La fréquence d'acquisition des images varie de 250 à 1000Hz, ce qui correspond à un temps d'acquisition de 3 à 12s au maximum de la capacité d'enregistrement vidéo de la caméra (soit 3000 paires d'images). La synchronisation nécessaire entre le laser et la caméra est assurée via un PTU (Processor Time Unit) pilotée par ordinateur.

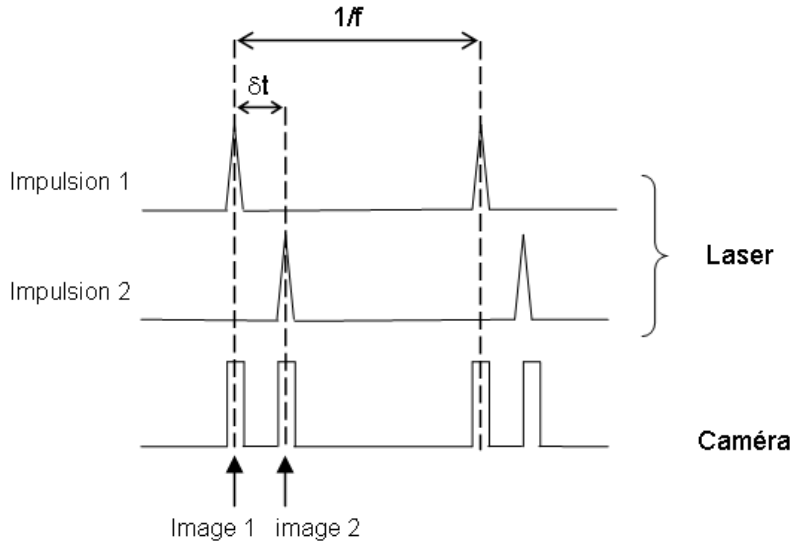


Figure 2.9 : Schéma de principe de fonctionnement de la PIV - Synchronisation laser-caméra

c) Calibration

Les données enregistrées par la caméra en pixels sont converties en mètres. Le facteur de grossissement du système est déterminé à l'aide d'une mire quadrillée que l'on place au centre de la conduite (Figure 2.10). Le grossissement peut varier suivant les expériences réalisées. En moyenne, le grossissement suivant l'axe (ox) est $dx \approx 5.6\ 10^{-5}$m/px, et $dz \approx 5.3\ 10^{-5}$m/px suivant l'axe (oz). On remarque une légère déformation de l'image ($dx/dz \approx 1.05$) due à la courbure de la conduite. Un déplacement d'un pixel correspond à un déplacement de 56µm suivant l'axe horizontal et de 53µm suivant l'axe vertical.

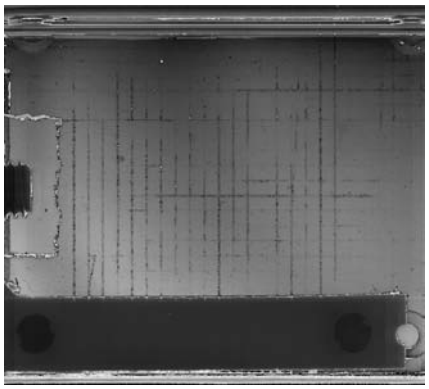


Figure 2.10 : Mire quadrillée (2×2 mm²) positionnée au centre de la conduite

d) Ensemencement

Les particules sont choisies en fonction des propriétés du fluide que l'on souhaite tracer et de la nature de l'écoulement. Elles doivent être de petite taille et de masse volumique proche de celle du fluide de manière à ne pas perturber l'écoulement. La capacité à suivre l'écoulement peut être quantifiée par un temps de relaxation τ_p (2-1), caractéristique du temps nécessaire à des particules (en régime de Stokes) pour atteindre leur vitesse terminale de chute (Raffel *et al.* 2007).

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18\rho_f \upsilon_f} \qquad (2\text{-}1)$$

Afin de limiter les sources de lumière parasites sur les images provenant de la réflexion de la nappe laser à la traversée des différents dioptres, nous avons choisi de travailler en fréquence décalée en utilisant des traceurs fluorescents. Les traceurs utilisés sont des billes de PMMA contenant de la Rhodamine B encapsulée (GmBH microparticles). Un traitement de surface anionique rend ces particules hydrophiles. Excitées à une fréquence de 527nm, ces particules réémettent une lumière dont le spectre est centré autour d'une longueur une longueur d'onde de 584nm. Un filtre passe-haut (>550nm) placé sur la caméra, permet d'enregistrer les images des particules dans l'écoulement en évitant les réflexions parasites. Ces particules sont utilisées pour tracer la phase aqueuse et ne diffusent pas dans la phase organique. Leur diamètre est compris entre 1 et 20μm et leur temps de relaxation est de l'ordre de 1.8μs. Le temps caractéristique des plus petites échelles ($t_k \approx \left(\upsilon_c / <\varepsilon>\right)^{1/2}$) est de l'ordre de 10^{-2}s (valeur du temps caractéristique des plus petites échelles estimé à partir de la dissipation d'énergie moyenne à U_m=1m/s), donc très supérieur au temps de relaxation des particules. Celles-ci peuvent donc être considérées comme de bons traceurs de nos écoulements. Le taux d'ensemencement en microparticules est environ de 10^9particules/m^3. Elles apparaissent comme des points lumineux sur une image d'acquisition (Figure 2.11-a). Ces points représentent la tâche de diffraction de la lumière émise par les particules. Les particules étant de taille inférieure à 1 pixel, elles ne peuvent être visibles

directement. Le diamètre de la tâche de diffraction doit être supérieur à 2 pixels (Figure 2.11-b) afin de limiter le phénomène de "peak-locking" (blocage de pic), qui tend à attribuer au déplacement des particules un nombre entier de pixels. Ce phénomène induit un biais statistique dans le calcul du déplacement des particules, d'autant plus important que la vitesse de déplacement est faible, notamment au voisinage des parois.

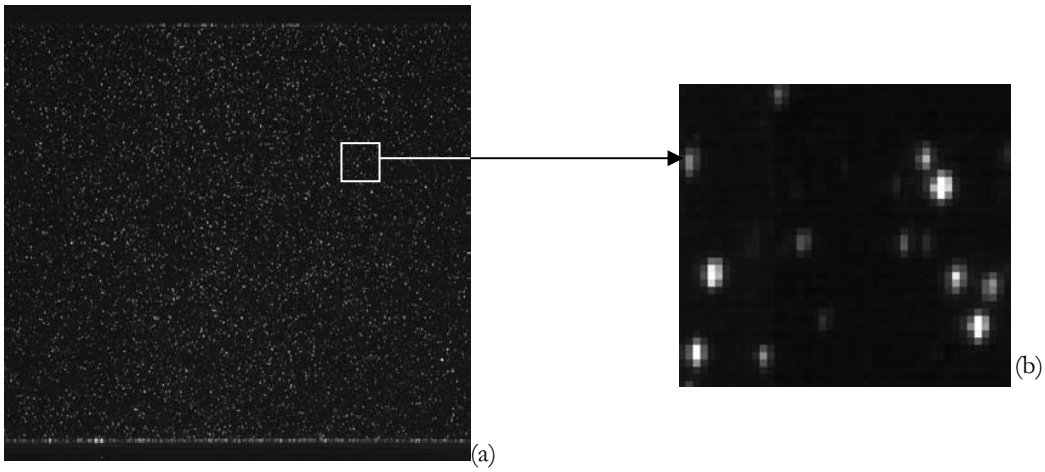


Figure 2.11 : Image des particules (a) champ entier (5×5 cm²) (b) zoom sur quelques particules

2.2.3. Calcul des vitesses instantanées

Le calcul des vitesses instantanées est basé sur la détermination du déplacement des particules entre deux images consécutives séparées par un temps *dt* précisément connu. Chaque image est discrétisée en fenêtres d'interrogation de taille variable de 64×64 à 8×8 pixels². La Figure 2.12 présente un schéma de la discrétisation d'une image. La taille des mailles varie en fonction de la concentration en particules d'ensemencement et du temps *dt*. Une fonction d'intercorrélation corrèle les mêmes fenêtres d'interrogation d'une image à l'autre et évalue le déplacement des particules le plus probable. Des traitements supplémentaires sont appliqués afin de corriger d'éventuelles erreurs lors de ce calcul. Pour les essais réalisés, la taille des mailles choisie est de 32×32 pixels², ce qui correspond à la plus petite taille de maille sur laquelle il est possible de corréler les données. Pour améliorer le traitement, la corrélation est appliquée une première fois sur une maille de 64×64 pixels² puis une seconde fois à une maille de 32×32 pixels² (soit 1.8×1.8 mm²). Le temps *dt* séparant deux images dépend de la vitesse du fluide ($150<dt<2000\mu s$). Ce temps est choisi de telle sorte que le déplacement moyen des particules représente ¼ de la taille de la maille. Le déplacement des particules étant plus important au centre de la conduite qu'au niveau des parois, il est parfois difficile d'obtenir une corrélation de bonne qualité dans toute la section de la conduite. L'application d'un taux de recouvrement entre les mailles permet de décaler les fenêtres de corrélation d'un déplacement

approximativement égal au déplacement des particules. Un taux de recouvrement (ou translation des fenêtres) de 50% assure une bonne corrélation entre les images.

Pour la plupart des traitements d'image réalisés, nous avons choisi des mailles de 32×32 pixels^2 avec un taux de recouvrement de 50%, permettant ainsi de calculer un vecteur vitesse par maille de 0.9×0.9 mm^2. Dans certains cas, pour améliorer la résolution spatiale, la quantité de particules d'ensemencement a été augmentée de manière à pouvoir calculer la vitesse des particules par mailles de 16×16 pixels^2 avec un taux de recouvrement de 50%, soit un vecteur par maille de 0.45×0.45m^2.

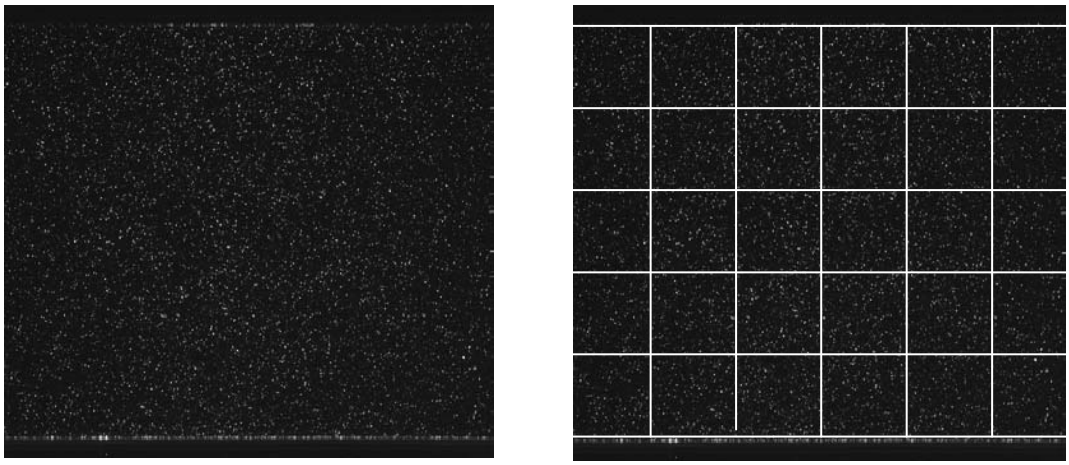


Figure 2.12 : Division d'une image en fenêtres d'interrogation

a) Corrélation croisée

Le principe de calcul PIV réside dans la discrétisation des images en fenêtres d'interrogation (ou mailles élémentaires). Un vecteur vitesse est estimé dans chacune de ces mailles par le calcul de la corrélation croisée des niveaux de gris entre deux images consécutives (Keane et Adrian 1992).

$$\langle f\times g\rangle(u,v)=\sum_{k=0}^{m-1}\sum_{l=0}^{n-1}f(k,l)g(k-u,l-v) \tag{2-2}$$

avec *u* et *v* les coordonnées du vecteur déplacement et f et g les fonctions intensité du niveau de gris de chaque pixel d'une fenêtre de taille $m\times n$, dans la première et la seconde image respectivement. Le déplacement le plus probable dans la fenêtre d'interrogation considérée est alors donné par le couple (u,v) pour lequel la fonction $\langle f\times g\rangle$ est maximale (Figure 2.13).

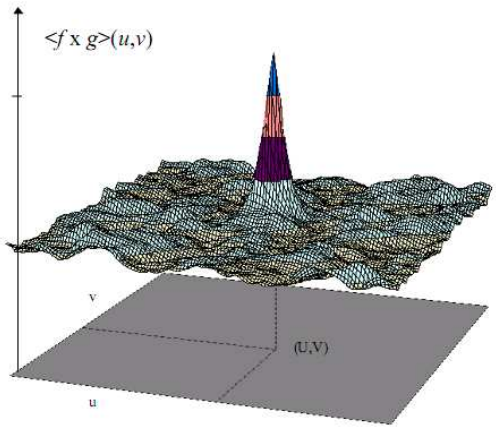


Figure 2.13 : Pic de corrélation d'une fenêtre de 32×32 pixels

b) Interpolation sub-pixel

L'interpolation sub-pixel permet de calculer de façon précise le déplacement réel des particules entre deux images consécutives, c'est-à-dire les coordonnées du pic de corrélation. Cette opération revêt une importance particulière lorsque le déplacement des particules est inférieur au pixel, c'est-à-dire près des parois en ce qui nous concerne. La méthode la plus couramment utilisée est le lissage de la fonction au voisinage du pic par une gaussienne (Riethmuller 2005). Cette méthode d'interpolation est reconnue comme la plus efficace pour limiter le phénomène de "peak locking". Une autre méthode proposée par le logiciel DaVis 7.1 est l'algorithme de Whittaker qui permet également une reconstruction précise du signal (Whittaker 1915). La position du maximum est alors évaluée avec une résolution d'une fraction de pixel.

c) Translation des fenêtres

La technique de corrélation par fenêtre entraine un couplage entre résolution spatiale et précision de la mesure (couplage entre la taille des mailles et le temps séparant deux images). La méthode de translation des fenêtres d'interrogation permet de s'affranchir en partie de ce couplage. Les premiers travaux relatifs à cette méthode on été présentés par Lecordier (1997) (cité dans Riethmuller 2005). Le principe consiste à déplacer la deuxième fenêtre de corrélation de telle sorte à lui faire suivre approximativement le déplacement des particules (Figure 2.14). En l'absence de ce décalage des fenêtres, des particules présentes dans la première fenêtre peuvent ne pas apparaitre dans cette fenêtre sur la deuxième image. A l'inverse, des particules non présentes sur la première image apparaissent dans la deuxième. Ces deux effets auront tendance à diminuer le nombre de particules dans une fenêtre participant de manière efficace à la corrélation. Avec la méthode de translation, la fenêtre décalée contient essentiellement des particules qui étaient

présentes dans la première ce qui permet de corréler de manière efficace un plus grand nombre de particules. Cette méthode peut être couplée à une réduction de la taille des fenêtres d'interrogation à chaque itération pour améliorer la résolution du calcul des champs de vitesse instantanée.

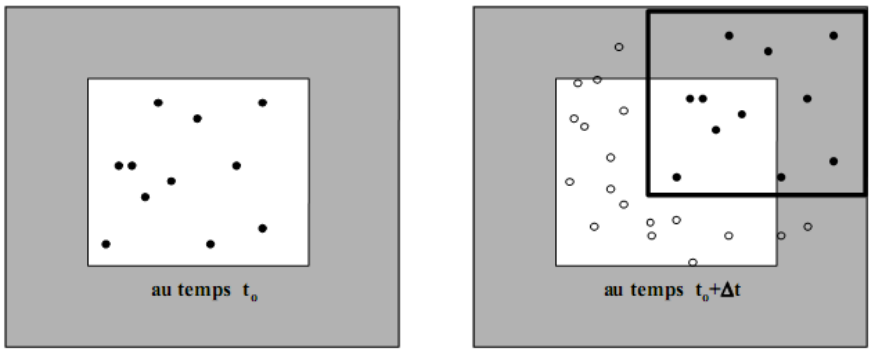


Figure 2.14 : Principe du décalage des fenêtres (Riethmuller 2005)

d) Post-Traitement des vecteurs vitesse

Les résultats bruts sont des champs de vecteurs instantanés issus de la détection du maximum de la fonction de corrélation croisée dans toutes les fenêtres de l'image. Certains de ces vecteurs peuvent être erronés. Plusieurs sources d'erreur sont possibles, par exemple un manque d'information dans la fenêtre d'interrogation dû à un mauvais ensemencement. Un post-traitement des champs de vitesse devient alors nécessaire.

Pour filtrer les vecteurs erronés, plusieurs traitements sont possibles (Westerweel 1994). Il est possible de créer un filtre qui élimine les vecteurs en fonction de leur taille, en s'appuyant sur la continuité du champ de vitesse. Les vecteurs, dont la norme dépasse d'un facteur donné celle des vecteurs des cellules adjacentes, sont supprimés. Un autre critère classiquement utilisé est le rapport entre l'intensité du premier pic de corrélation et le deuxième maximum local. On se donne alors une valeur minimale de ce rapport, au-delà duquel il n'y a pas d'ambiguïté sur le déplacement le plus probable des particules. Ces deux méthodes ont été utilisées lors du traitement des données.

L'élimination des vecteurs erronés génère un manque d'information dans la matrice des champs de vitesse instantanée. Cela peut poser un problème, par exemple, lors du calcul des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Les vecteurs manquants sont estimés à partir d'une interpolation des valeurs entourant ces différents points. Cette opération n'est appliquée que lorsque le nombre de vecteurs manquant est faible, sous peine de générer des vecteurs erronés.

2.3. Qualification de l'écoulement en régime turbulent

Les mesures de perte de charge et de champ de vitesse ont été validées en écoulement monophasique (eau seule et mélange eau/glycérol) en régime turbulent. L'installation expérimentale permet d'atteindre une vitesse débitante maximale de 1.3m/s. En écoulement monophasique (eau seule), cette vitesse correspond à un Reynolds de l'ordre de 65000.

2.3.1. Perte de charge

La perte de charge a été mesurée le long de la conduite en fonction de la vitesse débitante en régime turbulent (eau seule à T=20°C). Cinq prises de pression sont disposées sur toute la longueur de la conduite et distants de 2m les uns des autres (cf §2.1.3). Le système de vannes à 3 voies permet de sélectionner différents couples de points de mesure (P_iP_j). Le capteur de pression différentielle peut enregistrer une différence de pression comprise entre 30 et 2000Pa. Au-delà de 2000Pa, le capteur arrive à saturation et n'enregistre plus la différence de pression. Le gradient de pression est enregistré à une fréquence de 2 Hertz puis intégré sur une durée de 60 secondes. Les données expérimentales sont comparées aux valeurs prédites par la loi de frottement de Blasius :

$$-\frac{dP}{dx} = f\ \frac{\rho U^2}{R} \text{ avec } f = 0.079 Re^{-1/4} \tag{2-3}$$

L'écart relatif à la loi de frottement de Blasius est calculé suivant :

$$écart(\%) = 100 \times \left| \frac{dP/dx_{mesuré} - dP/dx_{blasius}}{dP/dx_{Blasius}} \right| \tag{2-4}$$

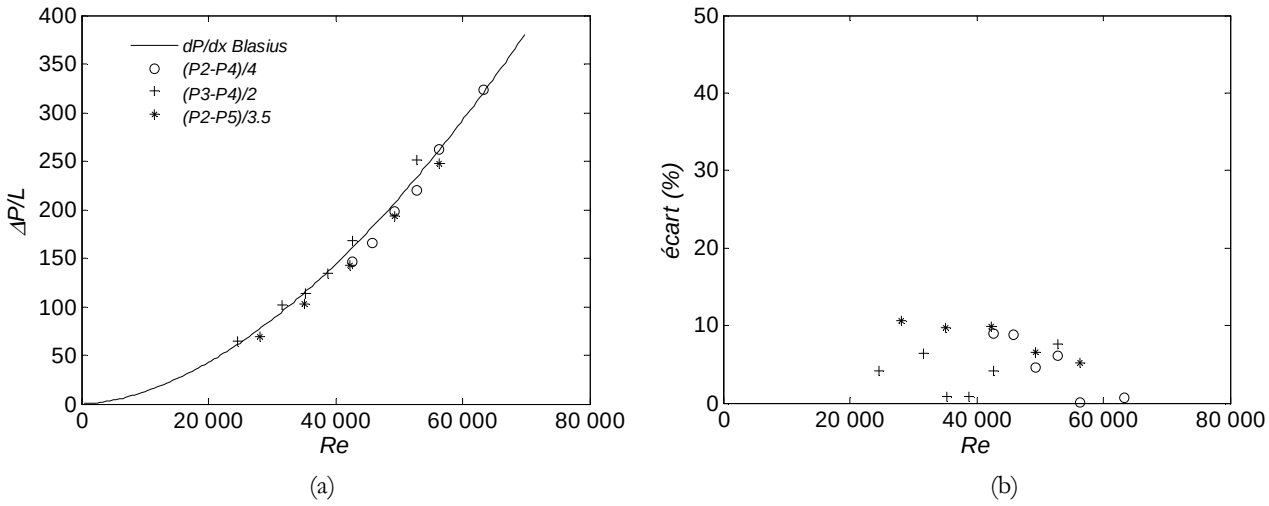


Figure 2.15 : (a) Perte de charge en différent points de la conduite, (b) écart relatif à la loi de Blasius

Sur la Figure 2.15-a, les valeurs du gradient longitudinal de pression mesuré en différents points de la conduite sont reportées en fonction du Reynolds. A l'exception des mesures (non représentées sur ce graphe) réalisées à l'aide de la première prise de pression P_1 (située à l'entrée

de la conduite), les valeurs de la perte de charge sont indépendantes des couples de points (P_iP_j) sélectionnés. La perte de charge est donc constante le long de la conduite. On note par ailleurs sur la Figure 2.15-b que l'écart relatif à loi de Blasius n'excède pas 11%.

2.3.2. Champ de vitesse

La longueur d'établissement d'un écoulement turbulent en conduite étant de l'ordre de $L_e = 60 \times D$ (Bird 2002), soit $L_e = 3\,\text{m}$ dans notre cas, les profils de vitesse ont été mesurés à environ 3.3m de l'entrée de la conduite. Nous allons montrer, à partir des mesures PIV, que les écoulements sont permanents et établis dans la conduite.

Les champs de vitesse ont été mesurés à 3.3m et à 5m de l'entrée de la conduite. Les profils mesurés dans chacune de ces sections des composantes longitudinale (V_x) et radiale (V_r) de la vitesse moyenne, et la variance des fluctuations des deux composantes sont comparés sur la Figure 2.16, pour une vitesse moyenne U_m=0.56m/s. Ces profils sont moyennés sur 2000 images, soit 8 secondes d'écoulement. Les profils de la vitesse moyenne longitudinale sont très proches (Figure 2.16-a). Les profils de la composante verticale de la vitesse moyenne présentent quelques différences, mais les variations sont très faibles en valeur absolue, de l'ordre de 0.2% de la vitesse maximale, soit du même ordre de grandeur que la précision de la mesure dans ce cas (Figure 2.16-b). L'allure de ces profils ne révèle pas la présence d'écoulement secondaire. Les profils de vitesse *rms* (root mean square) sont identiques au niveau de la paroi, seule une légère différence apparaît au centre de la conduite pour la composante longitudinale, $\sqrt{\overline{v_x^2}} \Big/ V_{x\max}$ (Figure 2.16-c). Sur la base de ces résultats, on peut considérer que l'écoulement turbulent est parallèle et établi à 3.3m de l'entrée dans la conduite.

La présence de mélangeurs statiques peut induire des perturbations du champ hydrodynamique de l'écoulement, notamment près des parois, et donc sur la perte de charge (Soleimani *et al.* 2002). Nous avons comparé les profils de vitesse longitudinale et radiale, ainsi que les profils de vitesses *rms*, avec et sans les mélangeurs statiques, pour une vitesse de mélange de 0.85m/s (Figure 2.17). L'examen de ces profils permet de conclure, qu'à cette distance de l'entrée (3.3m), les mélangeurs statiques ne modifient pas la structure de l'écoulement.

Une description plus précise de l'écoulement monophasique turbulent est présentée dans le chapitre 4, où l'on montre qu'à 3.3m de l'entrée de la conduite, les écoulements monophasiques suivent les lois classiques de turbulence de paroi. On montre également que les différentes échelles de la turbulence (échelle intégrale, Λ, et micro-échelle de Taylor, λ) sont supérieures à la résolution spatiale de la PIV, ce qui signifie que toutes les échelles énergétiques de la turbulence sont résolues. On vérifie enfin la concordance entre le débit enregistré par le débitmètre, et le

débit cumulé calculé à partir du profil radial de vitesses expérimentales avec une précision de 2%, ce qui, dans une géométrie cylindrique, est une très bonne précision.

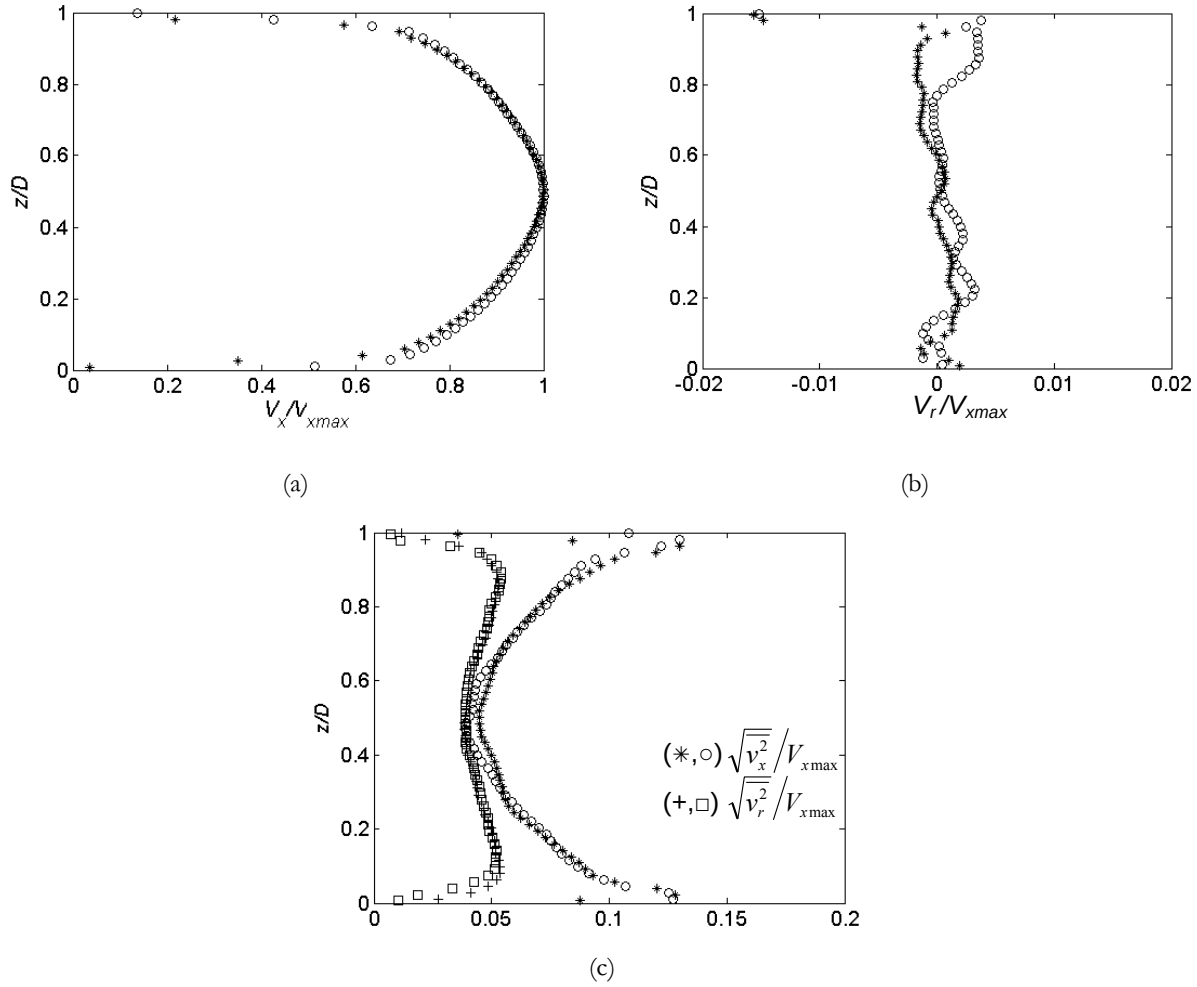


Figure 2.16 : Comparaison des profils de vitesse en écoulement monophasique (U_m=0.56m/s, Re_m=9700, V_{xmax}=0.7m/s) à 3.3 et 5m de l'entrée de la conduite. (a) Profils de vitesse longitudinale V_x, (b) Profils de vitesse radiale V_r (∗) à 3.3m et (○) 5m de l'entrée de la conduite (c) Profils de vitesse moyenne quadratique (∗,○)= $\sqrt{\overline{v_x^2}}/V_{x\max}$ à 3.3m et 5m de l'entrée de la conduite respectivement, (□, +)= $\sqrt{\overline{v_r^2}}/V_{x\max}$ à 3.3m et 5m de l'entrée de la conduite respectivement

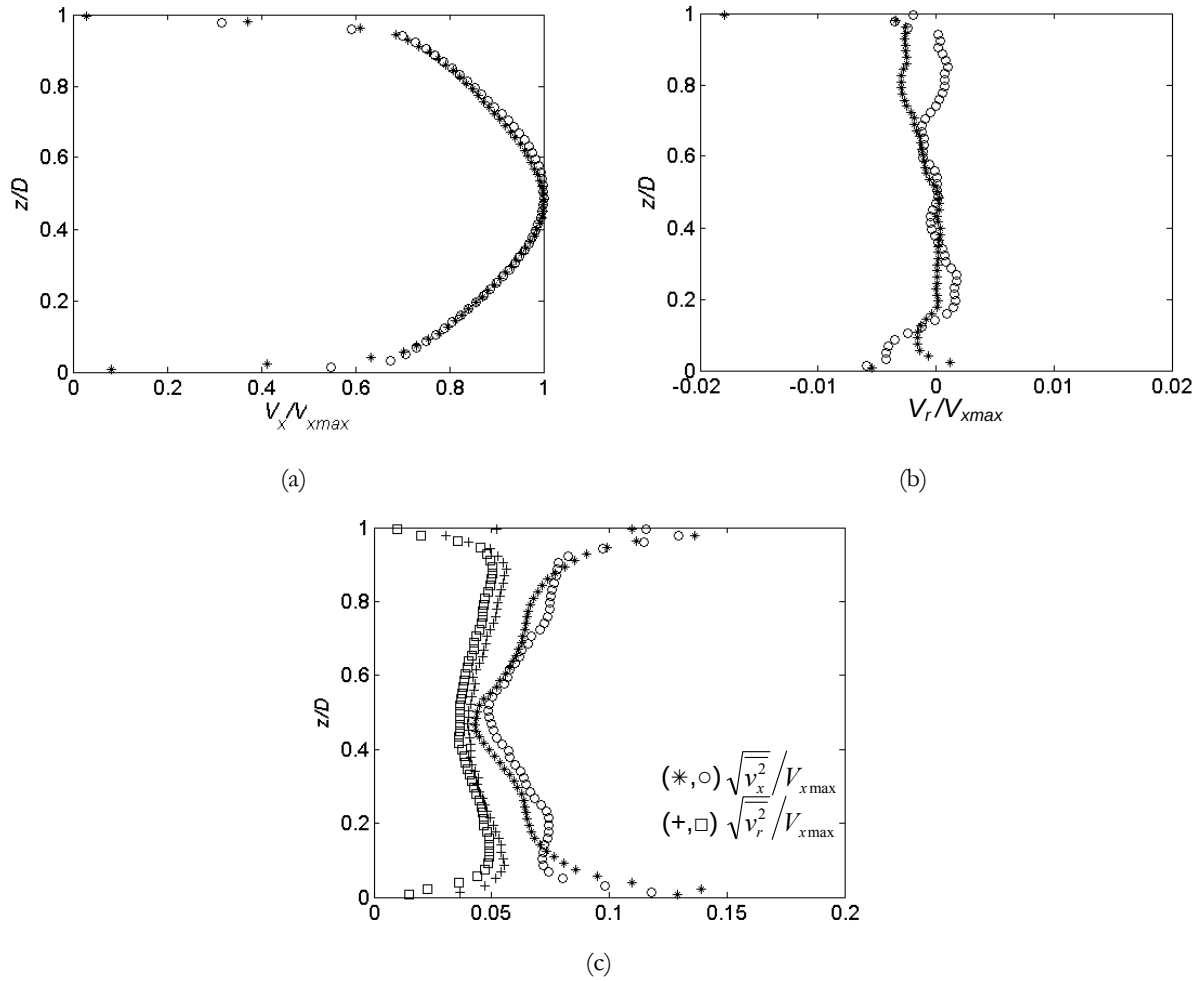


Figure 2.17 : Comparaison des profils de vitesse en écoulement monophasique (U_m=0.85m/s, Re_m=14600, V_{xmax}=1.1m/s) à 3.3 m de l'entrée de la conduite. (a) Profils de vitesse longitudinale V_x, (b) Profils de vitesse radiale V_r (∗) sans mélangeurs (○) avec mélangeurs (c) Profils de vitesse moyenne quadratique, (○,∗)= $\sqrt{\overline{v_x^2}}/V_{x\max}$ avec et sans mélangeurs, (+,□)= $\sqrt{\overline{v_r^2}}/V_{x\max}$ avec et sans mélangeurs

2.4. Caractérisation des écoulements dispersés

Grâce au dispositif expérimental mis en place, les écoulements dispersés générés par la pompe centrifuge (circuit fermé) ont pu être étudiés dans une plage étendue de conditions opératoires : $0.28 \le U_m \le 1.2$ m/s et $0.08 \le \phi \le 0.7$. La plage des conditions opératoires des écoulements dispersés produits par les mélangeurs statiques est beaucoup plus réduite : $0.7 \le U_m \le 0.92$ m/s, $0.025 \le \phi \le 0.35$. Dans cette section, nous présentons les distributions de taille et le diamètre moyen des gouttes d'heptane formées par ces deux systèmes, ainsi que les conditions opératoires pour lesquels ces écoulements dispersés sont homogènes.

2.4.1. Distribution de taille des gouttes

a) Circuit fermé (pompe centrifuge)

La taille et la distribution de taille des gouttes formées par la pompe centrifuge ont été mesurées par granulométrie laser (Malvern, Mastersizer). L'analyse a été réalisée sur un échantillon de la dispersion en écoulement soutiré directement de la conduite puis immédiatement dilué dans de l'eau, d'une part, pour les besoins de la mesure (augmentation de l'indice de réfraction) et d'autre part, pour limiter l'impact de la coalescence éventuelle des gouttes sur la mesure. A une concentration donnée, la distribution de taille de gouttes générées par la pompe dépend de sa vitesse de rotation. Pour les écoulements dispersés étudiés dans ce travail, la vitesse rotation de la pompe varie entre 1800 et 2800tr/min, suivant le couple de paramètres de l'écoulement étudié (débit et concentration en phase dispersée).

Lorsque $0.05 \le \phi \le 0.25$, le diamètre de Sauter est de l'ordre de 25µm et égal au diamètre médian ($d_{50} \approx d_{32} \approx 25\,\mu$m). La Figure 2.18-a présente deux distributions de taille en volume, obtenues à des concentrations de $\phi \approx 0.08$ et $\phi \approx 0.12$, et une vitesse de rotation de 1900tr/min. Pour ces deux concentrations, les distributions de taille de goutte sont identiques, l'écart étant de l'ordre de l'incertitude expérimentale (en termes de reproductibilité de la mesure). L'analyse granulométrique est cependant limitée aux faibles concentrations. Lorsque ϕ>0.25, la dispersion est plus instable et coalesce plus rapidement lors du prélèvement. Bien qu'à une vitesse de rotation donnée, il n'y ait pas d'évolution de la distribution de taille des gouttes lorsque ϕ<0.25, il est probable que celle-ci puisse varier pour des fractions volumiques en heptane plus élevées. En l'absence de coalescence dans l'écoulement, l'une des raisons possibles à cette variation est la modification du champ de turbulence à la sortie des pales du rotor lorsque la concentration augmente (Galinat *et al.* 2007). Toutefois, si l'on admet que même en milieu

concentré, c'est la turbulence produite par la pompe qui est le mécanisme principal responsable de la fragmentation des gouttes, il est raisonnable de penser que l'augmentation de la viscosité effective du milieu aura un effet modéré sur la distribution des tailles générées dans cette zone (Walstra 1983). Nous pouvons donc considérer que la distribution de taille des gouttes générée par la pompe centrifuge évolue peu avec la concentration en heptane, et que le diamètre moyen des gouttes reste de l'ordre de 25µm à 1900tr/min.

L'influence de la vitesse de rotation de la pompe a également été étudiée. Dans la gamme de vitesse utilisées ($1800<N<2400$tr/min), la taille et la distribution de taille des gouttes mesurées pour une concentration de 0.08 sont sensiblement identiques. On pourra ainsi considérer que le diamètre moyen des gouttes est sensiblement constant et de l'ordre de 25µm dans cette gamme de vitesses de rotation. Pour des vitesses de rotation plus élevées, à partir de 2400tr/min, une distribution secondaire de fines apparaît, donnant lieu à une distribution bi-modale (Figure 2.18-b). Le diamètre moyen des gouttes est légèrement plus faible. La plupart des essais ont été réalisé pour des vitesses de rotation inférieures à 2400tr/min. Ce n'est seulement pour un cas d'écoulement concentré à $\phi=0.7$ que des vitesses de rotation supérieures à 2400tr/min ont été utilisées.

Notons que les analyses granulométriques ont été réalisées sur des échantillons contenant des particules d'ensemencement dont le spectre de tailles est très proche de celui des gouttes (entre 1 et 20µm). La concentration de ces particules dans l'écoulement est suffisamment faible (inférieure à 10^{-6}) pour ne pas affecter la mesure.

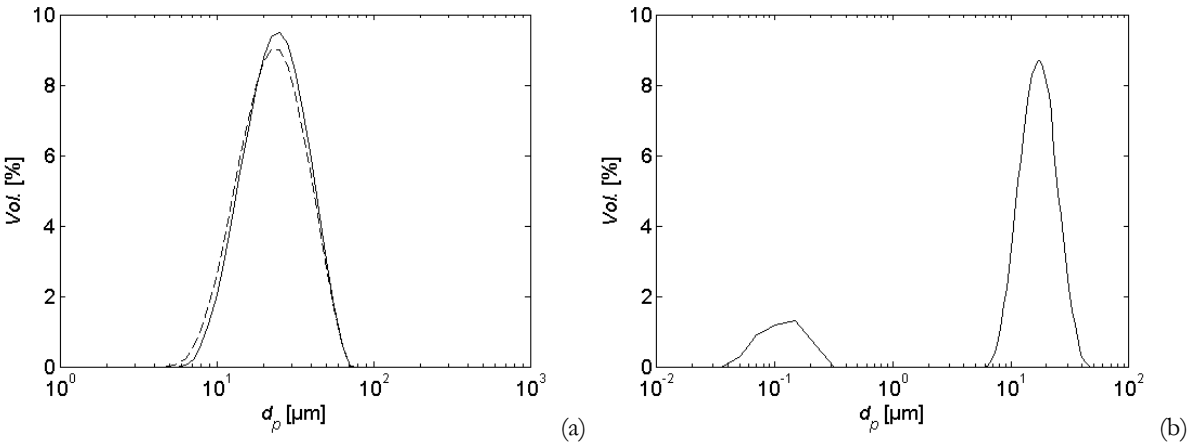


Figure 2.18 : Distribution de taille des particules (d_p: diamètre des particules)
(a) N=1900tr/min, (—) ϕ=0.12, (---) ϕ=0.08 (b) N=2400 tr/min, ϕ=0.08

Le diamètre moyen des gouttes ainsi formées est inférieur à l'échelle de Kolmogorov, estimée à partir du taux de dissipation d'énergie turbulente moyen dans la conduite, dans la plage des nombres de Reynolds étudiés. A tire d'exemple, pour une vitesse de mélange U_m=1m/s, on a : $<\varepsilon> \cong 5.610^{-3}\left(U_m^3/D\right) = 0.112\,\mathrm{m^2 s^{-3}}$ et $<\eta> \cong \left(\upsilon_c^3/<\varepsilon>\right)^{1/4} = 120\,\mu\mathrm{m} > d_p$.

Par ailleurs, le nombre de Stokes, égal ici au rapport entre et le temps de relaxation des particules τ_p ($=\rho_p d_p^2/18\mu_c$ en régime de Stokes, de l'ordre de 5.910^{-5} s), et le temps caractéristique de l'écoulement associé à l'échelle de Kolmogorov $< t_k >$ ($=\left(\upsilon_c/<\varepsilon>\right)^{1/2}$, de l'ordre de 5.1 10^{-3}s), est proche de 10^{-2}. En conséquence, l'effet attendu de l'augmentation de la concentration sur l'écoulement doit être contrôlé par la viscosité effective de la dispersion.

b) Circuit ouvert (mélangeurs statiques)

La distribution de taille des gouttes générée par les mélangeurs statiques n'a pas été mesurée expérimentalement. La mesure par granulométrie laser n'est pas possible dans ce cas, les gouttes étant plus grosses, la dispersion devient trop instable pour être analysée. Une alternative consiste à identifier un diamètre moyen sur les images brutes de la nappe laser, en utilisant les particules d'ensemencement comme marqueurs des interfaces (Conan *et al.* 2007), ou en rajoutant une très légère quantité de Rhodamine soluble dans la phase aqueuse, afin de rehausser le niveau de gris de l'image (Augier *et al.* 2003). Dans ce cas, les particules d'ensemencement et la Rhodamine étant hydrophiles, les gouttes d'heptane (hydrophobes) apparaissent comme des disques noirs (c'est-à-dire avec un niveau de gris très faible). Cette méthode de discrimination n'a pas pu être utilisée dans la présente situation car le diamètre moyen des gouttes formées est inférieur à l'épaisseur de la nappe laser, soit environ 0.6mm.

Le diamètre des gouttes en circuit ouvert a été estimé à l'aide de corrélations développées pour les mélangeurs statiques (Thakur *et al.* 2003). Parmi les corrélations existantes, nous avons retenu le modèle défini par Streiff (1977) pour des conditions expérimentales proches des nôtres. Ce modèle (Eq. 2-5) est validé pour des expériences avec des mélangeurs de type SMV de 5cm de diamètre pour des émulsions de type O/W de fluides peu visqueux et des vitesses de mélange inférieures à 1m/s.

$$\frac{d_{32}}{D_H} = 0.21 We^{-0.5} Re^{0.15} \qquad (2\text{-}5)$$

$$\text{avec } We = \frac{\rho_c D_h U_m^2}{\varepsilon_{MS}\sigma} \text{ et } Re = \frac{\rho_c U_m D_h}{\varepsilon_{MS}\mu_c}$$

D_h est le diamètre hydraulique des mélangeurs et ε_{MS} la porosité des mélangeurs. Le Tableau 2.2 regroupe les valeurs du diamètre moyen des gouttes calculé par la corrélation de Streiff (1977), pour $0.7 \le U_m \le 0.92\ m/s$. Le diamètre maximum ($d_{max}$) est estimé à partir du diamètre de sauter des gouttes en considérant que $d_{32} = C \times d_{\max}$. La proportionnalité entre le diamètre de Sauter et le diamètre maximal des gouttes a été vérifiée expérimentalement en cuve agitée et avec des mélangeurs statiques (Lemenand *et al.* 2003, Sprow 1967) avec C=0.65 (Streiff *et al.* 1997). On remarque que le diamètre minimum des gouttes est déterminé par la relation $d_{32} = 0.3 \times d_{\min}$ (Streiff *et al.* 1997). La concentration en phase dispersée n'est pas prise en compte dans la relation (2-5). Cependant Streiff (1977) et Lemenand *et al.* (2003) n'observent pas d'effet de la fraction volumique pour des concentrations inférieures à 0.25 et 0.15 respectivement.

Tableau 2.2 : Estimation de la taille des gouttes en mélangeurs statique (6 SMV) avec la corrélation de Streiff (1977) (D_h=0.012 m, ε_{MS}=0.88)

U_m (m/s)	We	Re	d_{32} (µm)	d_{max} (µm)	d_{min} (µm)
0.7	250	3035	492	756	152
0.78	309	3382	448	690	138
0.85	387	3685	417	641	128
0.92	430	3990	390	600	120

2.4.2. Homogénéité des écoulements dispersés

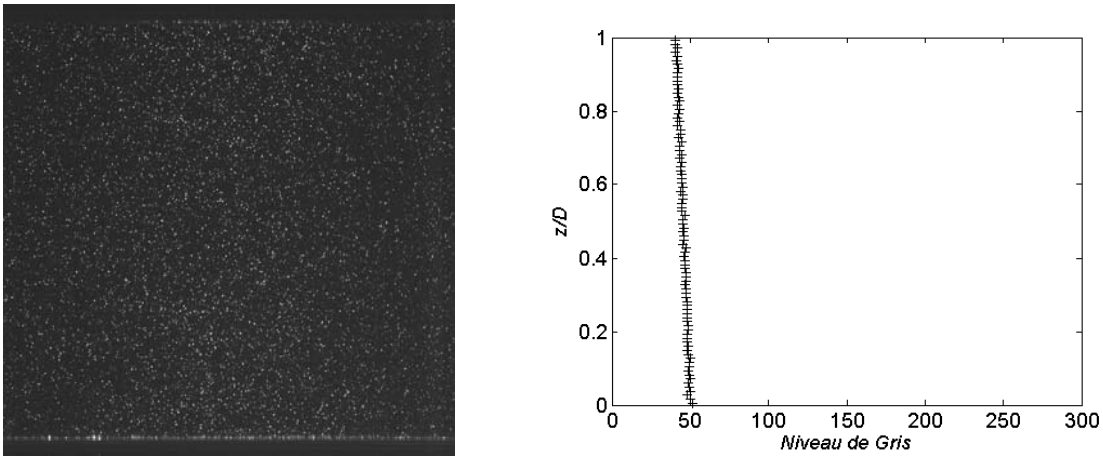
a) Circuit fermé (d_{32}≈25µm)

L'écoulement dispersé est homogène lorsque le profil de concentration dans la section de la conduite est uniforme (c'est-à-dire qu'il n'y a pas de gradient de concentration). La mesure du degré d'homogénéité de nos écoulements repose sur l'analyse de niveau de gris des images brutes de la nappe laser et des profils radiaux de la composante longitudinale de la vitesse. Les particules d'ensemencement étant présentes dans la phase continue aqueuse, une répartition homogène de ces particules dans la section de la conduite sera équivalente à une répartition homogène des gouttes. La mesure du profil radial de l'intensité lumineuse dans une image revient à mesurer le profil du taux de présence de la phase aqueuse (donc de celui des gouttes). Le profil vertical de niveau de gris est moyenné sur 200 images, puis suivant la largeur de l'image moyenne (c'est-à-dire suivant la direction de l'écoulement). Chaque pixel est codé sur 2^{10} niveaux de gris et le format d'une image est de 1024×1024 pixels^2. Les Figures 2.19 à 2.21 représentent des images brutes de la nappe laser et les profils de niveaux de gris moyens correspondants dans 3 cas : 1

écoulement monophasique (U_m=1.2m/s) et 2 écoulements diphasiques (U_m=1.2m/s, ϕ=0.21 et U_m=0.28m/s, ϕ=0.21).

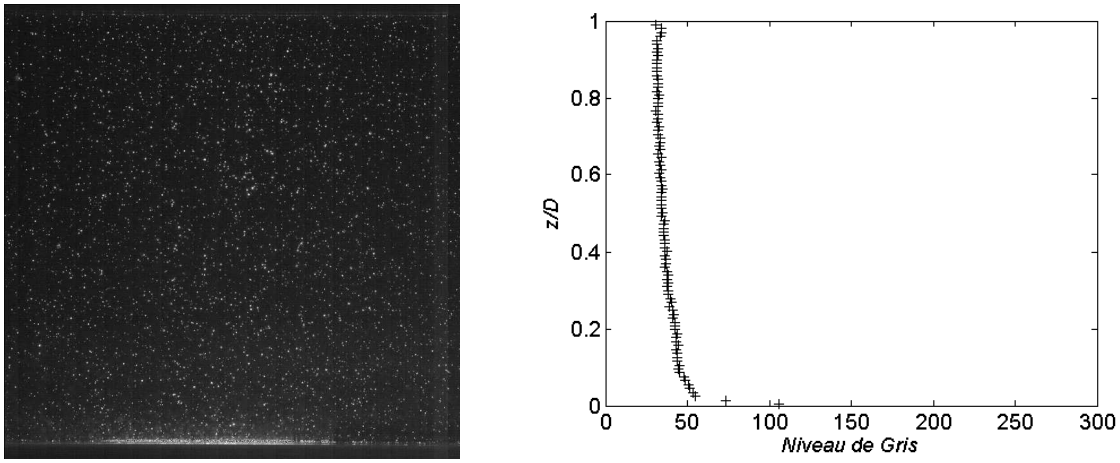
- *Cas monophasique* : c'est l'écoulement de référence. Les particules fluorescentes présentes dans la phase aqueuse sont réparties uniformément sur toute l'image et le profil vertical de niveau de gris est uniforme sur toute la section de la conduite (Figure 2.19). La très légère variation du niveau de gris, entre la paroi inférieure (z/D=0) et supérieure (z/D=1) de la conduite, est due à la répartition hétérogène de l'intensité lumineuse dans la nappe laser.
- *Cas diphasique homogène (U_m=1.2m/s, ϕ=0.21)*. L'image de l'écoulement est similaire à celle d'un écoulement monophasique (Figure 2.20-a) et le profil de niveau de gris moyen est identique au précédent (Figure 2.20-b). C'est un écoulement qui ne présente pas de gradient de concentration en gouttes. On remarque toutefois une augmentation de l'intensité lumineuse au niveau de la paroi inférieure, due à la réflexion du laser sur la paroi de la conduite. Par rapport au cas monophasique, ce phénomène est amplifié en milieu diphasique, probablement du fait d'un très léger désajustement des indices optiques de chacune des phases.
- *Cas diphasique avec gradient de concentration (U_m=0.28m/s, ϕ=0.21)*. La Figure 2.21 représente le cas de l'écoulement dispersé à la même concentration mais à une vitesse moyenne de l'écoulement 4 fois plus faible. Dans ce cas, on note sur l'image l'apparition d'une couche dense en particules fluorescentes dans la partie supérieure de la conduite (Figure 2.21-a) qui se traduit par un fort gradient de niveau de gris (Figure 2.21-b). La phase dispersée organique étant moins dense que la phase aqueuse, cette couche dense en particules ne traduit pas un taux de phase aqueuse élevé, mais une accumulation de gouttes d'heptane dans cette zone. Si l'on admet que les particules sont uniquement présentes dans la phase continue, seul un mécanisme de transport de celles-ci par flottation peut expliquer cette surconcentration en particules dans la partie supérieure de la conduite.

Les profils verticaux de la composante longitudinale de la vitesse (V_x) confirment les résultats obtenus à partir de l'analyse de niveau de gris des images. En l'absence de gradient de concentration, le comportement au niveau de la paroi est identique dans la partie supérieure et inférieure de la conduite (Figure 2.22-a et b). Lorsqu'à faible vitesse, une ségrégation de la dispersion apparaît, la vitesse dans la couche dense s'annule (Figure 2.22-c) et le profil vertical de vitesse devient fortement dissymétrique.



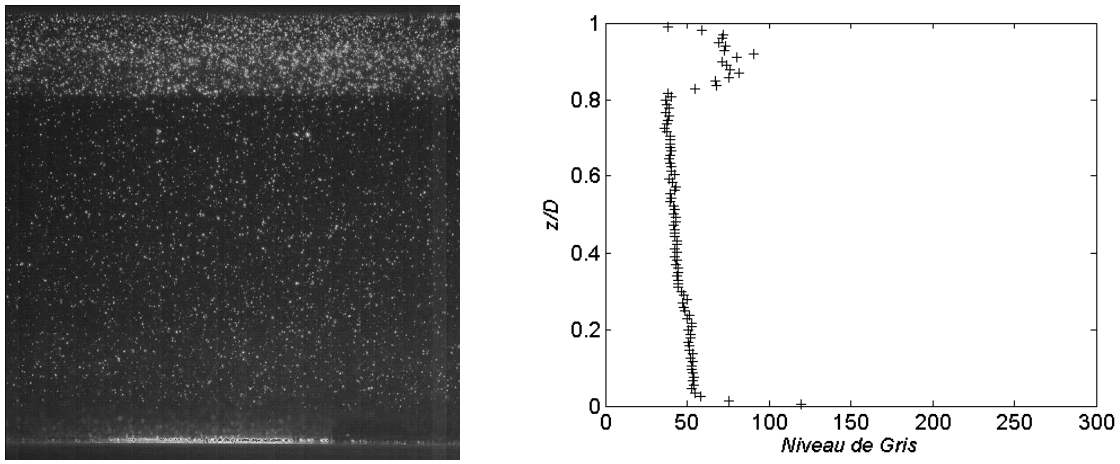
(a) (b)

Figure 2.19 : Ecoulement monophasique (a) image brute de la nappe laser (b) profil vertical de niveau de gris (U_m=1.2m/s)



(a) (b)

Figure 2.20 : Ecoulement diphasique homogène (a) image brute de la nappe laser (b) profil vertical de niveau de gris moyen (ϕ=0.21, U_m=1.2m/s)



(a) (b)

Figure 2.21 : Ecoulement diphasique non-homogène (a) image brute de la nappe laser (b) profil vertical de niveau de gris moyen (ϕ=0.21, U_m=0.28m/s)

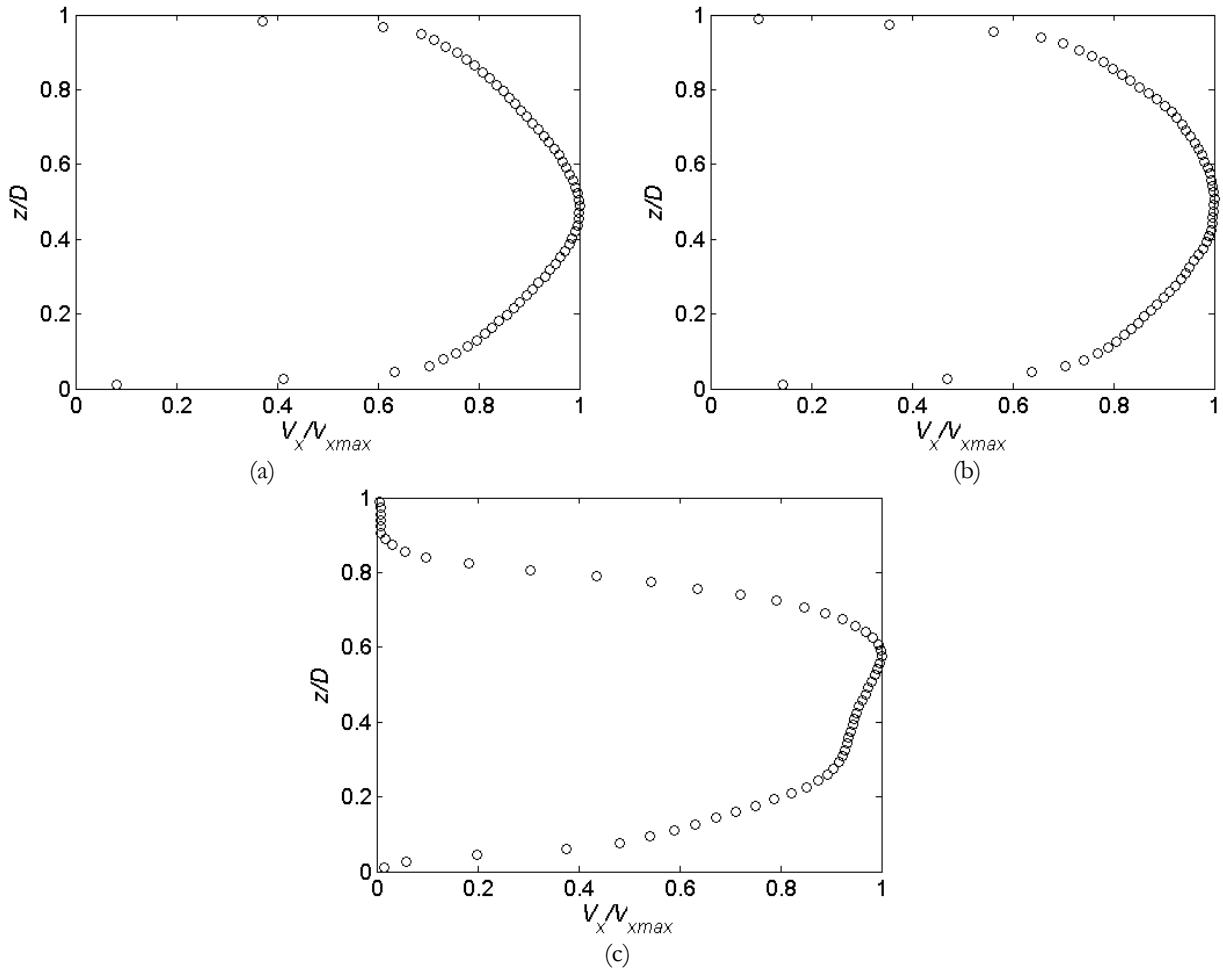


Figure 2.22 : Profil vertical de la composante longitudinale de vitesse V_x (a) monophasique, U_m=1.2m/s, V_{xmax}=1.5m/s (b) ϕ=0.21, U_m=1.2m/s, V_{xmax}=1.5m/s (c) ϕ=0.21, U_m=0.28m/s, V_{xmax}=0.45m/s

Cette analyse des profils verticaux des niveaux de gris moyen a permis de déterminer le domaine des régimes d'écoulements dispersés homogènes et la transition vers des écoulements dispersés-stratifiés. L'ensemble des essais réalisés en circuit fermé (d_{32}≈25µm) est regroupé sous la forme d'une carte vitesse-concentration. Les symboles grisés représentent les écoulements dispersés-stratifiés. Les symboles blancs correspondent à des dispersions homogènes. Les écoulements sont homogènes lorsque $U_m \geq 0.56$ m/s, pour $0.08 < \phi < 0.31$, et lorsque $U_m \geq 0.85$ m/s, pour $0.35 < \phi < 0.43$. Notons qu'en milieu dense, lorsque $\phi > 0.5$, la transition est plus difficile à déterminer. En effet, aux concentrations élevées, la ségrégation des gouttes n'engendre qu'une faible différence de concentration entre le haut et le bas de la conduite et les écoulements semblent homogènes pour des vitesses de mélanges : U_m>0.42m/s.

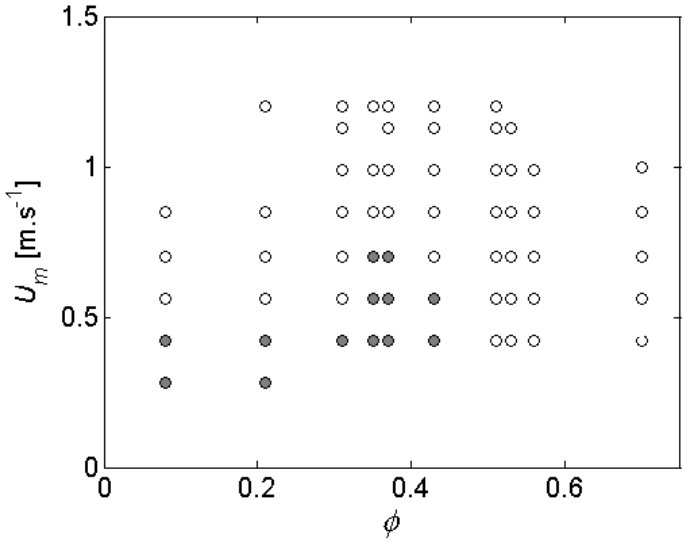


Figure 2.23 : Carte des configurations d'écoulement dispersés en circuit fermé (d_{32}≈25µm)
○ dispersions homogènes, ● dispersions non homogènes

b) Circuit ouvert (d_{32}≈400µm)

Lorsque les dispersions sont générées par les mélangeurs statiques, les gouttes sont de plus grosses taille (d_{32}≈400µm), et le domaine d'existence des configurations d'écoulement homogène s'en trouve considérablement réduit par rapport aux dispersions générées par la pompe centrifuge. La Figure 2.24 regroupe l'ensemble des essais réalisés avec les mélangeurs statiques. Parmi ces essais, les dispersions homogènes correspondent à de faibles concentrations en heptane ($\phi < 0.05$) et des vitesses de mélange élevées (U_m>0.77m/s).

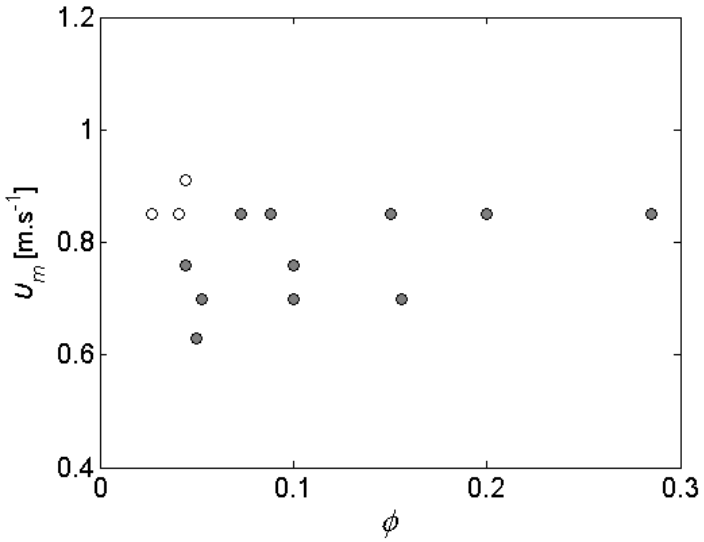


Figure 2.24 : Carte des types d'écoulement pour les dispersions obtenues avec les mélangeurs statiques, ○ dispersions homogènes, ● dispersions non homogènes

En configuration horizontale et en régime turbulent, la seule force capable de s'opposer à une stratification de l'écoulement issue de la sédimentation des gouttes résulte de l'agitation turbulente. L'équilibre statique entre cette force de pression dynamique et la force de flottabilité des gouttes peut s'exprimer de façon macroscopique, sous la forme d'un nombre de Froude au carré (ou l'inverse d'un nombre de Richardson) :

$$Fr^2 = \frac{\rho_c < \overline{v_c^2} >}{\Delta\rho g d_p} \tag{2-6}$$

où $< \overline{v_c^2} >$ est la moyenne spatiale de la variance de la vitesse dans une section de la conduite. En régime turbulent, il existe une relation de proportionnalité entre la variance de la vitesse et la vitesse moyenne de l'écoulement, dont la constante dépend faiblement du Reynolds. Dans l'expression du nombre de Froude, la vitesse moyenne peut alors se substituer à l'écart type des fluctuations :

$$Fr = \sqrt{\frac{\rho_c U_m^2}{\Delta\rho g d_p}} \tag{2-7}$$

Nous pouvons donc penser que la transition entre la configuration d'écoulement homogène et celle d'un écoulement dispersé-stratifié correspond à une valeur critique de ce nombre. Notons cependant que ce critère est basé sur le bilan statique de force sur une goutte unique, et ne prend donc pas en compte l'effet de la concentration, ni les effets collectifs induits par un gradient de concentration. En effet, la Figure 2.23 (représentant la carte d'écoulement en circuit fermé) montre que la transition entre les deux régimes n'est pas indépendante de la concentration moyenne de la dispersion. Toutefois, en régime dilué, la vitesse correspondant à la transition est sensiblement constante : (i) pour les plus petites gouttes la transition apparaît à partir de U_m=0.56m/s lorsque $0<\phi<0.25$ (ii) pour les plus grosses (en circuit ouvert) les dispersions sont homogènes lorsque U_m=0.85m/s et $0<\phi<0.05$. Dans cette plage de concentration, le nombre de Froude défini dans (2-7), est de l'ordre de 50 pour les gouttes de 25µm et de 20 pour les gouttes de 400µm. Nous pouvons conclure que même à faible concentration, la concentration de la phase dispersée influe sur la mise en suspension de la dispersion dans l'écoulement, et que la définition d'un critère d'homogénéité nécessite une étude plus approfondie.

2.4.3. Stabilité des écoulements dispersés en régime turbulent

Avant d'analyser le champ de vitesse de l'écoulement en régime permanent établi dans la conduite, il est nécessaire d'aborder le problème de la stabilité de l'émulsion générée au passage de la pompe centrifuge. Entre deux passages de l'écoulement dans la pompe, l'émulsion peut être

soumise à des phénomènes de fragmentation ou de coalescence qui modifient sa distribution de taille le long de la conduite. Une analyse granulométrique, réalisée à faible concentration (ϕ=0.08), a montré que la distribution de taille de goutte en entrée de la conduite et à 2m de celle-ci sont identiques. Cet état résulte soit de l'absence de rupture et de coalescence, soit d'un équilibre entre ces deux phénomènes.

L'échelle de taille des gouttes étant plus petite ou proche de l'échelle de Kolmogorov, l'échelle de cisaillement induite par la turbulence susceptible de déformer les gouttes, est donnée par (Levich 1962, Bourne et Baldyga 1994) :

$$\dot{\gamma}_k = \left(2\rho_c < \varepsilon > /15\mu_c\right)^{1/2} \tag{2-8}$$

Reprenons l'exemple précédent : U_m=1m/s, <ε>=0.112 m^2s^{-3}. On a alors $\dot{\gamma}_k = 71\,s^{-1}$.

Vis-à-vis de la rupture, cette échelle définit un nombre capillaire, dont la valeur détermine la probabilité de rupture en régime visqueux (Grace 1982, Bentley et Leal 1986) :

$$Ca = \mu_c \dot{\gamma}_k r_p / \sigma \tag{2-9}$$

Pour les gouttes de 25µm de diamètre, Ca=9.310^{-5}, et pour les plus grosses gouttes (400µm), Ca=1.710^{-3}, ce qui est largement inférieur à la valeur critique du Capillaire en écoulement cisaillé (>0.1). L'échelle de cisaillement induite par la turbulence dans la zone visqueuse ($d_p < \eta$) ne peut donc provoquer la rupture des gouttes. Notons qu'un résultat équivalent est obtenu en considérant le cisaillement induit par l'écoulement moyen ($< \dot{\gamma} >= U_m / R = 40\,s^{-1}$, pour U_m=1m/s). Nous pouvons donc conclure que l'écoulement ne peut générer de fragmentation supplémentaire dans les émulsions produites par la pompe centrifuge.

Comme il ne peut y avoir de phénomène de rupture des gouttes (Ca<<1), nous pouvons en déduire que la coalescence est négligeable. Pour le vérifier, nous avons évalué le rapport entre le temps de coalescence τ_{coal} et le temps d'interaction τ_i des gouttes, en admettant que la probabilité de coalescence lors d'une collision peut s'écrire suivant (Chesters 1991) :

$$P_{coal} = e^{-\frac{\tau_{coal}}{\tau_i}} \tag{2-10}$$

Le temps de coalescence est estimé en considérant que les interfaces sont "immobiles", c'est-à-dire probablement contaminées, et en estimant l'épaisseur critique h_{cr} du film (en dessous de laquelle les forces de van der Waals deviennent prédominantes). Nous avons utilisé ici une expression proposée par de Vrij (1966) : $h_{cr}/r_p \approx 0.026\left(A/\sigma r_p^2\right)^{1/4}$ soit 3.10^{-4} et 7.10^{-5} pour les gouttes de 25µm et de 400µm de diamètre respectivement, avec A ~10^{-20} J.

Le temps d'interaction est l'inverse du cisaillement induit par la turbulence $\dot{\gamma}_k$. Le rapport entre le temps de coalescence et le temps d'interaction s'écrit alors (Chesters 1991) :

$$\frac{\tau_{coal}}{\tau_i} \approx \frac{9}{8}\left(\frac{r_p}{h_{cr}}\right)^2\left(\frac{\mu_c r_p}{\sigma}\dot{\gamma}_k\right)^2 \qquad (2\text{-}11)$$

soit 0.1 et 592 pour les gouttes de 25µm et de 400µm de diamètre respectivement. Il en résulte que, dans le cas dilué (on a considéré ici la viscosité de la phase continue), la probabilité de coalescence est finie et proche de 1 (0.9) pour les petites gouttes et nulle pour les plus grosses. Il n'y aura donc pas de coalescence en circuit ouvert ni en circuit fermé (petites gouttes), le taux de disparition des gouttes par coalescence est proche du débit de collision des gouttes :

$\frac{dn}{dt} \approx -0.9 u_{coll} d_p^2 n^2$ où n est le nombre de particules par unité de volume et u_{coll} est la vitesse relative de collision entre les gouttes. On a :

$u_{coll} \equiv \dot{\gamma}_k r_p$, d'où :

$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + kt$ où n_0 est la valeur de n à t=0 et $k = 0.45\dot{\gamma}_k d_p^3$, soit 5 10^{-13} m^3s^{-1}. Pour une concentration en gouttes de 25µm de diamètre égale à 0.1, n_0~1.25 10^{13} m^{-3}. Le temps de séjour dans la conduite entre l'entrée et le premier tronçon est de l'ordre de 2s est à 1m/s, d'où :

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{1 + kn_0 t} \approx 0.075$$

Dans ces conditions, l'augmentation du diamètre moyen de la distribution par coalescence serait de :

$\frac{d}{d_0} = (0.075)^{-1/3} \approx 2.4$ (où d_0 est le diamètre moyen à t=0, soit 25µm).

Une telle variation ne correspond pas aux observations expérimentales, et sur la base de ces estimations réalisées avec le diamètre moyen de l'émulsion, il est difficile de conclure sur l'influence de la coalescence en circuit fermé. Ajoutons qu'il existe probablement un effet tensioactif de la glycérine à l'interface qui va s'opposer, par effet Marangoni, au drainage du film pendant le processus de coalescence.

En conclusion, la probabilité de rupture induite par l'écoulement dans la conduite est nulle et l'effet possible de la coalescence n'est pas détectable entre deux passages dans la pompe centrifuge. Nous pouvons donc considérer que la dispersion générée reste stable le long de la conduite.

2.5. Conclusion

Le dispositif expérimental présenté dans ce chapitre a permis de générer des écoulements dispersés stables et homogènes en conduite horizontale, dans une plage étendue des paramètres de l'écoulement (vitesse de mélange et concentration).

En circuit fermé, le diamètre moyen des gouttes produites par la pompe centrifuge est de l'ordre de 25µm. La taille des gouttes est sensiblement constante pour des valeurs de la vitesse de rotation de la pompe comprises entre 1800 et 2400tr/min. En circuit ouvert, la dispersion est formée par des mélangeurs statiques et le diamètre de Sauter des gouttes est de l'ordre de 400µm. Dans ce cas, le domaine d'existence des écoulements homogènes est beaucoup plus réduite (vitesse élevée et faible concentration).

L'ensemble des expériences réalisées pour la plupart en circuit fermé, a permis d'étudier, grâce aux métrologies mises en place, des régimes d'écoulement et des comportements rhéologiques différents, suivant la concentration en phase dispersée et la vitesse de mélange.

La mesure de la perte de charge effectuée le long de la conduite a permis de caractériser le frottement pariétal dans une plage étendue de conditions opératoires (vitesse et concentration), couvrant la transition entre le régime laminaire et turbulent. L'analyse locale du champ hydrodynamique de la phase continue a permis d'identifier les 3 régimes d'écoulements, turbulent, intermittent et laminaire, et de valider l'hypothèse de milieu effectif. Ces résultats sont présentés dans le chapitre suivant. L'étude locale détaillée de ces régimes d'écoulement est présentée dans le chapitre 4, et celle d'un écoulement très concentré ($\phi = 0.7$) en régime laminaire dans le chapitre 5.

Chapitre 3 :

Frottement pariétal des écoulements dispersés liquide-liquide

3. FROTTEMENT PARIETAL DES ECOULEMENTS DISPERSES LIQUIDE-LIQUIDE 47

3.1. WALL FRICTION AND EFFECTIVE VISCOSITY OF A HOMOGENEOUS DISPERSED LIQUID-LIQUID FLOW IN A HORIZONTAL PIPE 49

3.2. FROTTEMENT PARIETAL DES DISPERSIONS FORMEES PAR LES MELANGEURS STATIQUES 73
3.2.1. Régime d'écoulement 73
3.2.2. Frottement pariétal 76

3.3. CONCLUSION 77

3. Frottement pariétal des écoulements dispersés liquide-liquide

Ce chapitre est consacré à la caractérisation du frottement pariétal des écoulements dispersés homogènes dans la conduite, pour une concentration volumique comprise entre 0.08 et 0.56.

De la façon analogue à Faruqui et Knudsen (1962), nous avons couplé les mesures de perte de charge avec les mesures de champ de vitesse local de la phase continue, afin de déterminer précisément le régime d'écoulement de chaque dispersion et de vérifier le concept de viscosité effective, pour pouvoir ensuite modéliser le frottement pariétal.

La première partie de ce chapitre présente l'ensemble de ces résultats sous la forme d'un article soumis à AIChE Journal.

Dans une deuxième partie, nous présentons le frottement pariétal des dispersions formées par les mélangeurs statiques, pour lesquelles le diamètre moyen des gouttes est de l'ordre de 400μm. Dans ce cas, les gouttes sont du même ordre de grandeur que l'échelle de Kolmogorov, en régime turbulent.

3.1. Wall friction and effective viscosity of a homogeneous dispersed liquid-liquid flow in a horizontal pipe

Wall friction and effective viscosity of a homogeneous dispersed liquid-liquid flow in a horizontal pipe

A. Pouplin
CNRS; Fédération de recherche FERMaT FR 3089, Toulouse, France
IFP, Dépt. de Mécanique Appliquée, Rueil-Malmaison, France
Université de Toulouse, INPT - UPS; Laboratoire de Génie Chimique, Toulouse, France

O. Masbernat
CNRS; Fédération de recherche FERMaT FR 3089, Toulouse, France
Université de Toulouse, INPT - UPS; Laboratoire de Génie Chimique, Toulouse, France

S. Décarre
IFP, Dépt. de Mécanique Appliquée, Rueil-Malmaison, France

A. Liné
CNRS; Fédération de recherche FERMaT FR 3089, Toulouse, France
Université de Toulouse, INSA; Laboratoire d'Ingénierie des Systèmes Biologiques et des Procédés, Toulouse Cedex 4, France

Abstract

Homogenous oil in water dispersion has been investigated in a horizontal pipe. The mean droplet size is 25 μm. Experiments were carried out in a 7.5 m long transparent pipe of 50 mm internal diameter. The wall friction has been measured and modelled for a wide range of flow parameters, mixture velocities ranging from 0.28 to 1.2 m/s and dispersed phase volume fractions up to 0.6, including turbulent, intermediate and laminar regimes. Flow regimes have been identified from velocity profiles measured by PIV in a matched refractive index medium. It is shown that the concept of effective viscosity is relevant to scale the friction at the wall of the dispersed flow. Based on mixture properties, the friction factor follows the Hagen-Poiseuille and the Blasius' law in laminar and turbulent regimes respectively. Interestingly, the transition towards turbulence is delayed as the dispersed phase fraction is increased.

Keywords: liquid-liquid pipe flow, homogeneous dispersed flow, PIV, effective viscosity, wall friction

Introduction

In this paper, the determination of the wall friction law of a homogeneous dispersed liquid-liquid flow in a horizontal pipe is addressed. This problem is of particular interest in oil extraction processes and in many other industries dealing with the transport of emulsions.[1] Oil production is still associated with a high water throughput which tends to increase as wells are aging. There have been a number of experimental studies dealing with the flow configurations of co-current liquid-liquid flow in horizontal pipes. Depending on the mixture velocities and phase

ratios, the flow can take different spatial configurations, dispersed or stratified, or dual layer stratified-dispersed.[2-5] Fully dispersed flows occur at high mixture velocities, when the turbulence level is high enough to maintain a suspension of drops in the bulk flow. The flow is said to be homogeneous when the drops are uniformly distributed across the whole pipe cross-section.

Homogeneous dispersed flows have given rise to quite a number of experimental studies aiming at measuring and scaling local flow field in gas-liquid, solid-liquid and gas-particle dispersed turbulent channel flows.[6-12] Most of them deal with inertial particles or high particle Reynolds numbers (for bubbles). Detailed measurements in turbulent liquid-liquid pipe flows have been poorly addressed.[13,14]

Modelling homogeneous dispersed flows cannot be undertaken without addressing the question of turbulence damping or enhancement. An informative review of this problem can be found in the paper of Sundaresan et al.,[15] highlighting the lack of available theory to predict such mechanisms, even for dilute conditions, simple geometries and small size particles (i.e smaller or of the order of the Kolmogorov scale). Depending on the particle size with respect to turbulent length scales, the Stokes number (the ratio between the inclusion relaxation time and the fluid time scale "seen" by the inclusion), and the particle Reynolds number, the turbulence can be enhanced or reduced. The inclusion of the effect of concentration and polydispersity has not yet been achieved so far.

In the case of low inertia suspensions in liquids, (i.e low Stokes and particle Reynolds numbers), the mean slip velocity and particle inertia are negligible and it is generally accepted that the fluid-particle interaction can be described through an effective viscosity effect which increases with increasing the concentration of the dispersed phase. This assertion is mainly based upon wall friction measurements in pipe flow as a function of drop concentration.[16,17] Pal[18] observed a drag reduction effect with unstable dispersions, which disappears or is significantly reduced in the case of surfactant stabilized emulsions. Pal also found that stabilized emulsions can be described as a single phase flow with effective properties in both laminar and turbulent regimes. Similar results were also observed in vertical pipe flow.[17,19,20]

An interesting problem is the laminar-turbulent regime transition in dispersed flows. In the case of fine emulsions, the results of Pal[18] show that Hagen-Poiseuille law is valid for mixture Reynolds numbers ranging up to 4000, suggesting that the drops tend to delay the transition to turbulence. More recently, Matas et al.[21] studied this problem with neutrally buoyant solid particles in a pipe flow. Their results clearly show that the transition towards turbulence occurs at smaller mixture Reynolds numbers for large particle-to-pipe diameter ratios, while it is unchanged for smaller particles at concentrations lower than 0.2-0.25. Above this concentration, small

particles delay the transition to turbulence. Therefore, it can be concluded that even with low inertia suspensions where effective properties can be used to scale the wall friction, laminar-turbulent transition is a function of not only the mixture Reynolds number, but also of the concentration. The last observation also underlines the need for detailed flow measurements in concentrated suspension flows.

In the present work, the hydrodynamic local field of a homogeneous liquid-liquid dispersion flowing in a horizontal pipe has been measured with Particle Image Velocimetry, using the refractive index matching technique. Combining these data with pressure drop measurements, the wall friction and effective viscosity of the emulsion have been identified and scaled in a wide range of flow parameters (mixture velocity and drop concentration), from the turbulent to the laminar regime.

The paper is structured as follows: In the first section, the liquid phase system, the experimental device, the measurement technique and the flow parameters are presented. The homogeneous flow domain is drawn on a mixture velocity-concentration map and the stability of the dispersion is also addressed. The results are then presented and discussed for the three different flow regimes studied: turbulent, laminar and intermediate. For each flow regime, the longitudinal velocity profile and the pressure drop measurement are presented and discussed at different concentrations and velocities. The effective viscosity derived from these measurements is then discussed and its evolution with concentration is compared to existing models. In the last section, the wall friction factor is presented and discussed as a function of the mixture Reynolds number. The main results are summarized in the conclusion section.

Experimental

The experimental device and fluids used in this study are similar to those of Conan et al.[22] who studied the stratified-dispersed flow configuration. The experimental loop was modified in order to generate homogeneous flow of small drops using the centrifugal pump of the continuous (aqueous) loop.

Phase system

The properties of the two fluids are reported in Table 1. The continuous phase is an aqueous solution of glycerin at 43% vol/vol. The dispersed phase is n-heptane (technical grade), immiscible with water. At 29°C, the two phases have their refractive index matched (1.385) allowing light transmission without deviation.

Table 1: Physical properties of the fluids at 29°C

Phases		*Density* ($kg.m^{-3}$)	*Viscosity (Pa.s)*	*Refractive Index* (-)	*Interfacial tension* ($N.m^{-1}$)
Dispersed	Heptane	684	$4\ 10^{-4}$	1.385	0.031
Continuous	Water-Glycerin (43% vol)	1102	$3.2\ 10^{-3}$	1.385	

Experimental set-up

A schematic diagram of the whole setup is shown in Figure 1. The device comprises a 7.5m long horizontal pipe of 50mm internal diameter, a gravity settler, an entry section, two centrifugal pumps, and a secondary loop with heat exchangers which regulate the flow temperature in the loop. In order to implement optical techniques, the duct is made of poly methyl-methacrylate (PMMA), and movable square boxes (30cm long) filled with water are mounted along the pipe to reduce optical distortions.

The two fluids are stored in the gravity settler (400L). Each phase is pumped from the settler to the pipe inlet by centrifugal pumps of variable rotation speed. Flowrates are measured with the help of an electromagnetic flowmeter and a vortex flowmeter, for the aqueous and the organic phase respectively, with an accuracy of 0.5%. Oil and water phases merge in a Y-junction, at the pipe inlet. Upstream of the Y-junction a convergent section has been mounted on the water loop to eliminate or reduce secondary flows in the pipe. The start-up procedure of the experimental device is operated in two stages. At first, each phase is continuously fed in the pipe and separated in the gravity settler (no dispersion is produced at this step). Then, a set of four electrovalves mounted on the circuit (see Figure 1), allow to by-pass the gravity settler and direct both oil and water phases in a single circuit (the water loop) at the desired concentration.

With this system, both phases flow in the aqueous phase loop and a fine dispersion of oil in water is continuously maintained by the centrifugal pump. At the end of a series of experiments, the dispersed phase fraction is measured by sedimentation of a few millilitres sample.

Flow temperature is adjusted thanks to a heat exchanger fed by a secondary heated water circuit. The temperature of all experiments has been set to 29°C with an accuracy of 0.1°C.

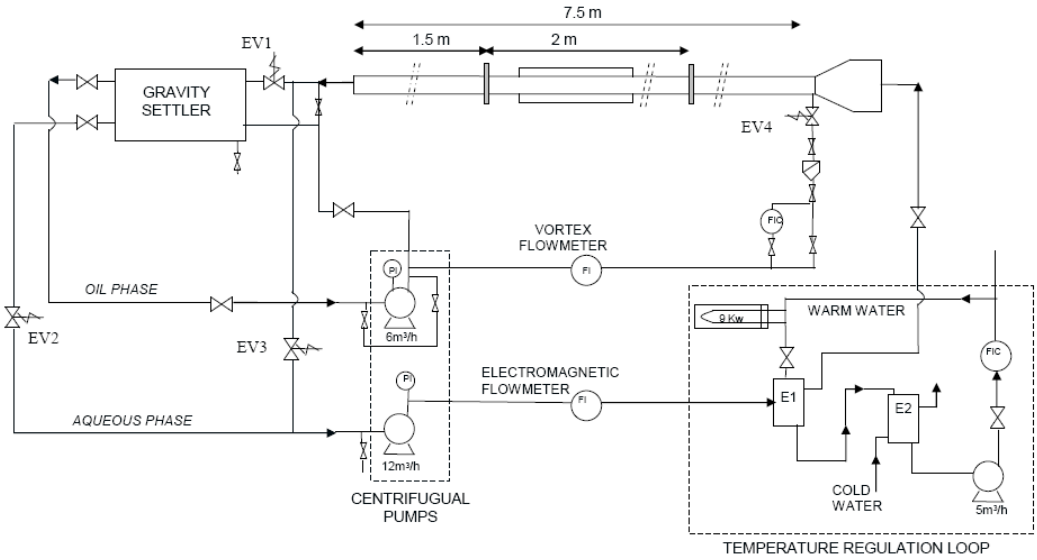


Figure 1: Schematic diagram of the two-liquid phase flow loop

Instrumentation/ pressure and flow measurement systems

Pressure drop measurements were made with a differential pressure gauge. Five pressure taps were placed at 2m intervals along the pipe. The instantaneous pressure signal was acquired at a frequency of 2Hz and time-averaged over 1 minute time interval for each studied flow rate. At 2m from the pipe inlet section, the longitudinal gradient is stable along the pipe length for both single and two-phase flow. The uncertainty on pressure drop measurement is estimated at ±11%.

A high speed PIV technique has been implemented to determine the 2-dimensional velocity field of the aqueous phase. A vertical laser sheet illuminates a vertical median plane of the pipe. The principle of this technique consists in the measurement of the displacement of seeding particles between two successive images of the laser sheet separated by a constant time interval. The most probable displacement of the particles between two consecutive images is calculated from the detection of the maximum of the cross-correlation function of grey level between the two images.

Fluorescent hydrophilic microparticles were used to seed the flow. These are made of poly-methyl-methacrylate (PMMA) with encapsulated Rhodamine B (λ=584nm). Their diameter ranges between 1 and 20µm and their density is 1.18g/cm^3. Their Stokes number based on the terminal velocity is less than 10^{-4}. Thus, they can be considered as flow tracers over the range of flow velocity investigated. The PIV system comprises a high frequency laser (10kHz) and a high speed camera, RS 3000 (3000frame/s at 1024×1024px^2 image resolution), equipped with a 100mm focal lens. The laser source is a dual-head, diode-pumped Nd:YLF system (λ=527nm). A thin laser sheet, with a thickness less than 600µm, is generated by a divergent lens mounted on the laser head. A 45° degree mirror directs the laser sheet in the vertical median plane of the pipe. The use of a high-pass filter mounted on the camera objective enables to collect only the light

issued from the fluorescent micro-particles (λ=584nm). Laser and camera are synchronized and controlled by a Processor Time Unit (PTU). Recorded images are divided into square windows within which the grey level cross-correlation function between two consecutive images is calculated along vertical and transverse directions (using DaVis 7 software). The vector field is calculated according to a 3-step iteration process with decreasing window size. The initial interrogation window is 64×64px^2 and the final is 32×32px^2 with a 50% overlap. This method allows a good spatial resolution of the vector field. The time between two successive images has been chosen in order to have a displacement of about ¼ of the final window size. Statistical averages were performed over 2000 images corresponding to an integration time of about 4s (acquisition frequency of 500Hz, double pulse). Gaussian sub-pixel interpolation is applied to optimize the computation of the displacement, a necessary refinement for accurate measurement of low velocities near the pipe wall.[23] Image size is 1024×1024 pixels, corresponding to a field size of about 50×50mm^2. The enlargement factor is estimated with a graduated transparent rule placed inside the duct. PIV measurements were realized 3.3m after the duct entry.

Drop size

The drop size distribution was analyzed with a laser granulometer (Mastersizer 2000). A sample is directly taken from the pipe and diluted in water to increase the refractive index difference between dispersed and continuous phase. Figure 2 shows the drop size distribution for ϕ=0.08 and 0.12. The drop size distribution is approximately the same for both concentrations. For 0.05<ϕ<0.25, the mean Sauter drop diameter (d_{32}) is about 25μm. When ϕ>0.25, the drop size distribution could not be measured because of the instability of the sample at high concentration. We have assumed that the mean drop size produced by the pump for higher concentration remains of the same order. The effect of the pump rotation speed was also investigated. No significant influence on drop size distribution was observed in the range of rotation speed studied (1800<N<2400 rpm). The mean diameter of the drops is smaller than the Kolmogorov length scale ($\eta = \left(\upsilon^3/\bar{\varepsilon}\right)^{1/4}$) in the turbulent regime. Based on the Kolmogorov time scale, the drop Stokes number is much smaller than unity, suggesting that the effective viscosity concept is valid in such an emulsion flow. Moreover, based on the estimation of critical Capillary number and drainage time to interaction time ratio, no rupture or coalescence is expected in the pipe flow. The same drop distribution of a sample of the dispersed flow (at ϕ=0.08) was observed at the pipe inlet and 2m after the pipe inlet, validating this assumption.

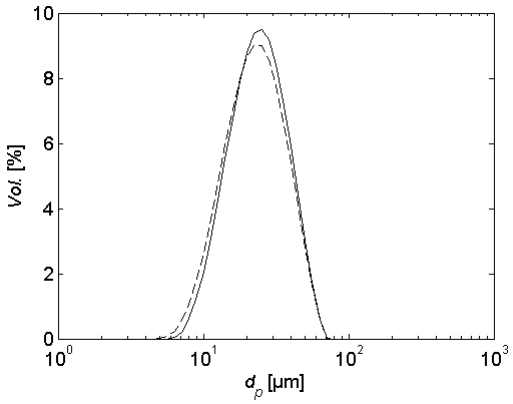


Figure 2: Drop size distribution for ϕ =0.08 (—) and ϕ =0.12 (---)

Flow homogeneity

A homogeneous dispersed flow is a fully dispersed flow with no mean gradient of the concentration across the pipe section. Flow homogeneity was evaluated from the radial profile of grey level in the raw images of the laser sheet. This grey level profile (averaged over 200 images) in the cross-section results from the light intensity diffused by the fluorescent micro-particles. Figure 3a shows the PIV raw image of a single phase flow. On this image, white spots represent the location of the micro-particles. The corresponding grey level profile is shown in Figure 3b. The vertical (radial) intensity profile is rather flat, indicating that fluorescent particles are homogeneously distributed in the aqueous phase over the cross-section. The small gradient of intensity is only due to the non-homogeneity of the laser sheet and reflections at the pipe bottom. A two-phase flow PIV raw image at high velocity (U_m=1.2m/s) appears to be identical to that of the single phase flow (Figure 4a). Due to their small size (25µm corresponds to less than 1 pixel), oil drops cannot be detected in the image. The grey level profile (Figure 4b) is practically as flat as the single phase flow one. The dispersion can thus be considered to be homogeneous.

At low velocity (U_m=0.28m/s), a layer of concentrated micro-particles develops in the upper part of the wall, suggesting the occurrence of partial stratification (Figure 5a). In this case, there is an increase of grey level near the top wall (Figure 5b). This is expected to be due to the fact that, when settling in the upper part of the pipe and forming a dense layer, oil drops capture micro-particles like in a flotation process. As such a layer is free of turbulence as shown by Conan et al.[22] and the mean velocity rapidly cancels, the concentration remains stable in that layer and higher than in the bulk. Images at others velocities (not shown) indicated that the thickness of the dense layer decreases as the flow velocity increases. This layer is probably composed of the largest drops of the size distribution.

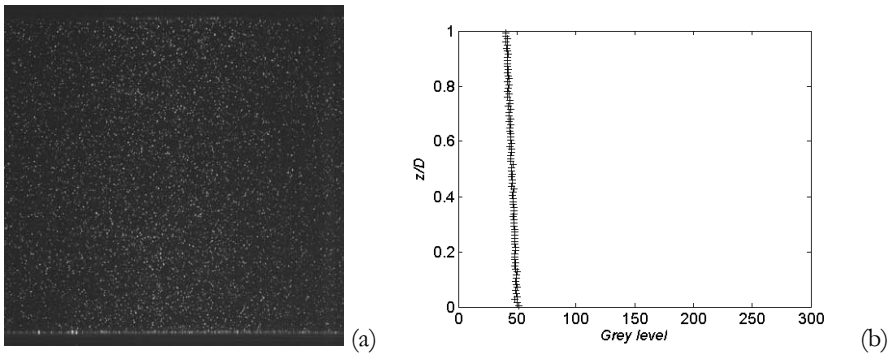


Figure 3: Single phase flow (a) PIV raw image (b) vertical grey level profile (U_m=1.2m/s)

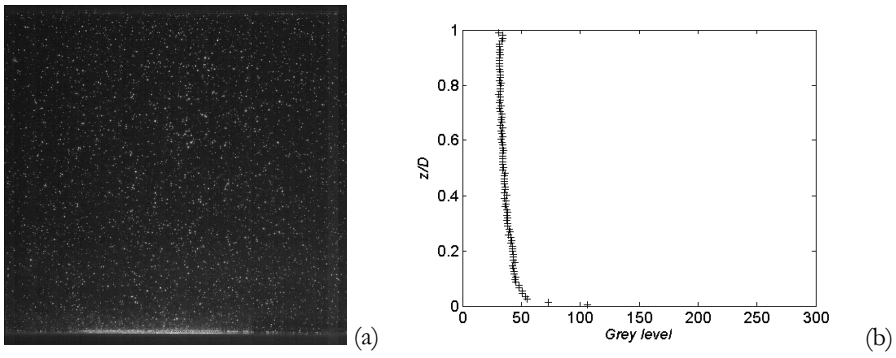


Figure 4: Homogeneous dispersed flow (a) PIV raw image (b) vertical grey level profile (ϕ =0.21, U_m=1.2m/s)

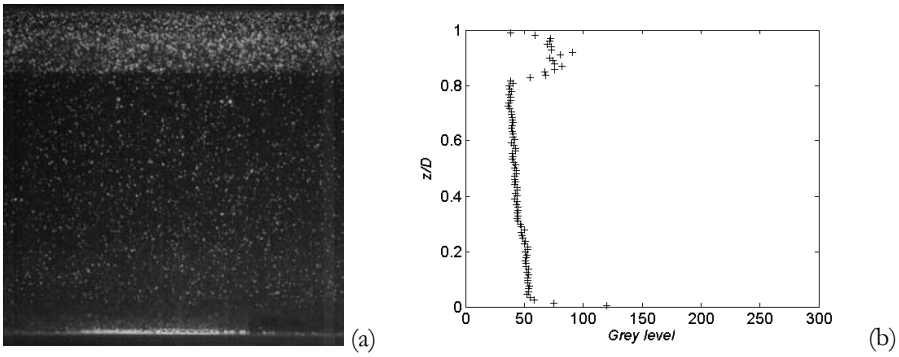


Figure 5: Partially stratified flow (a) PIV raw image (b) vertical grey level profile (ϕ =0.21, U_m=0.28 m/s)

Experiments were performed over a wide range of flow mixture velocity ($0.28<U_m<1.2$m/s) and phase volume fraction ($0.08<\phi<0.56$). A flow pattern map of all these experiments is given in Figure 6. This map represents the transition between homogeneous and partially stratified flow. Open symbols correspond to fully dispersed flow. Full symbols represent non homogeneous flow, when a dense layer of oil drop appears near the upper wall.

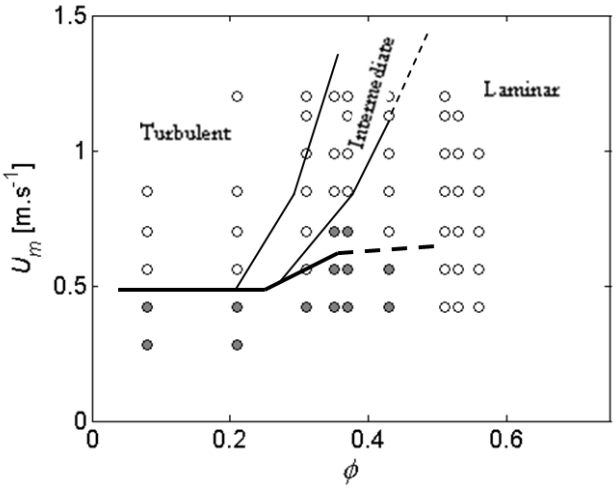


Figure 6: Flow pattern map (○): homogeneous flow, (●): partially stratified flow. Thin lines separate the flow regime domains. Thick line is the approximate limit between the homogeneous (above) and the partially stratified configuration (below)

In Figure 6, the map of the different flow regimes investigated has been also reported, (turbulent, intermediate and laminar). These flow regimes have been identified at steady state by a combination of measurements of velocity field and pressure drop, both presented in the next section. We note that all flow regimes meet the condition of homogeneous flow configuration, each of them in a given range of mixture velocity and dispersed phase concentration.

If the condition for flow homogeneity could be expressed as a function of a critical Froude or Richardson number in turbulent (and to some extent in the intermediate) regime, the stability of such a flow configuration in laminar regime is questionable. Indeed, in this regime, there are no dynamic pressure forces that prevent the drops from settling, leading to flow stratification. Shear induced agitation is weak in the present case, especially in that range of concentration and cannot counteract the buoyancy force.[24] Therefore the emulsion homogeneous flow is unstable in laminar regime and drops will segregate. However, based on the simple calculation of the settling velocity, it is possible to estimate the vertical displacement of the largest drops of the size distribution in the time interval between two successive passages of the flow in the pump (of the order of 16s at 1m/s). With a maximum drop diameter of 75µm (see Figure 2), this displacement is of the order $D/10$. At high concentration, however, multiplying the emulsion viscosity by a factor 10 is equivalent to dividing the largest drop settling velocity and its displacement by the same factor. This is the reason why homogeneous laminar flow can be considered as stable at the scale of the present experiments. It also explains that the discrimination between homogeneous and partially stratified flow was hardly detectable in the range of concentration studied.

The results for the different flow regimes are described in the next section.

Results

Turbulent regime

The velocity field PIV measurements were first performed with single phase flow (water/glycerin mixture). For U_0>0.28m/s (Re_0>4800), it was verified that the flow is established and parallel at 3.3m from the pipe inlet. The longitudinal mean velocity (V_x) profile follows the expected trend in turbulent regime. An example of the radial profile of V_x is plotted in Figure 7 (cross symbols) at a mean velocity U_0=0.42m/s (Re_0=7200).

The universal power law in turbulent pipe flow reads:

$$V_x/V_{x\max} = (1 - r/R)^{1/n} = \left(1 - 2\left|z/D - \tfrac{1}{2}\right|\right)^{1/n} \qquad (1)$$

where $V_{x\max}$ is the velocity at the centre line and $r = |z - R|$. In equation (1), the exponent ($1/n$) slightly varies with the Reynolds number.[25] For Re_0=7400, $1/n$ is equal to 2/13 (n=6.5), and the corresponding profile has been reported in Figure 7 (dashed line). The power law does well compare with the experimental data. By integrating (1) over the cross-section, we can also compare velocity at the centre line $V_{x\max}$:

$$V_{x\max} = U_0(1 + 1/n)(1 + 1/2n) = 0.52 \text{ m/s with } n=13/2 \qquad (2)$$

which gives a 3.3% relative difference with the experimental value (0.54m/s).

Homogeneous turbulent two-phase flows were observed for 0.56<U_m<1.2m/s and 0.08<ϕ<0.21 and for U_m>0.85m/s and ϕ=0.31 (see flow map of Figure 6). The normalized longitudinal velocity vertical (radial) profile has been reported in Figure 7 at two concentrations (ϕ=0.08, U_m=0.56m/s and ϕ=0.21, U_m=0.85m/s). The two velocity profiles are quite symmetrical (confirming flow homogeneity) and almost identical to the single phase flow case. Applying equation (2) to these profiles gives $V_{x\max}$=0.70m/s and 1.06m/s, which are close to the experimental values (with a relative difference of 2.7% and 3.6% respectively).

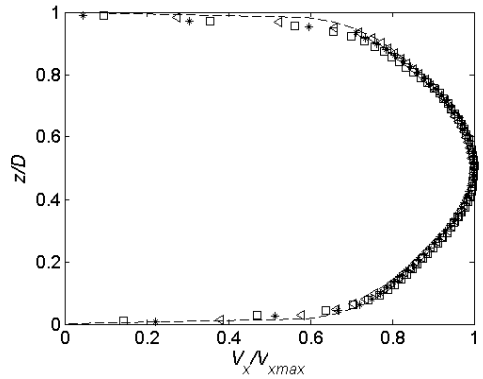


Figure 7: Normalized longitudinal velocity profile. Single phase flow (✱): (U_0=0.42m/s, Re_0=7200, V_{xmax}=0.54m/s); Two-phase flow (◁): (ϕ=0.08, U_m=0.56m/s, V_{xmax}=0.72m/s), (□): (ϕ=0.21, U_m=0.85m/s, V_{xmax}=1.1m/s); (−−): $V_x/V_{x\max} = \left(1 - 2\left|z/D - \tfrac{1}{2}\right|\right)^{2/13}$

For these three cases (single phase and the two dispersed flows), the wall law is displayed in Figure 8a, scaling the axial mean velocity by the wall friction velocity v^*, and the distance from the wall (δ) by the ratio $v^*\rho_c/\mu_c$, where μ_c and ρ_c are the continuous phase dynamic viscosity and density (i.e. at ϕ=0). The friction velocity is deduced from pressure drop measurements in each of these flows:

$$v^* = \sqrt{\frac{R}{2}\frac{1}{\rho_m}\left|\frac{dP}{dx}\right|} \tag{3}$$

(where $\rho_m = \phi\rho_d + (1-\phi)\rho_c$ is the mixture density of two-phase flows). In single-phase turbulent pipe flow, the velocity profile near the wall is given by the universal log-law in the inertial layer:

$$\delta^+ \geq 30 \quad V^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(\delta^+) + 5.5 \tag{4}$$

where κ is equal to 0.41, and the linear law is valid in the viscous layer:

$$0 \leq \delta^+ \leq 5 \quad V^+ = \delta^+ \tag{5}$$

with $\delta^+ = \delta v^*\rho_c/\mu_c$.

The curves of Figure 8a clearly indicate that the single phase flow (crosses) follows the theoretical profiles in both layers up to δ^+=100 (for larger values of δ^+, the experimental velocity data are slightly above the log-law). In the same interval ($0 \leq \delta^+ \leq 100$), two-phase velocity profiles are shifted to the left, and the shift increases with the dispersed phase concentration. Such behaviour suggests an influence of the effective viscosity of the mixture.

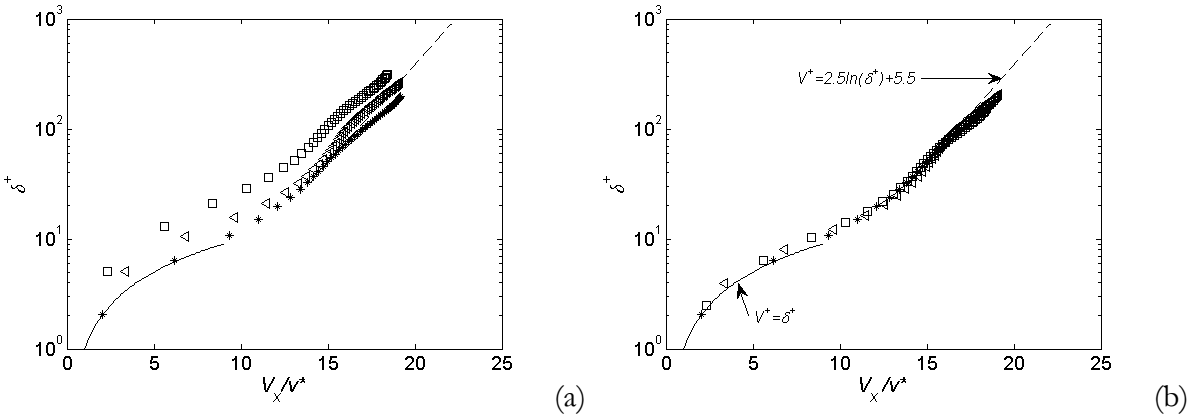


Figure 8: Wall law velocity. Single phase flow (✱): (U_0=0.42m/s, Re_0=7200, V_{xmax}=0.54m/s); Two-phase flow (◁): (ϕ=0.08, U_m=0.56m/s, V_{xmax}=0.72m/s), (□): (ϕ=0.21, U_m=0.85m/s, V_{xmax}=1.1m/s). (a) δ normalized by continuous phase properties, μ_c and ρ_c (b) δ normalized by mixture properties, μ_m and ρ_m

Indeed, it is possible to match the two-phase velocity profiles with that of the single-phase, through a simple multiplication of each two-phase profile by a given factor. Doing so, two-phase flow data collapse on a single curve, as illustrated in Figure 8b. This multiplication

amounts to replacing the continuous phase viscosity μ_c in eqs. (4) and (5) by a mixture viscosity μ_m, equal to 4.10^{-3}Pa.s with ρ_m=1068kg.m^{-3} for ϕ=0.08 and μ_m=610^{-3}Pa.s with ρ_m=1014kg.m^{-3} for ϕ=0.21. These results show that in turbulent regime, the liquid-liquid emulsion behaves as a single fluid with mixture properties. They are also consistent with the results of Faruqui and Knudsen[19] who first used this method. According to these results, the cross-section integrated momentum balance can be applied to the mixture:

$$-\frac{dP}{dx} = f_m \frac{\rho_m U_m^2}{R} \tag{6}$$

where f_m is the mixture wall friction factor. For fully turbulent flow in smooth pipe, f_m is given by Blasius' law (in the range of Reynolds number studied (<1210^4), pipe roughness has no influence on wall friction factor:[26]

$$f_m = 0.079 Re_m^{-1/4} \tag{7}$$

The mixture Reynolds number is given by:

$$Re_m = \rho_m U_m D / \mu_m \tag{8}$$

where μ_m is the effective dynamic viscosity of the dispersion, a priori unknown. Therefore, the evolution of the pressure drop as a function of mean velocity reads:

$$-\frac{dP}{dx} = A \times U_m^{1.75} \text{ with } A = \left(\frac{0.067 \rho_m^{0.75} \mu_m^{0.25}}{R^{1.25}} \right) \tag{9}$$

According to Equation (9), the pressure gradient is proportional to the mixture velocity to the power 1.75 and the proportionality coefficient A varies as $\mu_m^{1/4}$. In Figure 9a and 9b, the evolution of the pressure drop as a function of the mixture velocity is reported at two concentrations, 0.08 and 0.21 in the turbulent regime. Both curves can be well fitted by a 1.75 power law, suggesting that Blasius' equation is valid.

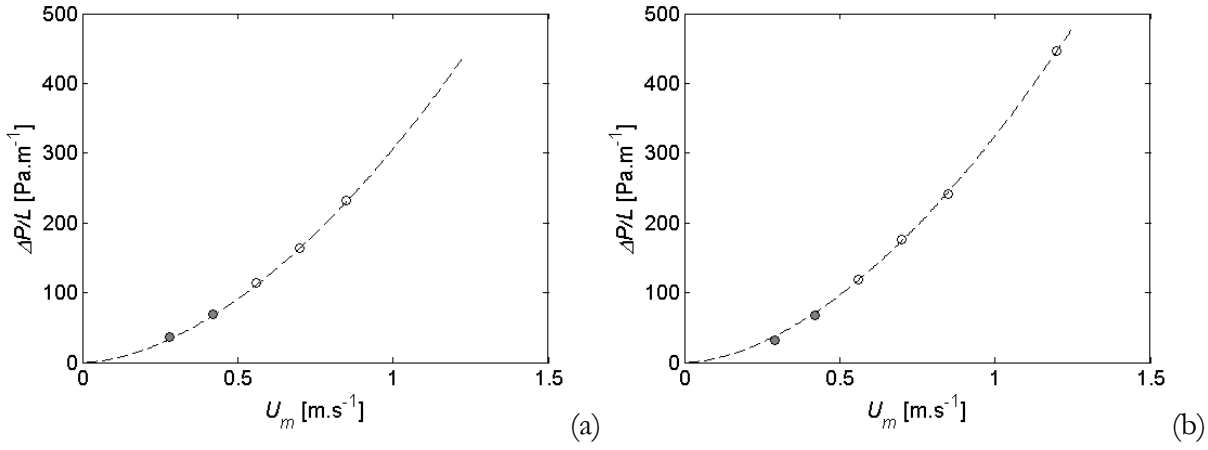


Figure 9: Evolution of the pressure drop as a function of the mixture velocity for (a) ϕ=0.08, (b) ϕ=0.21. Solid symbols correspond to partially homogeneous profiles. Dashed line corresponds to Eq. (9).

Note that on these graphs, full symbols correspond to partially stratified regime at low velocity and do not deviate much from the pressure drop law. This is due to the weak value of the stratified layer thickness δ_s. It can be shown that the main contribution to the correction of the pressure gradient is of the order of $(1+\frac{1}{2\pi}(2\delta_s/R)^{3/2})$, which represents only a few percent in the present case, well within the range of measurement uncertainty.

For each concentration, the dynamic viscosity of the emulsion can be deduced from Eq. (9). Corresponding values are reported in Table 2. Despite the great sensitivity of the mixture viscosity to the value of A in Eq. (9) (and consequently to the pressure drop measurement uncertainty), the identified values of the effective viscosity are close to the former values derived from the matching of the log law. The values predicted by Vand's equation[27] for diluted suspensions ($\mu_m = \mu_c(1+2.5\phi+7.35\phi^2)$), are also reported in this table. They correctly fit the values deduced from the log-law. Note that the models of Manley and Mason,[28] Krieger and Dougherty[29] or Batchelor[30] predict similar values (comparison made but not shown). It can be concluded that in turbulent regime and in this range of concentration, the dispersion behaves as a suspension of non-inertial hard spheres.

Table 2: Effective viscosity values deduced from velocity log-law, Blasius' law and Vand's equation

	Concentration ϕ	0.08	0.21
μ_m (Pa.s)	(Velocity) log-law	4.10^{-3}	6.10^{-3}
	(Pressure drop) Blasius' law	3.710^{-3}	5.510^{-3}
	Vand (1948)	4.10^{-3}	5.910^{-3}

Such behaviour is consistent with the evaluation of the deformation of the drops in the turbulent flow. Based on the single-phase flow properties and the average turbulent energy dissipation rate ($\bar{\varepsilon} \cong 5.610^{-3}(U_0^3/D)$), the Kolmogorov length scale ($\eta = (\upsilon_c^3/\bar{\varepsilon})^{1/4}$) is about 120μm at U_0=1m/s, and is significantly larger than the drop diameter (~25μm). The deformation seen by the drops is therefore induced by the viscous shear rate $\dot{\gamma}_k = (2\bar{\varepsilon}/15\upsilon_c)^{1/2}$. Based on that scale, the capillary number $Ca = \mu_c \dot{\gamma}_k \bar{r}_{32}/\sigma$ is found to be the order of 10^{-4}, leading to the conclusion that the drops are not deformed.

Laminar regime

At high dispersed phase fraction $\phi \geq 0.51$ and $0.56 < U_m < 1.2$m/s, the flow becomes laminar (see Figure 6). Two vertical profiles of the longitudinal velocity are illustrated in Figure 10

at a concentration of ϕ=0.53, and two mixture velocities, U_m=0.56 and 0.7m/s. These profiles are quite symmetrical. They are well fitted by the normalized parabolic profile in a tube:

$$V_x/V_{x\max} = 1-(r/R)^2 = 1-4(z/D-\tfrac{1}{2})^2 \text{ with } V_{x\max} = 2\times U_m \quad (10)$$

The relative accuracy on the maximum velocity is 1.7% and 7% at U_m=0.56 and 0.7m/s respectively. This result suggests that the concentrated emulsion behaves as a Newtonian fluid with an effective viscosity that can be determined using the pressure drop-mean velocity curve displayed in Figure 11. On this figure, the pressure gradient varies linearly with the mixture velocity. In this flow regime, the friction factor is therefore given by Hagen-Poiseuille law:

$$f_m = 16/Re_m \text{ with } Re_m = \rho_m U_m D/\mu_m \quad (11)$$

And the slope is directly proportional to the effective viscosity:

$$\mu_m = \left|\frac{dP}{dx}\right|\frac{R^2}{8U_m} \quad (12)$$

The viscosity value deduced from equation (12) can be compared with those obtained from the velocity measured at the centre line $V_{x\max}$ (the relative difference will be the same as that between $V_{x\max}$ and 2 U_m which is very low). For three different concentrations in the laminar regime, these values are reported in Table 3. At this concentration, the effective viscosity is an order of magnitude higher than the continuous phase viscosity ($3.2\,10^{-3}$Pa.s) and is a rapidly growing function of the concentration. Values predicted by the Eilers correlation for liquid-liquid emulsions (Eq. 17) are also reported. The correlation does fit our data very well, the discrepancy being well below the pressure drop measurement uncertainty.

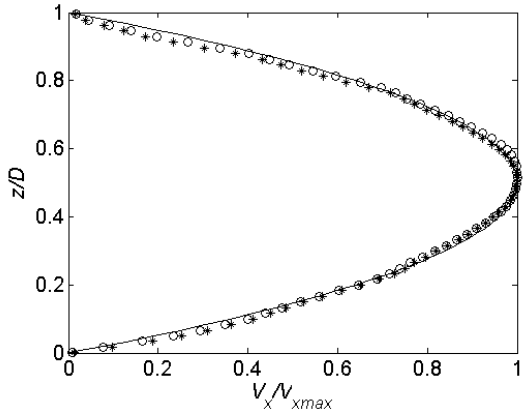


Figure 10: Normalized velocity profile at ϕ=0.53, (✱) U_m=0.56m/s (V_{xmax}=1.1m/s), (○) U_m=0.7m/s (V_{xmax}=1.3m/s), (—) parabolic profile

Table 3: Effective viscosity in laminar regime at high concentration

	Concentration ϕ	0.51	0.53	0.56
μ_m (Pa.s)	(Eq.12)	0.03	0.033	0.045
	(Eq.12, $V_{x\max}$)	0.031	0.035	0.049
	Eilers (1941)	0.03	0.036	0.048

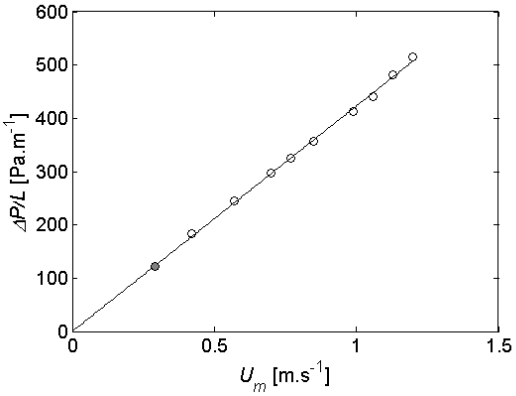


Figure 11: Evolution of the pressure drop as a function of the mixture velocity at ϕ=0.53

As for the turbulent regime, it seems relevant to verify that the Newtonian behaviour of these dispersions is consistent with a spherical shape of the drop. In laminar flow, the maximum capillary number (based upon the mixture viscosity) can be calculated from the velocity gradient at the wall:

$$Ca_{\max} = \mu_m \dot{\gamma}_{\max} \bar{r}_{32} / \sigma \text{ with } \dot{\gamma}_{\max} = 4U_m / R \qquad (13)$$

For a mean velocity of 1.1m/s and an effective viscosity of 0.05Pa.s, the maximum value of the capillary number is 3.610^{-3}, suggesting that the drops remain spherical.

Note that the laminar Newtonian regime has been verified for a concentration as high as 0.56. Measurements were performed at a concentration of 70% and the velocity profiles clearly exhibited a non-Newtonian behaviour (shear-thinning). It is interesting to point out that Conan et al.[22] observed a similar behaviour of millimetre-size dispersions (with the same phase system) for concentrations larger than 0.6. Hence, it seems reasonable to admit that, in the absence of other compounds and strong interfacial forces (the concentration of seeding micro-particles is too small to have any effect on the dispersion rheology), the Newtonian behaviour of non-Brownian homogeneous liquid-liquid dispersions is expected to be valid for concentrations as high as 0.55-0.6, provided that the capillary number is small. This condition will not be fulfilled in a laminar pipe flow if the Capillary number is greater than 0.1 (which corresponds to a small finite deformation of the drop) and the Reynolds number below the critical Reynolds number (Re_{crit}~2100 in single phase flow), leading to a critical value of an Ohnesorge number defined as:

$$Oh = \frac{\mu_c}{\sqrt{\rho_c \sigma \overline{r_{32}}}} > Oh_{crit} = 0.31 \frac{D}{\overline{r_{32}}} \frac{g(\phi)}{\sqrt{Re_{mcrit}}} \text{ with } g(\phi) = \frac{\rho_c}{\rho_m} \frac{\mu_c}{\mu_m} \quad (14)$$

In this relation, the function $g(\phi)$ is given by the Newtonian behaviour of the emulsion. For values of the Ohnesorge number larger than this critical value, the drops will be deformed and the emulsion behaviour will no longer be Newtonian. This will be the case in particular with small diameter tubes, high concentration (<0.65) and high continuous phase viscosity. Note that this range is limited by the occurrence of shear induced drop fragmentation, occurring at critical capillary numbers of the order of unity, for phase viscosity ratios between 10^{-2} and 10.[31] A similar calculation can be made in turbulent regime for drops size smaller than the Kolomogorov length scale, using a critical value of the Capillary number based upon the viscous range shear stress and the emulsion viscosity. Using classical scaling law of fully developed turbulent pipe flow, the condition for having deformed drops in turbulent flow without breaking will be given by:

$$0.1 \frac{D}{\overline{r_{32}}} < 0.0274 \sqrt{Re_m} Ca_m < \frac{D}{\overline{r_{32}}} \text{ with } Ca_m = \frac{\mu_m U_m}{\sigma} \text{ and } Re_m = \frac{\rho_m U_m D}{\mu_m} \quad (15)$$

Small pipe diameter and high velocity will also favour drop deformation in that regime. As expected, the effect of the mixture viscosity is weaker than in laminar regime.

Intermediate regime

In a narrow range of mean velocity and concentration, the flow regime is neither laminar nor turbulent. This regime occurs for $0.35<\phi<0.45$, $0.56<U_m<1.2$m/s and for $\phi=0.31$, $U_m<0.85$m/s (see Figure 6). Mean velocity profiles have different shapes depending on mixture velocity and phase fraction. Two typical mean velocity profiles measured in this regime are reported in Figure 12a and 12b for two different concentrations at the same mean velocity ($\phi=0.43$, $U_m=1.2$m/s) and ($\phi=0.37$, $U_m=1.2$m/s). The mean velocity profiles of Figure 12 are clearly not symmetrical. This shape is due to the fact that the average values do not converge over a 4s integration time scale, and a much longer integration time length should be chosen in that case. This phenomenon is attributed to the alternation of laminar and turbulent flow sections at low frequency, characteristic of this intermediate regime.[25] We can observe on these graphs that the velocity profile of Figure 12a is closer to a parabolic profile while that of Figure 12b is closer to a turbulent profile, the maximal velocity being smaller in the latter case. Considering the increase of mixture viscosity with the dispersed phase concentration (due to the effective viscosity), the Reynolds number would be lower for $\phi=0.45$ than for 0.37 which is coherent with the velocity profiles shapes. These results confirm the validity of the effective viscosity concept in the intermediate regime.

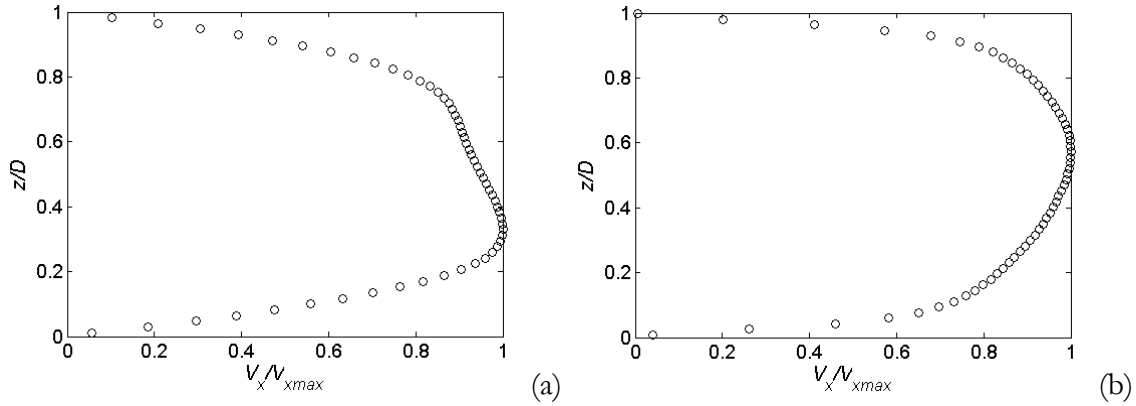


Figure 12: Axial velocity profile (a) ϕ =0.43, U_m=1.2m/s, V_{xmax}=1.8m/s (b) ϕ =0.37, U_m=1.2m/s, V_{xmax}=1.6m/s

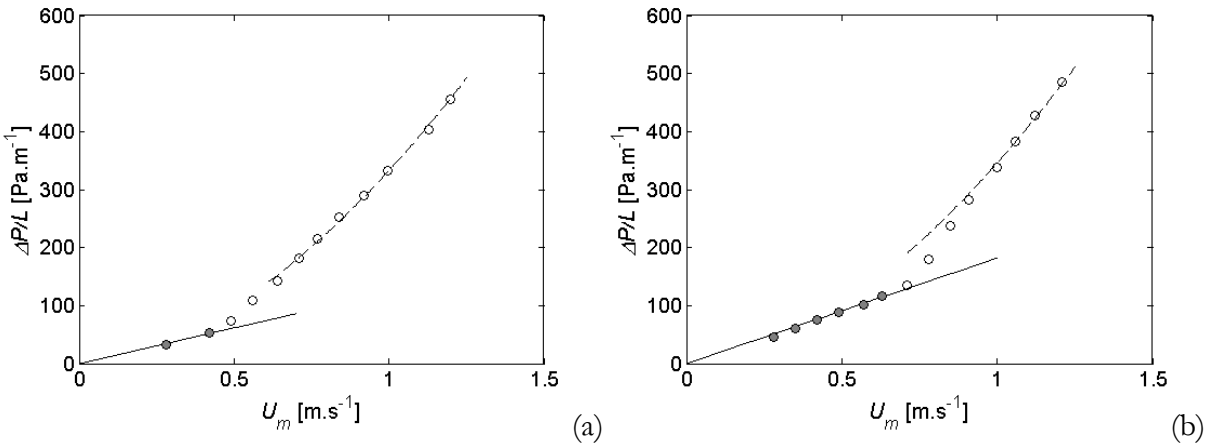


Figure 13: Pressure drop as a function of U_m (a) ϕ =0.31 (b) ϕ =0.36, (—) $dP/dx \propto U_m$ (−−) $dP/dx \propto U^{1.75}$

For intermediate flow regime, effective viscosities were deduced only from pressure drop measurements. The evolution of the pressure drop in the intermediate regime is characterized by a transition between a linear behavior at low velocity to a power law behavior at higher velocities, as illustrated in Figures 13a and 13b. There is no explicit wall friction law for intermediate regime but the mixture viscosity can be determined with either the Hagen-Poiseuille (Eq. 11) or the Blasius (Eq. 9) law, depending on mixture velocity. For ϕ=0.36 (Figure 13b), pressure drop measurements are proportional to mixture velocity when U_m<0.7m/s and fit the power law $dP/dx \propto U_m^{1.75}$ when U_m>0.7m/s. For ϕ=0.31, only two points correspond to the linear (but also partially stratified) regime, whereas at ϕ=0.43 (not shown in this paper), the linear regime is dominant. Viscosity values identified in that way are presented in the following section.

Mixture viscosity model

There are many effective viscosity models for low inertia suspensions and emulsions.[1,16] In the case of Newtonian emulsions, the model of Krieger and Dougherty[29] for non-Brownian monodispersed spherical particles is a reference law:

$$\mu_r = \mu_m / \mu_c = \left(1 - \phi / \phi_m\right)^{-2.5\phi_m} \tag{16}$$

where ϕ_m is the concentration at maximum packing, which is equal to 0.64 for a random packing. For polydispersed solid suspensions, ϕ_m may take larger values (0.7-0.74). In the case of a Newtonian emulsion with non-deformed drops, the internal viscosity may be accounted for Pal[32], but in most of the cases, even in the absence of surfactants, drops interfaces are immobile due to the presence of contaminants and will behave (if undeformed) as particles.[33] As a consequence, for this type of emulsion, the viscosity ratio is not expected to play a major role. The empirical model of Eilers[34] established in the case of bitumen emulsions illustrates this characteristic of a Newtonian emulsion:

$$\mu_r = \frac{\mu_m}{\mu_c} = \left(1 + \frac{2.5\phi}{2\left(1 - \phi / \phi_m\right)}\right)^2 \tag{17}$$

where ϕ_m is the maximum packing fraction of drops without deformation. In fact, the Krieger and Dougherty law and Eilers' law are very similar, they predict the mixture viscosity of Newtonian emulsion like a hard sphere suspension, with the maximum packing fraction ϕ_m being a fitting parameter accounting for polydispersity. Note also that the ϕ_m value in Eqs. (16) or (17) is purely theoretical, in the sense that, for polydispersed systems (which is always the case for liquid-liquid dispersion), the Newtonian behaviour will hold for concentrations ranging up to 0.55-0.65. In the intermediate region of concentrated emulsions (0.55-0.65$< \phi < \phi_m$), Newtonian behavior is no longer valid and the apparent viscosity of the emulsion will be strongly dependent upon drop mean size and mainly upon size distribution. In that range of concentration, polydispersity will tend to reduce the emulsion viscosity and a strong shear thinning behaviour is observed.[35] For concentrations larger than ϕ_m (so-called highly concentrated emulsions), drop deformation will drive the emulsion rheology, whereas below the intermediate concentration range ($\phi <$0.55-0.65), polydispersity and drop size have no effect on the effective viscosity.

Mixture viscosity values identified in the different flow regimes are plotted as a function of the concentration in Figure 14. In this graph, full symbols and crosses represent the viscosity values determined in the turbulent and laminar regimes respectively.

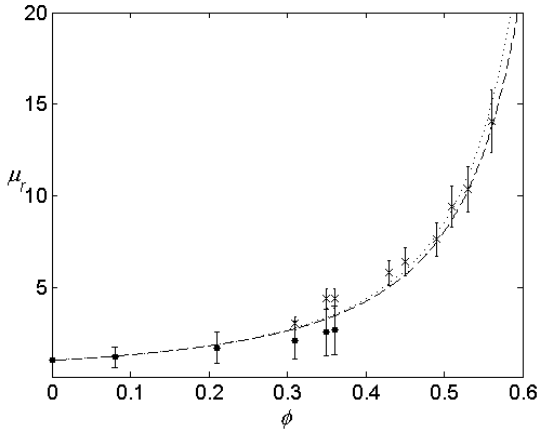


Figure 14: Relative viscosity as a function of oil volume fraction (ϕ_m =0.74), (…) Eilers, (−−) Krieger and Dougherty. (●) Blasius friction factor (×) Hagen-Poiseuille friction factor

They are well fitted by Krieger and Dougherty and Eilers' laws with ϕ_m =0.74, which are nearly identical. Vertical bars represent here the maximum uncertainty related to the pressure drop and flowrate measurement ($\delta dP \approx \pm 8\%$, $\delta Q = \pm 2\%$), the relative weight effect of which is maximum in the turbulent regime. For intermediate flow regime, at ϕ=0.31, 0.35 and 0.36, the apparent viscosity was determined both with Hagen-Poiseuille and Blasius' laws leading to a correct framing of the viscosity models. For ϕ=0.43 and 0.45 when the flow tends to be laminar, the experimental values of the mixture viscosity calculated from the Hagen-Poiseuille relation are slightly underestimated by the viscosity models.

Overall, it can be concluded that equations (16) and (17) give a good prediction of the effective viscosity of the flowing emulsion in all regimes, confirming the Newtonian hard sphere type behaviour of the emulsion.

Wall friction factor

Experimental values of wall friction calculated from Eq. 6 as a function of mixture Reynolds number using the viscosity model of Krieger and Dougherty (Eq. 16), are displayed in Figure 15a and 15b, and compared to the Hagen-Poiseuille and the Blasius laws. Friction factor data have been collected in the case of fully dispersed flows for Reynolds numbers ranging between 400 and 12000, corresponding to concentration values between 0.08 and 0.56. These two extreme cases do follow well the single phase flow friction law, the Hagen-Poiseuille law at low Re_m for ϕ=0.56 and the Blasius law at high Re_m for ϕ=0.08. When increasing the concentration between 0.08 and 0.56, as expected, the friction factor evolution with Re_m is also well predicted by these two laws.

These results confirm the early work of Baron[16] in the turbulent regime, of Cengel et al.[17] and Faruqui and Knudsen[19] in the laminar and turbulent regimes, and of Pal[18] in both laminar and turbulent regimes, in the case of surfactant stabilized emulsion of the same size range as that studied in the present work.

However, Figure 15a exhibits some differences with single-phase flow behaviour which are worth to be pointed out. These differences occur in the transition region which is shown in expanded view in Figure 15b (including additional data sets). In this graph the dashed line represents the average curve of Nikuradse[29] data in single phase flow. In the transition region, this curve is above our experimental data, the closest data set corresponding to it being that of ϕ=0.31. As the concentration is increased, experimental data move downward away from this curve, indicating a delay to transition towards fully developed turbulence. The matching of Blasius' law is observed for a Reynolds number close to 5000 at ϕ=0.37 and probably for a larger Reynolds number at larger concentrations, although we could not collect data in that domain, due to the insufficient pump power. Note also that the limit of Newtonian emulsion can be reached at higher Re_m, leading to a drag reduction effect induced by the drop deformation.[18] But evaluation of this regime through Eq. (15) indicates that the present range of flow parameters and the size distribution are far from this condition (with the phase system investigated in this study, beginning of drop deformation would be observed at a concentration of 0.56 and a Re_m of 10^4).

One can notice in Figure 15b that as the concentration is increased, the laminar-turbulent transition is delayed from Re_m~2100 up to Re_m~3000 for the highest two concentrations studied in that regime (ϕ=0.43 and 0.45). Such a result has not yet been reported for the case of a Newtonian emulsion.[18] However, focussing on the laminar-turbulence transition of neutrally buoyant coarse suspensions, Matas et al.[21] have demonstrated an influence of particle size and concentration on the critical Reynolds number. Whereas large particles tend to lower the critical mixture Reynolds number (based upon the Krieger and Dougherty viscosity model), smaller particles have no effect for concentrations up to 0.25. Above this concentration, the critical Reynolds number tends to increase (although the authors could provide only a limited set of data for that range of concentration). Although no explanation was proposed by Matas et al., such behaviour is consistent with the present results.

In addition to this effect of concentration in the transition domain and the increase of the critical Reynolds number, a slight deviation from the Hagen-Poiseuille friction law is observed for Reynolds numbers ranging between 1500 and 3000. In this region, the absolute value of Reynolds number exponent is slightly smaller than 1, and the coefficient slightly greater than 16, resulting

in an upward shift of the friction factor compared to the $16/Re_m$ curve. One plausible explanation for this shift is the uncertainty in the pressure drop measurement and the difference between the exact value of the viscosity and that calculated by the Krieger and Dougherty model. However, the alignment on this curve over that range of Re_m of three sets of data at different concentrations (0.43, 0.45 and 0.51) suggests that this trend originates from a physical mechanism. Such a mechanism has been partially identified by the analysis of velocity field in this range of Re_m. When Re_m<1500, the flow is laminar and velocity fluctuations are negligible. When 1500<Re_m<3000 and $\phi \geq 0.43$, the flow is still laminar but large amplitude low frequency fluctuations are observed and longer integration times are necessary to obtain converged parabolic profiles. These low frequency fluctuations would explain that the slight increase of the pressure drop (which is integrated over a longer time scale) in the laminar velocity signal possibly results from the intermediate regime low frequency fluctuations, but we have no explanation for the fact that they are not dissipated in this Reynolds range, or for the effect of the concentration in the intermediate regime. It can be concluded that for a Newtonian emulsion, the critical Reynolds number increases with the concentration and the width of the mixture Reynolds range of the transition regime also increases with the concentration. Such a trend should be validated via further investigations. This problem seems to offer promising test case for numerical simulations. However, only DNS method resolved at the scale of the drop could reproduce the effective viscosity effect (such as the FCM method by Climent and Maxey[36]). As the particle size must be kept smaller than the Kolomogorov scale, such work seems to be out of the range of present numerical capabilities (see Sundaresan et al.[15] for a discussion on this topic).

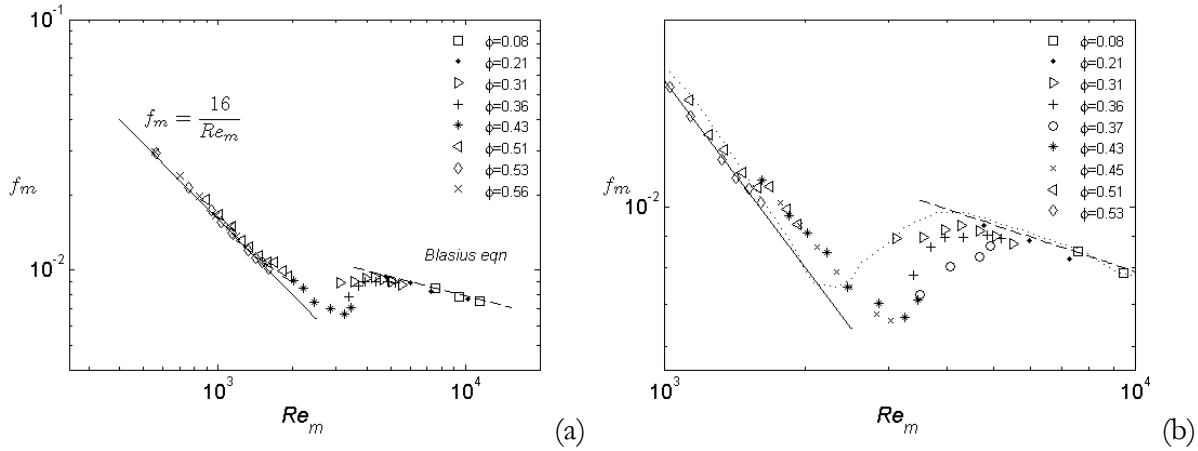


Figure 15: (a) Wall friction factor as a function of the Reynolds number, (b) Zoom of the transition region including Nikuradse experimental data (…)

Conclusion

Homogeneously dispersed oil in water pipe flows were studied for a wide range of flow parameters (mixture velocity and phase fraction). The dispersed phase is polydispersed with a mean drop size of about 25μm and is stable during the measurements. Local velocity measurements have been performed at different mixture velocity and concentration, using Particle Image Velocimetry in a matched refractive index medium. The velocity fields measured for a wide range of flow regimes have shown that the emulsion behaves as a Newtonian single phase flow in the turbulent, intermediate and laminar regimes. The effective viscosity deduced from these velocity measurements is in agreement with the evolution of the pressure drop as a function of the mixture velocity in the different regimes. The evolution of the viscosity with the concentration of the dispersed phase can be described by both Krieger and Dougherty's and Eilers' models over the whole range of concentration ($0<\phi<0.56$), setting the maximum concentration to 0.74. This result validates the Newtonian behaviour of the present emulsion. Using this effective viscosity, the friction factor has been plotted as a function of the mixture Reynolds number. The laminar and turbulent regime trends match Hagen-Poiseuille's and Blasius' laws respectively. These results are in agreement with the earlier work of Baron,[16] Cengel et al.,[17] Faruqui and Knudsen,[19] as well as that of Pal[18] for stabilized emulsions.

However, above a concentration of 0.31, a delay to the onset of transition is observed as the concentration is increased (Re_{crit}~3000 for $\phi=0.45$), as well as the width of this regime in terms of Reynolds number. Such flow behaviour is in agreement with the observations of Matas et al.[21] Further experimental and/or numerical investigations are required in the transition regime to validate this trend.

References

1. Derkach, S.R. Rheology of emulsion. Advances in Colloid and Interface Science. 2009; 151:1-23

2. Arirachakaran S., Oglesby K.D., Malinovski M.S., Shoham O., Brill JP. An analysis of oil/water flow phenomena in horizontal pipes. SPE Production Operating Symp. Oklahoma, March 13-14, 1989; 155-167

3. Nädler N., Mewes D. Flow induced emulsification in the flow of two immiscible liquids in horizontal pipes. Int. J. Multiphase Flow. 1997; 23:55-68

4. Angeli P., Hewitt G.F. Flow structure in horizontal oil-water flow. Int. J. Multiphase Flow. 2000; 26: 1117-1140

5. Elseth G. An Experimental Study of Oil/Water Flow in Horizontal Pipes. Thesis NTNU. Norway 2001

6. Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. J. Fluid Mech. 1984;139:417-434

7. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow. J. Fluid Mech. 1991; 222:95-118

8. Kulick J.D., Fessler J.R., Eaton J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flows. J. Fluid Mech. 1994; 277:109–134

9. Yarin LP, Hetsroni G. Turbulence intensity in dilute two-phase flows. 3. The particle-turbulence interaction in dilute two-phase flows. Int. J. Multiphase Flow. 1994; 20(1):27–44

10. Suzuki Y., Ikenoya M., Kasagi N. Simultaneous measurement of fluid and dispersed phases in a particle-laden turbulent channel flow with the aid of 3-D PTV. Exp. in Fluids. 2000; 29(suppl.):185-193

11. Hosokawa S., Tomiyama A. Turbulence modification in gas–liquid and solid–liquid dispersed two-phase pipe flows. Heat & Fluid Flow. 2004; 25:489-498

12. Kitagawa A., Hishida K., Kodama Y. Flow structure of microbubble-laden turbulent channel flow measured by PIV combined with the shadow image technique. Exp. in Fluids. 2005; 38: 466–475

13. Kvandal H. K., Elseth G., Melaaen M.C. Measurement of velocity and phase fraction in dispersed two-phase flow. Int. Symp. on Multiph. Flow and Transport Phenom. Antalya, Turkey. 2000; 333-340

14. Hu B., Matar O.K., Hewitt G.F., Angeli P. Mean and turbulent fluctuating velocities in oil-water vertical dispersed flows. Chem Eng Sci. 2007; 62:1199-1214

15. Sundaresan S., Eaton J., Koch D.L., Ottino J.M. Appendix 2: Report of study group on dispersed flow. Int. J. Multiphase Flow. 2003; 29:1069-1087

16. Baron T., Sterling C.S., Schueler A.P. Viscosity of suspensions-Review and application to two-phase flow, Proc. Midwest Conf. Fluid Mech. 1953; 3:103

17. Cengel J.A. Faruqui A., Finnigan J.W., Wright C.H., Knudsen J.G. Laminar and turbulent of unstable liquid-liquid emulsions. AIChE J. 1962; 8:335-339

18. Pal R. Pipeline flow of unstable and surfactant-stabilized emulsions, AIChE J. 1993; 39:1754-1764

19. Faruqui A.A., Knudsen J.G. Velocity and temperature profiles of unstable liquid-liquid dispersions in vertical turbulent flow. Chem Eng Sci. 1962; 17:897-907

20. Ward J.P., Knudsen J.G. Turbulent Flow of Unstable Liquid-Liquid Dispersions: Drop Sizes and Velocity Distribution, AIChE J. 1967;13:356-365

21. Matas J.-P., Morris J.F., Guazzelli E. Transition to turbulence in Particulate Pipe Flow. Physical Review Letters. 2003; 90:1

22. Conan C., Masbernat O., Décarre S, Liné A. Local hydrodynamics in a dispersed-stratified liquid-liquid pipe flow. AIChE J. 2007; 53:2754-2768

23. Christensen K. T. The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles. Exp. in Fluids. 2004;36:484–497

24. Abbas M., Climent E., Simonin O. Fully coupled simulations of non-colloidal monodispersed sheared suspensions. Trans IChemE Part A. Chem Eng Res & Des. 2007; 85:778-791

25. Schlichting H., Gersten K. Boundary Layer Theory. Springer 2000

26. Nikuradse J. Laws of Flow in Rough Pipes. NACA TM. 1950; 1292

27. Vand V., Viscosity of solutions and suspensions I. Theory. J. Phys. Colloid Chem. 1948; 52: 277-299

28. Manley R., Mason S.G. Particle motion in sheared suspensions. II. Collisions of uniform spheres. Journal of Colloid Science. 1952; 7:354–369

29. Krieger I.M., Dougherty T.J. A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres. Trans. Soc. Rheol. 1959; III:137-152

30. Batchelor G.K. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles. J. Fluid Mech.1977; 83:97–117

31. Jansen K.M.B., Agterof W.G.M., Mellema J. Droplet breakup in concentrated emulsions. J. Rheol. 2001; 45:227-236

32. Pal R. Novel viscosity equations for emulsions of two immiscible liquids. J. Rheol. 2001; 45:509-520

33. Greene G.A., Irvine T.F., Gyves Jr.T., Smith T. Drag relationships for liquid droplets settling in a continuous liquid. AIChE J. 1993; 39:37-41

34. Eilers H. Die Viskosität von Emulsionen hochviskoser Stoffe als Funktion der Konzentration. Kolloid-Z. 1941; 97:313

35. Pal R. Shear viscosity behavior of Emulsions of Two Immiscible Liquids. J. of Colloid Interface Science. 2000; 225:359-366

36. Climent E., Maxey M.R. Numerical simulations of random suspensions at finite Reynolds numbers. Int. J. Multiphase Flow. 2003; 29:579-601

3.2. Frottement pariétal des dispersions formées par les mélangeurs statiques

Pour les dispersions formées avec les mélangeurs statiques (d_{32}≈400µm), le domaine d'existence de la configuration d'écoulement homogène est réduit (Figure 2.24 du chapitre 2). Les résultats sont analysés dans seulement 3 cas d'écoulements turbulents à de faibles concentrations, avec la même démarche que celle présentée dans l'article. Dans un premier temps, les régimes d'écoulements sont identifiés grâce aux profils de vitesse, ainsi que la viscosité effective de la dispersion à partir de la loi de paroi. Les mesures de perte de charge permettent également d'estimer la viscosité de mélange. La loi de frottement est ensuite comparée aux résultats obtenus avec les émulsions de gouttes plus fines (d_{32}≈25µm).

3.2.1. Régime d'écoulement

Le régime d'écoulement est déterminé à partir des profils radiaux de vitesse longitudinale (V_x). Ces profils ont été tracés (Figure 3.1) pour les trois cas d'écoulement ne présentant pas de gradient de concentration dans la section de la conduite (cf § 2.4.2 sur l'analyse de niveau de gris des images PIV). Ces 3 cas d'écoulements sont les suivants : (ϕ=0.025, U_m=0.85m/s), (ϕ=0.04, U_m=0.85m/s) et (ϕ=0.044, U_m=0.92m/s). Les profils de vitesse adimensionnels de ces dispersions sont symétriques et suivent la loi puissance $V_x/V_{x\max} = (1-r/R)^{1/n} = \left(1-2\left|z/D-\frac{1}{2}\right|\right)^{1/n}$ (avec n=6.5). Le régime d'écoulement est donc turbulent. Les nombres de Reynolds correspondants, calculés avec la viscosité et la densité de la phase continue, sont compris entre 14600 et 15800. On remarque toutefois une légère dissymétrie du profil de vitesse au niveau de la paroi supérieure de l'écoulement pour le cas (ϕ=0.04, U_m=0.85m/s), due au début d'une stratification partielle de l'écoulement. Les profils de vitesse longitudinale au voisinage de la paroi sont représentés sous forme adimensionnelle avec les variables adimensionnelles de Prandtl (V^+ et δ^+) et les propriétés de la phase continue (Figure 3.2). Pour les cas (ϕ=0.025, U_m=0.85m/s) et (ϕ=0.044, U_m=0.92m/s), les points expérimentaux situés dans la partie supérieure de la conduite ($0.5< z/D <1$) et ceux dans la partie inférieure ($0< z/D <0.5$) ont le même comportement : ces points suivent la loi linéaire ($V^+ = \delta^+$) dans la sous-couche visqueuse ($\delta^+ \le 5$) de l'écoulement et la loi logarithmique $V^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(\delta^+) + 5.5$ dans la zone inertielle, lorsque $25 \le \delta^+ \le 100$. Ces deux écoulements ont un comportement identique à un écoulement monophasique en régime pleinement turbulent. On remarque toutefois que les propriétés de la

phase continue suffisent à décrire le comportement de ces écoulements dispersés, et que contrairement aux concentrations plus élevées des dispersions plus fines (ϕ=0.08 et ϕ=0.21), il n'est pas nécessaire d'ajuster pour ces cas la viscosité. Ce résultat est lié aux faibles valeurs des concentrations. Les viscosités de mélange correspondantes (estimées avec la loi Krieger et Dougherty) sont proches de celle de la phase continue (μ_m=3.410^{-3}Pa.s pour ϕ=0.025 et $\mu_m = 3.510^{-3}$ Pa.s pour ϕ=0.044). Pour le cas (ϕ=0.04, U_m=0.85m/s), la légère stratification dans la partie supérieure de la conduite induit un écart entre la partie supérieure et inférieure de la conduite sur le profil normalisé de vitesse longitudinale (Figure 3.2-c). Dans la partie proche de la paroi supérieure de l'écoulement, les points expérimentaux s'éloignent du comportement linéaire de la sous-couche visqueuse. Cet effet est expliqué par la présence d'une couche de gouttes au niveau de la paroi entraînant un gradient de concentration.

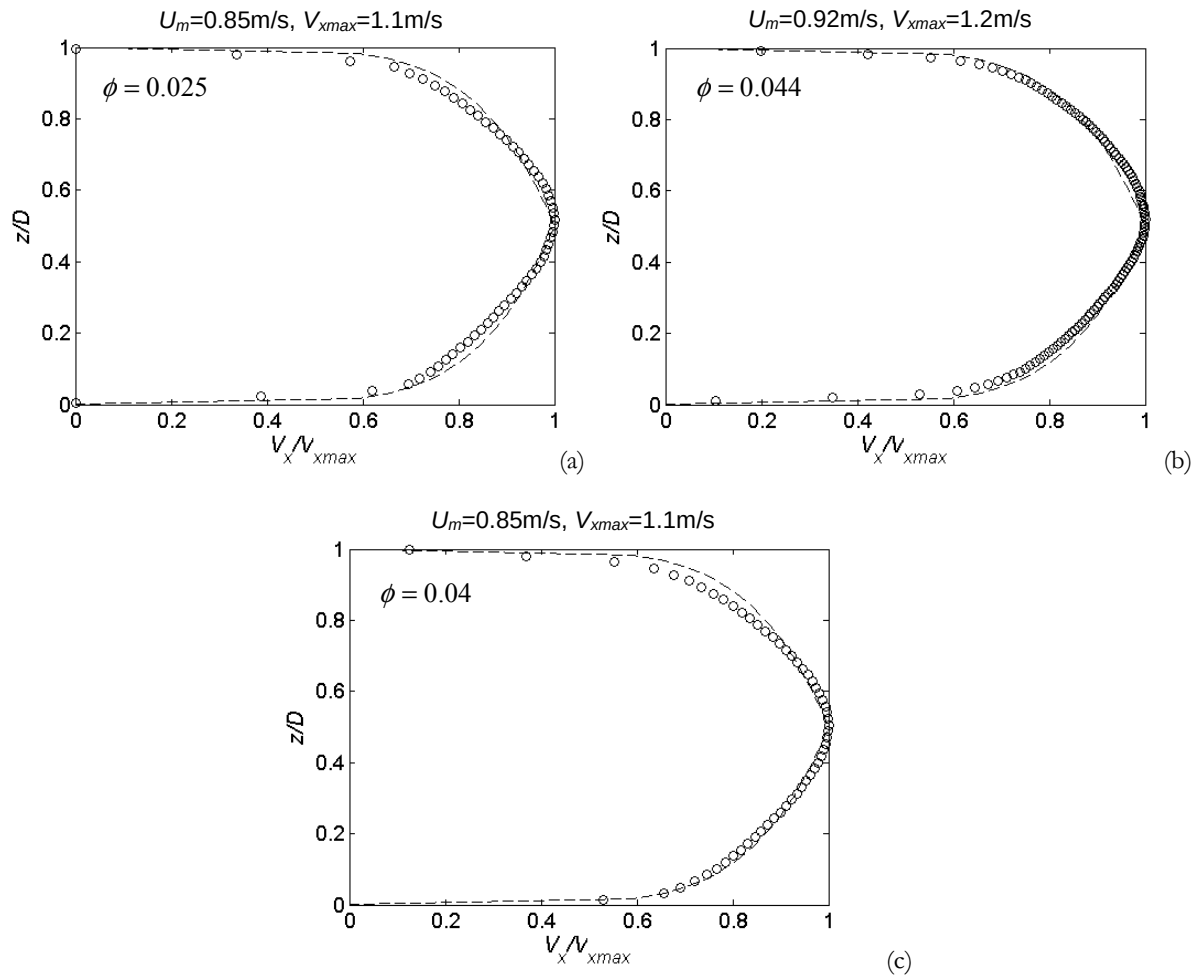


Figure 3.1 : Profil de vitesse moyenne longitudinale – Comparaison avec le profil de vitesse théorique ($V_x/V_{x\max} = \left(1-2\left|z/D-\frac{1}{2}\right|\right)^{1/n}$), n=6.5

Les écoulements dispersés et homogènes en concentration (ϕ=0.025, U_m=0.85m/s et ϕ=0.044, U_m=0.92m/s) sont équivalents à une phase unique à laquelle on peut appliquer le modèle de viscosité de Krieger et Dougherty. On notera que la viscosité de ces dispersions, calculée à partir de la mesure du gradient de pression ($\Delta P/L = f_m \rho_m U_m^2/R$) ou de la loi de frottement de blasius ($f_m = 0.079 Re_m^{-0.25}$), est similaire à la viscosité de la phase continue, l'erreur relative étant de l'ordre de 50%. Les valeurs de viscosité de mélange sont présentées dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Viscosité de mélange des écoulements dispersé homogènes (d_{32}≈400µm)

U_m [m/s]	ϕ	$\Delta P/L$ [Pa.m^{-1}]	μ_m [Pa.s]
0.85	0.025	236	0.0039
0.92	0.044	274	0.0043

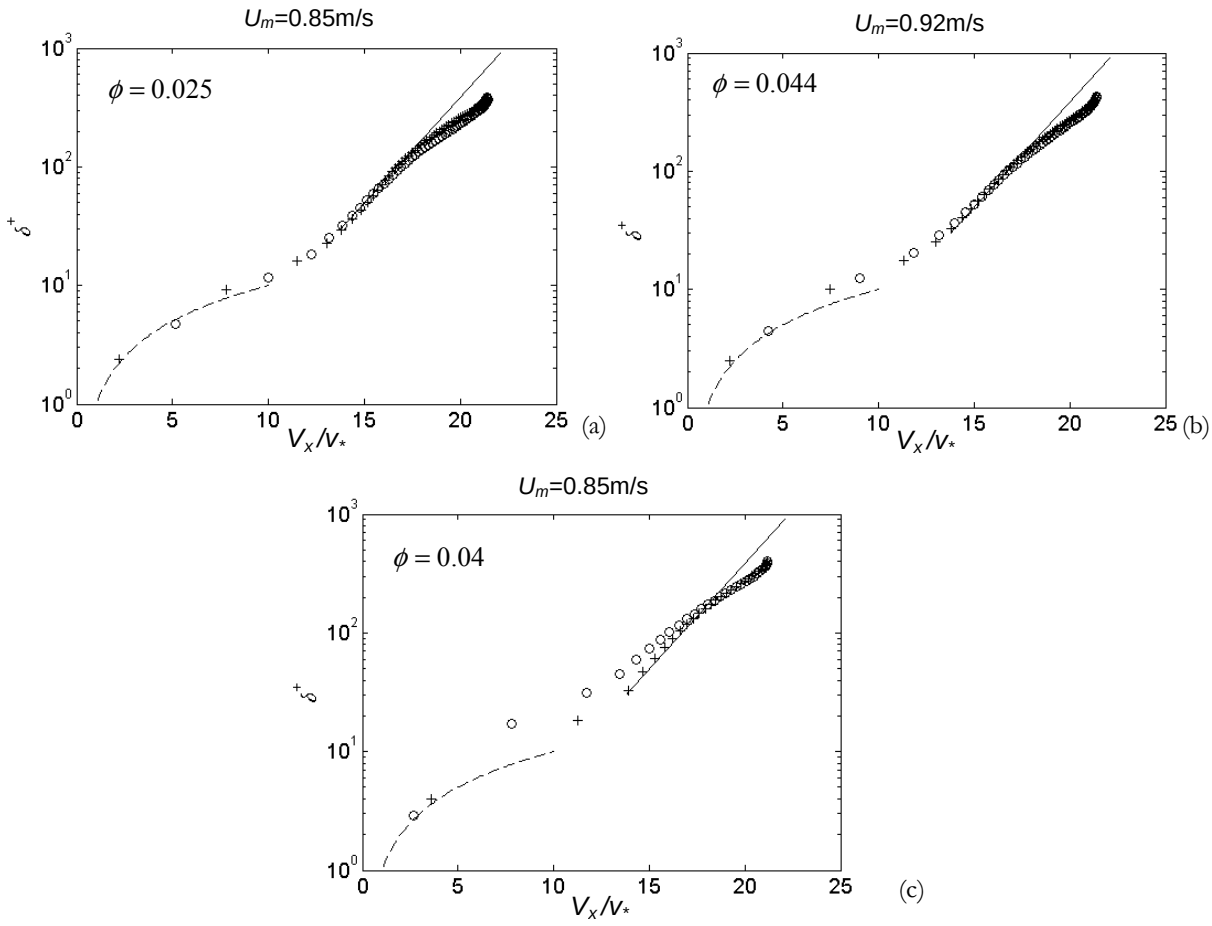


Figure 3.2 : Profil normalisé de vitesse longitudinale, (○) points expérimentaux situés dans la partie supérieure de la conduite ($0.5 \le z/D \le 1$), (+) points expérimentaux situés dans la partie inférieure de la conduite ($0 \le z/D \le 0.5$)

3.2.2. Frottement pariétal

Les trois mesures du frottement pariétal correspondantes sont reportées sur la Figure 3.3 (symboles noirs), où figurent l'ensemble des données collectées pour l'émulsion de fines gouttes (d_{32}≈25μm). Le Reynolds de mélange a été calculé avec la viscosité de mélange de Krieger et Dougherty. On constate que ces points sont très proches de la loi de Blasius (Re_m~13700). Le concept de viscosité effective semble donc également s'appliquer aux dispersions de plus grande taille. Précisons également que, comme pour les émulsions fines, nous pouvons vérifier que le critère d'indéformabilité des gouttes est satisfait pour le diamètre moyen d_{32}≈400μm, en utilisant la relation (15) de l'article présenté dans ce chapitre. En considérant le cisaillement induit par l'échelle de Kolmogorov, on obtient :

$$0.0274\sqrt{Re_m}Ca_m = 3.9 < 0.1\frac{D}{\bar{r}_{32}} = 25$$

Les gouttes de 400μm sont donc assimilables à des particules sphériques non déformées.

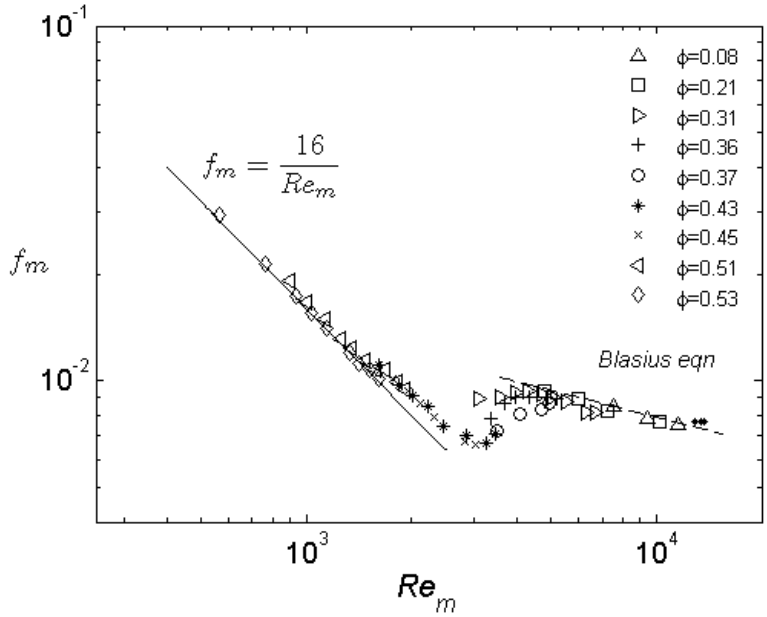


Figure 3.3 : Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds calculé avec la viscosité de Krieger et Dougherty (1959), (●) points expérimentaux des dispersions de taille de goutte d_{32}~400μm

3.3. Conclusion

L'analyse couplée du champ de vitesse et du frottement pariétal a permis d'identifier les régimes d'écoulement (turbulent, intermittent et laminaire) des émulsions de fines gouttes (d_{32}≈25µm), et de valider le concept de viscosité effective pour des concentrations comprises entre 0.08 et 0.56. La viscosité effective a été déterminée de manière précise pour les écoulements en régime laminaire et turbulent. La loi de Krieger et Dougherty (ou la loi d'Eilers) offre une excellente prédiction des valeurs de la viscosité effective ainsi identifiées. L'utilisation de cette loi de viscosité a permis de représenter le frottement pariétal de l'ensemble des écoulements dispersés pour $400 \le Re_m \le 14000$. Le frottement pariétal est décrit par les lois de frottement classiques : la loi de Hagen-Poiseuille en régime laminaire et la loi de Blasius en régime turbulent. La présence de la phase dispersée semble retarder la transition entre le régime laminaire et intermittent. Le nombre de Reynolds critique est de l'ordre de 3000 pour ϕ=0.43. Un comportement similaire a été observé par Matas *et al.* (2003) dans le cas d'écoulement de suspensions iso-densité en conduite. L'apparition du régime pleinement turbulent est aussi retardée par la concentration en phase dispersée. Lorsque $\phi = 0.31$, le régime d'écoulement devient turbulent pour $Re_m \ge 4500$. A $\phi = 0.37$, la turbulence apparaît pour un nombre de Reynolds plus élevé, $Re_m \ge 5000$. Ces résultats montrent que la phase de transition ne peut pas être décrite à l'aide du seul paramètre Re_m, mais les mécanismes à l'origine de ce comportement ne sont pas expliqués. On remarque enfin que, pour $1800 \le Re_m \le 3000$, les valeurs expérimentales du frottement pariétal s'éloignent quelque peu de la loi de frottement théorique de Hagen-Poiseuille. Ce comportement n'est pas attribué à l'utilisation de la relation de viscosité de mélange de Krieger et Dougherty, car il apparaît de manière systématique pour différentes concentration en phase dispersée. Dans ce cas, l'écoulement semble être soumis à des fluctuations de faible énergie. Ce phénomène sera étudié plus précisément dans le chapitre 4.

Nous avons également montré que le concept de milieu effectif peut s'appliquer à des dispersions de gouttes de diamètre plus élevé (d_{32}≈400µm), en milieu dilué ϕ<0.05.

Dans le chapitre suivant, les champs de vitesse instantanée sont analysés en détail pour les 3 régimes d'écoulements.

Chapitre 4 :

Comportement hydrodynamique des écoulements dispersés

4. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DISPERSES 81

4.1. REGIME TURBULENT 83
4.1.1. Etude du champ moyen 84
4.1.2. Etude du champ fluctuant 90
4.1.3. Bilan de quantité de mouvement 92
4.1.4. Echelles de turbulence 95
4.1.5. Discussion sur les interactions gouttes/turbulence 106
4.1.6. Dispersion de gouttes de taille d_{32}≈400µm 109
4.1.7. Bilan sur la turbulence des écoulements dispersés 112

4.2. REGIME INTERMITTENT 113
4.2.1. Etude du champ moyen 114
4.2.2. Termes de contraintes visqueuse et turbulente 117
4.2.3. Etude du champ fluctuant 120
4.2.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime intermittent 124

4.3. REGIME LAMINAIRE 125
4.3.1. Etude du champ moyen 126
4.3.2. Bilan de quantité de mouvement 128
4.3.3. Etude des fluctuations de vitesse longitudinale 130
4.3.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime laminaire 133

4.4. CONCLUSION 135

4. Comportement hydrodynamique des écoulements dispersés

L'étude menée dans le chapitre précédent a montré, à partir des mesures de perte de charge que les dispersions, que nous avons formées à l'aide la boucle expérimentale se comportent comme des fluides auxquels on peut appliquer les propriétés de mélange (μ_m et ρ_m). Ces résultats ont été confirmés par la présentation de quelques profils de vitesse moyenne longitudinale (V_x) obtenus par les mesures de PIV.

Ce chapitre vise à présenter de manière complète et détaillée l'ensemble des résultats expérimentaux issus des mesures locales par vélocimétrie par image de particules. L'objectif est de confirmer, par l'analyse locale, la pertinence des propriétés de mélange et d'étudier l'effet de la phase dispersée et du nombre de Reynolds de mélange ($Re_m = \rho_m U_m D / \mu_m$) sur le comportement hydrodynamique des milieux dispersés.

Rappelons que dans le cadre de nos expériences, il n'y a pas de vitesse de glissement (Re_p~0). Lorsque les dispersions sont formées par la pompe centrifuge, les gouttes ont un diamètre moyen de 25µm et sont donc de taille inférieure à l'échelle de Kolmogorov ($d_p << \eta$). Le nombre de Stokes, basé sur l'échelle de temps de Kolmogorov, est inférieur à 4.10^{-4}, les gouttes se comportent donc comme des traceurs. Dans le cas des quelques écoulements homogènes formés par les mélangeurs statiques, la taille des gouttes (d_{32}~400µm) est du même ordre de grandeur, voire plus élevée que l'échelle de Kolmogorov, mais le nombre de Stokes est inférieur à 9.10^{-2}.

Les mesures locales ont été effectuées dans un plan médian vertical de la conduite (oxz) (Figure 4.1). Pour l'expression des vitesses, nous avons choisi un système de coordonnées cylindriques (x, r, θ). Seules les composantes longitudinales (V_x) et radiales (V_r) des vitesses d'écoulement sont mesurées. La vitesse radiale correspond donc à la direction verticale. L'algorithme de calcul des champs PIV utilisé permet de déterminer un vecteur vitesse par fenêtre de 32×32 pixels^2 avec un taux de recouvrement de 50%, soit un vecteur par maille de 16×16 pixels^2. Dans la majorité des cas, la taille des images est de 5×5cm^2, ce qui permet d'obtenir les champs de vitesse instantanée dans toute la section de la conduite (c'est-à-dire un vecteur par maille de 0.9×0.9mm^2). Pour quelques essais, nous avons effectué des mesures sur les 2/3 de la section de la conduite ce qui a permis d'augmenter la résolution des mesures. Un exemple de champ de vitesse instantané est présenté dans la Figure 4.2.

Les essais ont été réalisés dans une large gamme de paramètres opératoires, $400 \leq Re_m \leq 20600$ et $0 \leq \phi \leq 0.56$. Ce chapitre est divisé en trois parties relatives à chaque régime d'écoulement mis en évidence dans le chapitre 3. La première partie sera consacrée à l'étude du régime turbulent, la deuxième au régime intermittent et la dernière au régime laminaire.

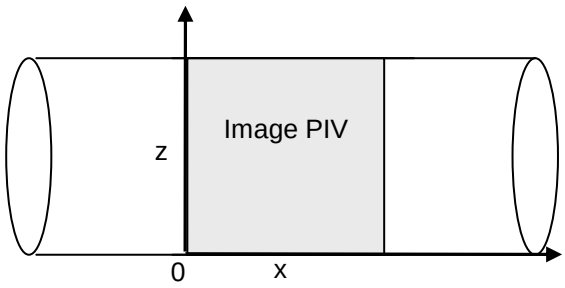


Figure 4.1 : Système de coordonnées

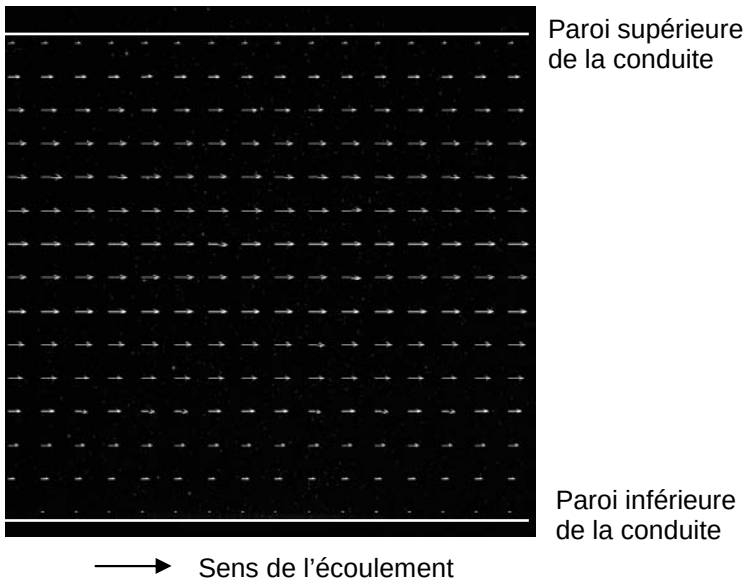


Figure 4.2 : Exemple de champ de vitesse dans un plan médian de la conduite (le nombre de vecteurs de l'image est réduit par rapport au nombre de vecteurs calculés)

4.1. Régime turbulent

Les écoulements turbulents ont été obtenus pour les conditions opératoires suivantes : $0.56 \le U_m \le 1.2\,\mathrm{m/s}$ pour $0.08 \le \phi \le 0.21$ et $U_m \ge 0.7\,\mathrm{m/s}$ pour ϕ=0.31. Le nombre de Reynolds à partir duquel le régime est pleinement turbulent dépend de la concentration en phase dispersée. Le régime est turbulent à partir de Re_m=4000, en écoulement monophasique et pour des concentrations allant jusqu'à ϕ=0.31. Pour la concentration ϕ=0.37, le régime turbulent n'a pu être observé qu'au nombre de Reynolds, Re_m=5000 (cf chapitre 3).

L'évolution du frottement pariétal est reportée dans la Figure 4.3 en fonction du nombre de Reynolds, pour les écoulements turbulents dont l'analyse locale va être présentée. La turbulence en écoulement monophasique a fait l'objet de très nombreuses études statistiques en conduite et en canal (Laufer 1953, Comte-Bellot 1963, Kim *et al.* 1989, Toonder et Nieuwstadt 1997). Les études numériques de la turbulence (Eggels *et al.* 1994, Wu et Moin 2008) s'accordent parfaitement avec les résultats expérimentaux.

Dans cette partie, nous allons étudier les champs moyens et fluctuants de la turbulence en diphasique et les comparer aux champs classiquement observés en écoulement monophasique. Les principaux résultats seront présentés dans cette partie, un grand nombre d'essais étant reportés en Annexe 1.

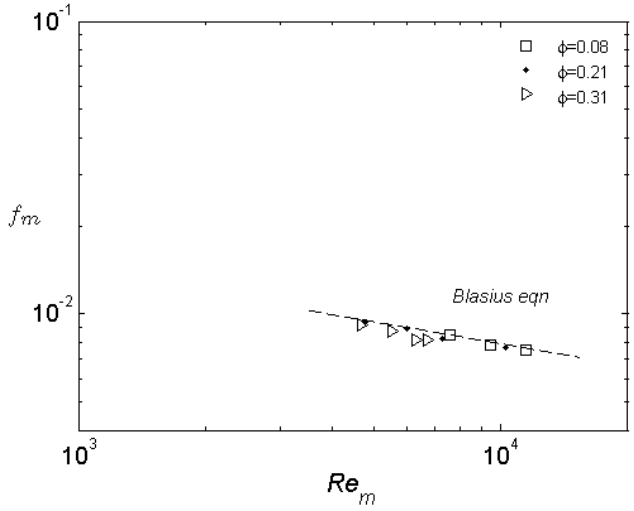


Figure 4.3 : Frottement pariétal en fonction du nombre de Reynolds des écoulements dispersés en régime turbulent

Le champ des vitesses instantanées (V) se décompose en une composante moyenne, $\overline{V}$, et une partie fluctuante, v (décomposition de Reynolds 1895) :

$$V = \overline{V} + v \qquad (4\text{-}1)$$

Un exemple de signal de vitesse instantanée en régime turbulent et en écoulement monophasique est représenté Figure 4.4. La valeur moyenne de la vitesse est représentée en train plein.

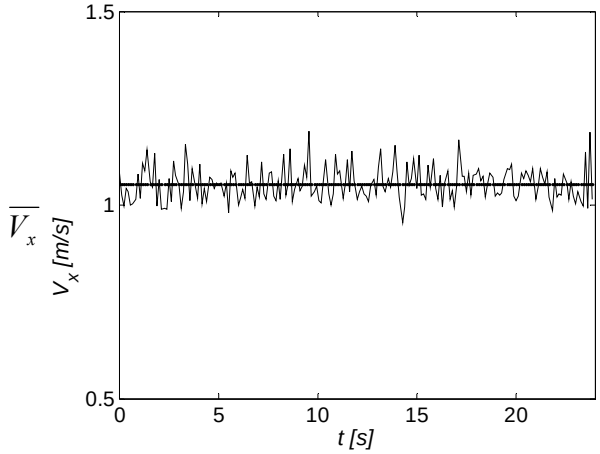


Figure 4.4 : Signal de vitesse instantanée en écoulement monophasique, Re_m=14600 pour une position radiale, δ^+=430

4.1.1. Etude du champ moyen

a) Profils de vitesse moyenne longitudinale - V_x

Les profils instantanés de vitesse longitudinale sont moyennés sur 2000 images et sur l'ensemble des colonnes de l'image. Le temps d'acquisition varie entre 2 et 8 secondes, suivant la fréquence d'acquisition choisie. Quelques profils de vitesse longitudinale sont représentés sur les Figures 4.5 à 4.8, pour les nombres de Reynolds de mélange suivants : 6150, 7400, 9800 et 12000. Le nombre de Reynolds de mélange est calculé avec les propriétés de mélange, ρ_m et μ_m, la viscosité étant donnée par la loi de Krieger et Dougherty, conformément à l'analyse présentée au chapitre 3. Pour chaque nombre de Reynolds, les profils de vitesse mesurés pour différentes concentrations en phase dispersée sont tracés. Ces profils se superposent et suivent la loi de puissance de la vitesse en régime turbulent (4-2), avec n=6-6.5 :

$$\frac{V_x}{V_{x\max}} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \tag{4-2}$$

Ces mêmes valeurs moyennes de vitesse longitudinales sont représentés sous forme adimensionnelle avec les variables de Prandlt V^+ et δ^+ (pour Re_m~6150, 7400, 9800 et 12000) sur les Figures 4.9 à 4.12, dans la partie supérieure de la conduite ($0.5 \le z/D \le 1$). Nous rappelons l'expression du profil linéaire de vitesse dans la sous-couche visqueuse :

$$0 \le \delta^+ \le 5 \quad V^+ = \delta^+ \tag{4-3}$$

et le profil logarithmique dans la zone d'équilibre local :

$$\delta^+ \geq 30 \qquad V^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(\delta^+) + 5.5 \tag{4-4}$$

$$V^+ = \frac{V}{v^*} \quad \text{et} \quad \delta^+ = \frac{\delta v^*}{\upsilon_m}$$

avec $\kappa = 0.41$, δ est la distance à la paroi et $\upsilon_m = \mu_m / \rho_m$ la viscosité cinématique du mélange. La vitesse de frottement pariétale, v^*, est déterminée par la mesure du gradient de pression (4-5) :

$$v^* = \sqrt{\frac{R}{2}\frac{1}{\rho_m}\left|\frac{dP}{dx}\right|} \tag{4-5}$$

Dans un premier temps, les profils ont été tracés en utilisant les propriétés de la phase aqueuse, (ρ_c, μ_c) (Figures 4.9-a à 4.12-a) puis en utilisant les propriétés de mélange (ρ_m, μ_m) (Figures 4.9-b à 4.12-b). Avec les propriétés de la phase aqueuse, on retrouve le comportement attendu en écoulement monophasique, mais en écoulement diphasique, on observe un décalage des profils de vitesse par rapport à la loi log. En utilisant les propriétés de mélange déterminées au chapitre précédent, les différents profils des écoulements dispersés se superposent et suivent les comportements classiques de turbulence de paroi, ce qui est cohérent avec les résultats du chapitre 3, à savoir la loi linéaire dans la sous-couche visqueuse et la loi logarithmique dans la zone pleinement turbulente. Le comportement linéaire est vérifié jusqu'à δ^+=6. Sur l'ensemble des profils, la loi logarithmique est vérifiée pour $25 \leq \delta^+ \leq 150$. Notons que les valeurs maximales de distance adimensionnelle, correspondant à δ^+, sont de l'ordre de quelques centaines, ce qui est assez faible. Ce résultat est directement lié aux relativement faibles valeurs du nombre de Reynolds turbulent.

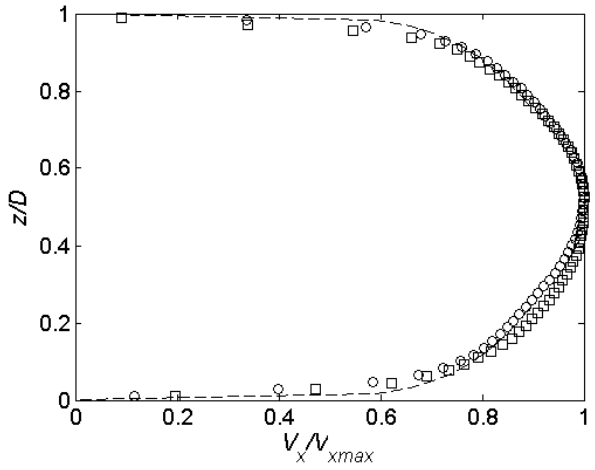


Figure 4.5 : Profil de vitesse longitudinale, Re_m~6150, (□) $\phi = 0.21$, U_m=0.7 m/s, V_{xmax}=0.89m/s, (○) $\phi = 0.31$, U_m=1.13 m/s, V_{xmax}=1.4m/s, (−−) Profil de vitesse $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^{1/6}$

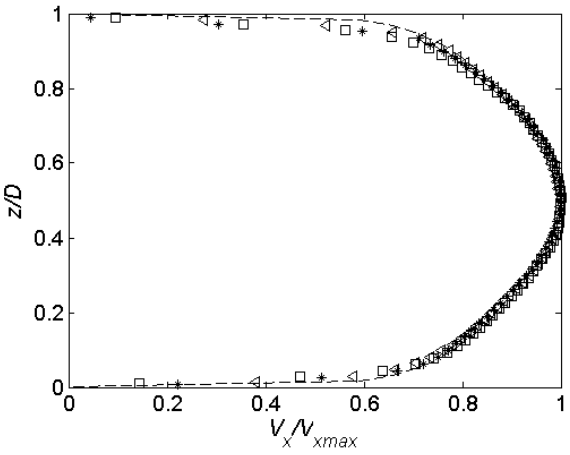


Figure 4.6 : Profil de vitesse longitudinale, Re_m~7400, (∗) écoulement monophasique, U_m=0.42 m/s, V_{xmax}=0.54m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.56 m/s, V_{xmax}=0.72m/s, (□) $\phi = 0.21$, U_m=0.85 m/s, V_{xmax}=1.1m/s, (−−) Profil de vitesse $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^{1/6.5}$

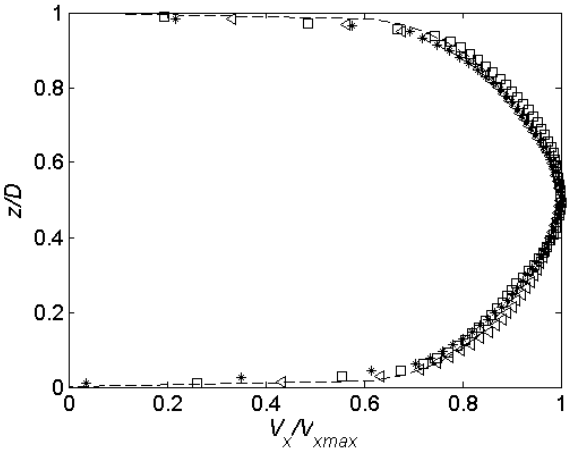


Figure 4.7 : Profil de vitesse longitudinale, Re_m~9800, (∗) écoulement monophasique U_m=0.56m/s, V_{xmax}=0.71m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.7m/s, V_{xmax}=0.88m/s, (□) $\phi = 0.21$, U_m=1.2m/s, V_{xmax}=1.5m/s, (−−) Profil de vitesse $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^{1/6.5}$

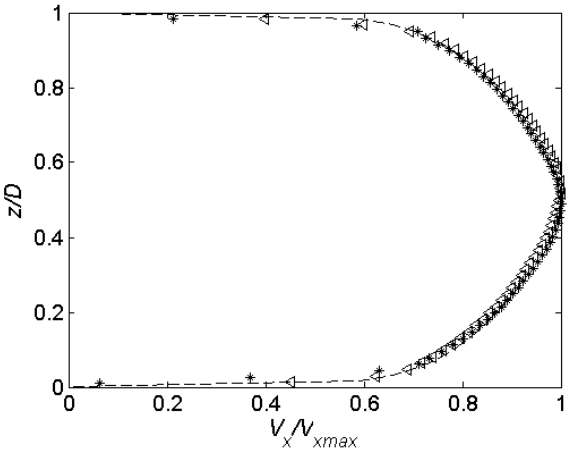


Figure 4.8 : Profil de vitesse longitudinale, Re_m~12000, (∗) écoulement monophasique, U_m=0.7m/s, V_{xmax}=0.87m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.85m/s, V_{xmax}=1.1m/s, (−−) Profil de vitesse $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^{1/6.5}$

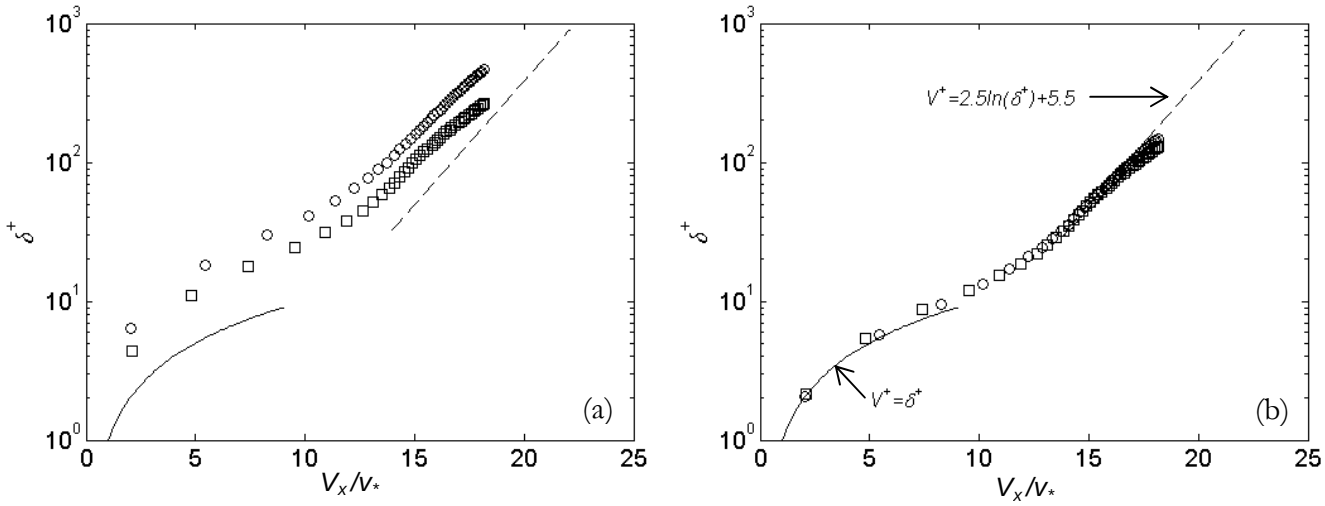


Figure 4.9 : Profil normalisé de vitesse longitudinale, (a) avec les propriétés de la phase continue ρ_c, μ_c (b) avec les propriétés de mélange ρ_m, μ_m (Re_m~6150) (□) $\phi = 0.21$, U_m=0.7m/s, (○) $\phi = 0.31$, U_m=1.13 m/s

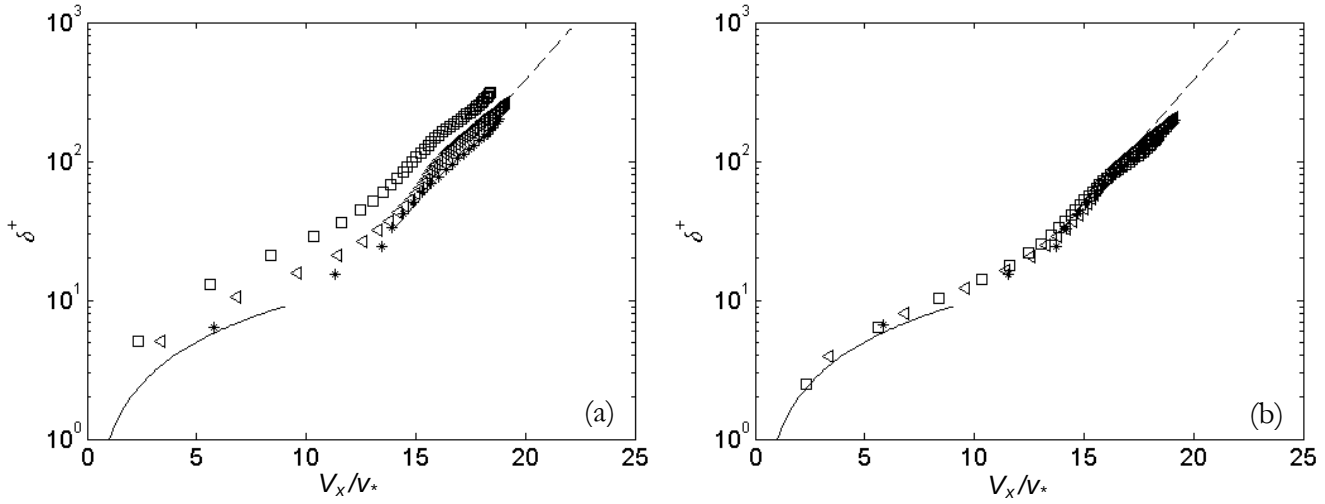


Figure 4.10 : Profil normalisé de vitesse longitudinale, (a) avec les propriétés de la phase continue ρ_c, μ_c (b) avec les propriétés de mélange ρ_m, μ_m (Re_m~7400) (✳) écoulement monophasique, U_m=0.42 m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.56 m/s, (□) $\phi = 0.21$, U_m=0.85 m/s

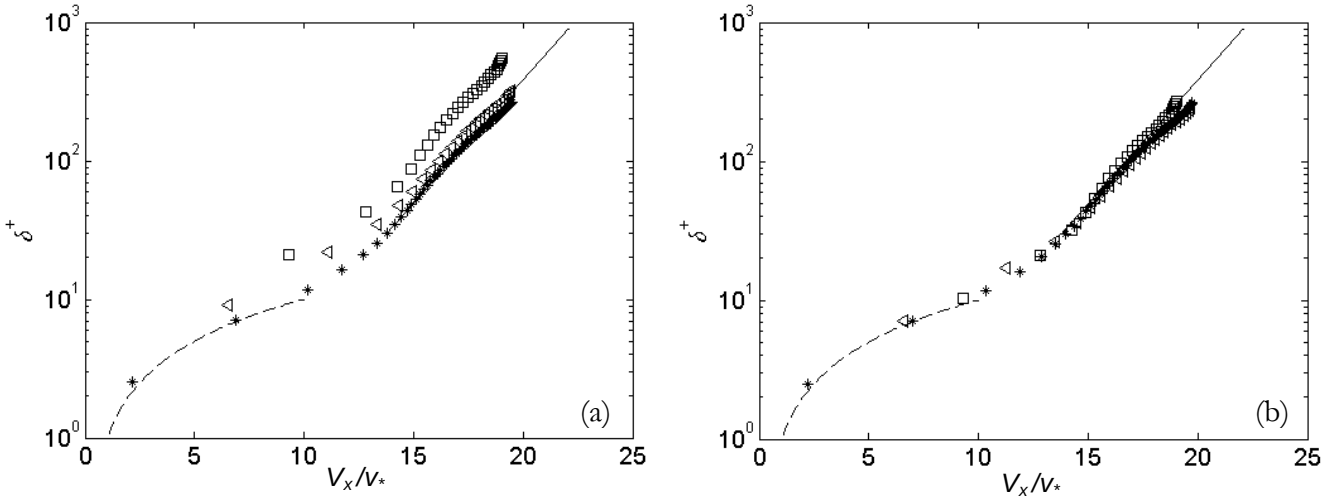


Figure 4.11 : Profil normalisé de vitesse longitudinale (a) avec les propriétés de la phase continue ρ_c, μ_c (b) avec les propriétés de mélange ρ_m, μ_m (Re_m~9800) (✱) écoulement monophasique U_m=0.56m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.7m/s, (□) $\phi = 0.21$, U_m=1.2m/s

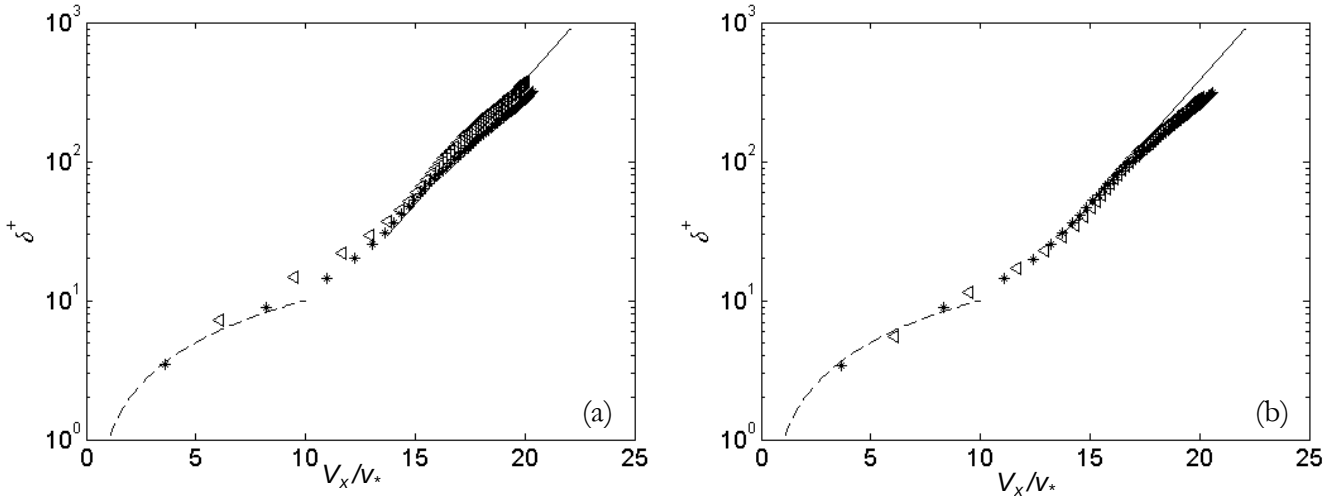


Figure 4.12 : Profil normalisé de vitesse longitudinale, (a) avec les propriétés de la phase continue ρ_c, μ_c (b) avec les propriétés de mélange ρ_m, μ_m (Re_m~12000) (✱) écoulement monophasique, U_m=0.7m/s, (Δ) $\phi = 0.08$, U_m=0.85m/s

b) Profils de vitesse moyenne radiale – V_r

Les profils de vitesse radiale ont été calculés de la même manière que les profils de vitesse longitudinale. Ils sont moyennés sur 2000 images et sur toutes les colonnes des images. La Figure 4.13 regroupe 4 profils verticaux de vitesse moyenne verticale, pour des nombres de Reynolds relativement proches $6600 \leq Re_m \leq 7630$ et des concentrations en phase dispersée variables : il y a un cas d'écoulement monophasique et trois cas d'écoulements dispersés (ϕ=0.08, 0.21 et 0.31). Les profils de vitesse présentent de légères fluctuations. Ces fluctuations sont liées à la précision du traitement de données de la PIV. En effet, le calcul de la composante V_r est sensible à l'inclinaison de la caméra par rapport au plan médian de la conduite. Une inclinaison de la caméra de 1° peut induire un décalage de 20 pixels et une erreur sur la vitesse maximale longitudinale de 7%. Le calcul de V_r est aussi très sensible à la précision du calcul PIV. Par exemple, les profils de vitesse radiale de la Figure 4.13-a et d, obtenus pour des essais réalisés avec une meilleure résolution spatiale et temporelle que ceux de la Figure 4.13-b et c, présentent de très faibles fluctuations de vitesse.

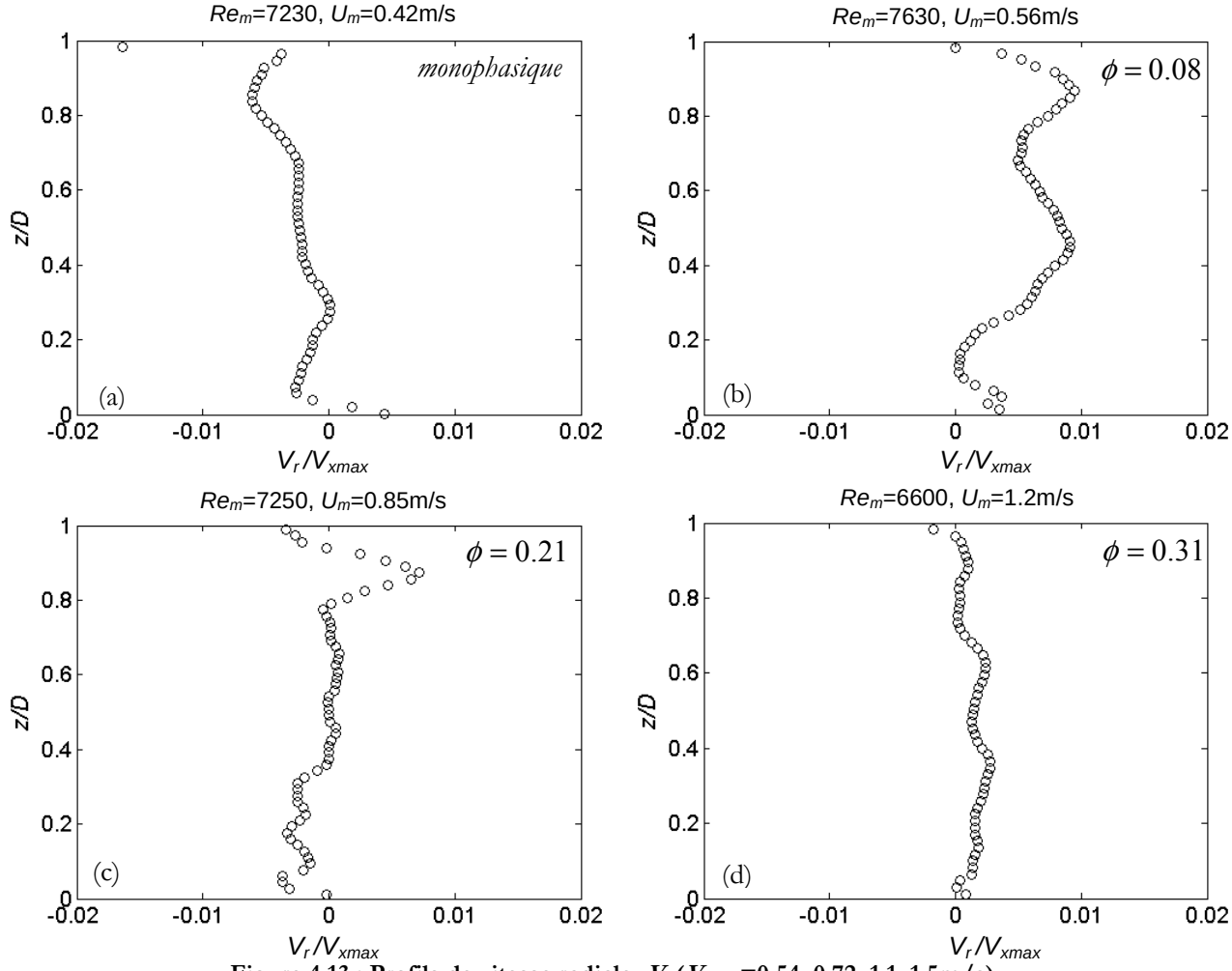


Figure 4.13 : Profils de vitesse radiale, V_r (V_{xmax}=0.54, 0.72, 1.1, 1.5m/s)

Pour l'ensemble des cas étudiés, les valeurs de la vitesse verticale V_r sont inférieures à 1% du maximum de la vitesse longitudinale. Ces variations ne sont pas significatives et nous pouvons considérer que la composante verticale de la vitesse est nulle (V_r ~0).

4.1.2. Etude du champ fluctuant

a) Profils des corrélations croisées $\overline{v_x v_r}$

Les profils de la composante non diagonale $\overline{v_x v_r}$ du tenseur de Reynolds sont présentés dans la Figure 4.14. Ces profils de contrainte turbulente permettent d'estimer le frottement à la paroi et d'en déduire la vitesse de frottement : l'écoulement étant permanent, établi et unidirectionnel, la valeur maximale de $\overline{v_x v_r}$ lorsque z/D tend vers 1 et vers 0 (c'est-à-dire au niveau des parois) est égale à v^{*2}. Les vitesses de frottement obtenues ici sont identiques aux valeurs calculées à partir de la mesure du gradient de pression. Quelques valeurs de la vitesse de frottement obtenues par ces deux méthodes sont présentées dans le Tableau 4.1.

Quatre profils de contrainte turbulente $\overline{v_x v_r}$, normalisés par la vitesse de frottement au carré, sont représentés sur la Figure 4.14, pour $6600 \leq Re_m \leq 7630$ et $0 \leq \phi \leq 0.31$. Quelle que soit la concentration en phase dispersée, la contrainte turbulente suit un comportement linéaire dans la zone inertielle de l'écoulement et tend à s'annuler au niveau des parois. Ce résultat est classique en écoulement monophasique. Ces mêmes résultats, caractéristiques de la turbulence de paroi, sont obtenus en écoulement turbulent à faible nombre de Reynolds (Re<25000) pour des études expérimentales et numériques (Toonder et Nieuwstadt 1997 et Kim *et al.* 1987). Il est intéressant de le mettre en évidence en écoulement diphasique.

Tableau 4.1 : Valeurs de la vitesse de frottement estimées par les mesures de perte de charge et par la corrélation croisée (PIV)

	Ecoulement monophasique			Ecoulement diphasique ϕ=0.21		
	$v^* \times 10^{-3}$ (m/s)		Ecart relatif (%)	$v^* \times 10^{-3}$ (m/s)		Ecart relatif (%)
U_m (m/s)	Perte de charge	PIV		Perte de charge	PIV	
0.56	35	37	4.5	38	34	12
0.7	43	44	3	47	45	3.8
0.85	51	56	4.5	55	57	4

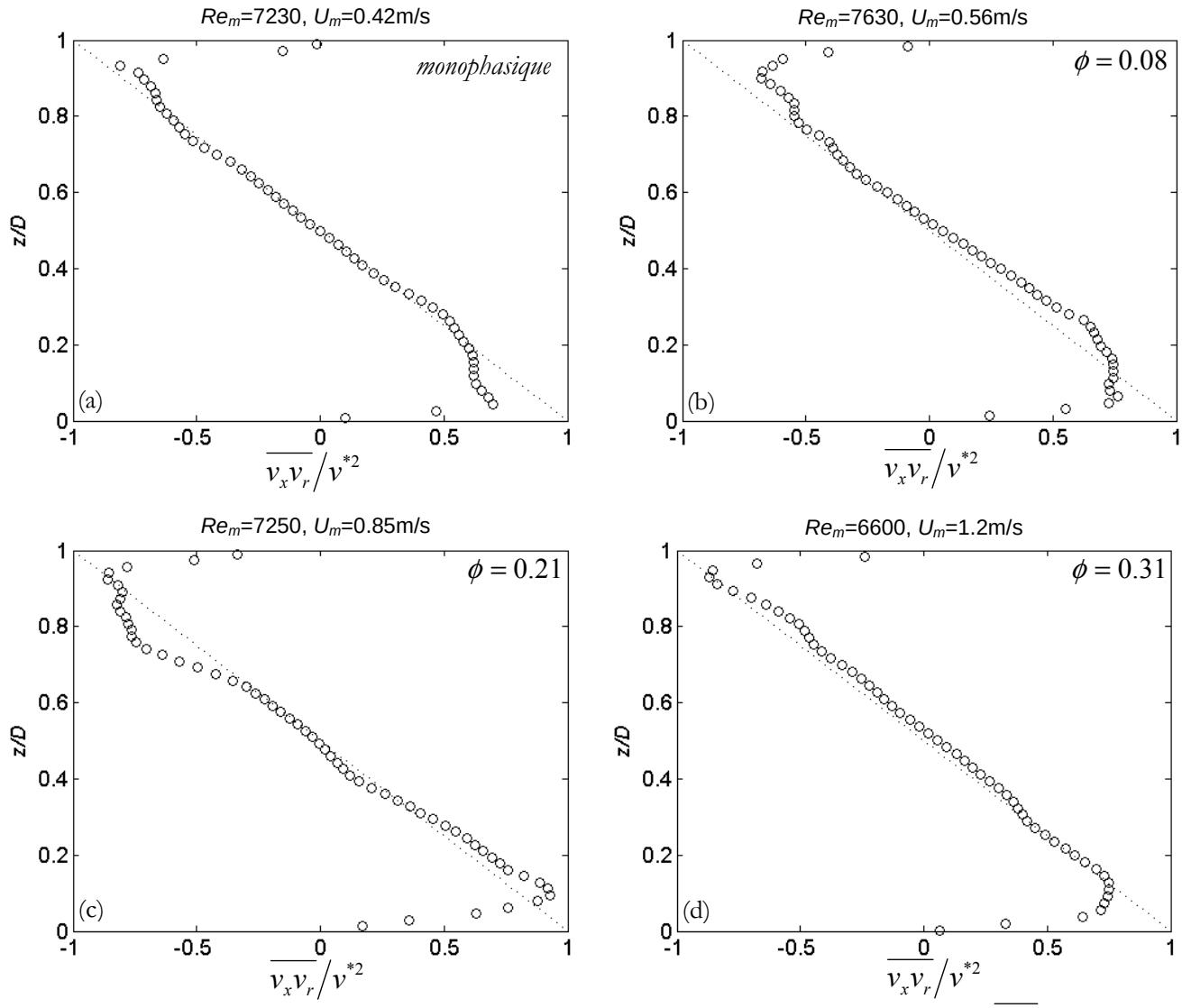


Figure 4.14 : Profils de la corrélation croisée, normalisés par la vitesse de frottement $\dfrac{\overline{v_x v_r}}{v^{*2}}$

b) Profils de vitesse rms

Les profils d'écart-type des vitesses fluctuantes (vitesses *rms*), normalisés par la vitesse de frottement ($\sqrt{\overline{v_x^2}}/v^*$,$\sqrt{\overline{v_r^2}}/v^*$), sont représentés sur la Figure 4.15 pour $6600 \leq Re_m \leq 7630$ et $0 \leq \phi \leq 0.31$. Les différents profils de vitesse *rms* sont similaires et reproduisent les comportements classiques des écoulements monophasiques : la turbulence tend vers l'isotropie au centre de la conduite, $\sqrt{\overline{v_x^2}}/v^* \approx \sqrt{\overline{v_r^2}}/v^* \approx 0.9$, et présente une anisotropie croissante vers les parois. Ces profils sont identiques à ceux obtenus en écoulement monophasique en conduite cylindrique par simulation numérique, à faible nombre de Reynolds, *Re*=7000 (Kim *et al.* 1987). Nos résultats sont également similaires aux profils expérimentaux mesurés par Toonder et Nieuwstadt (1997), ainsi que Laufer (1953) avec des valeurs maximales de fluctuation de vitesse

longitudinale au niveau de la paroi de l'ordre de : $2 \le \sqrt{\overline{v_x^2}} \Big/ v^* \le 3$. On remarque, pour les expériences en écoulements diphasiques à ϕ=0.08 et 0.21 (Figure 4.15-b et c), un léger écart à l'isotropie au centre de la conduite. Cet effet est attribué à la limite de la résolution spatiale et temporelle des essais PIV pour ces deux concentrations.

Ces résultats mettent en évidence qu'il n'y a pas de modification notable de l'anisotropie de la turbulence de la phase continue par la phase dispersée.

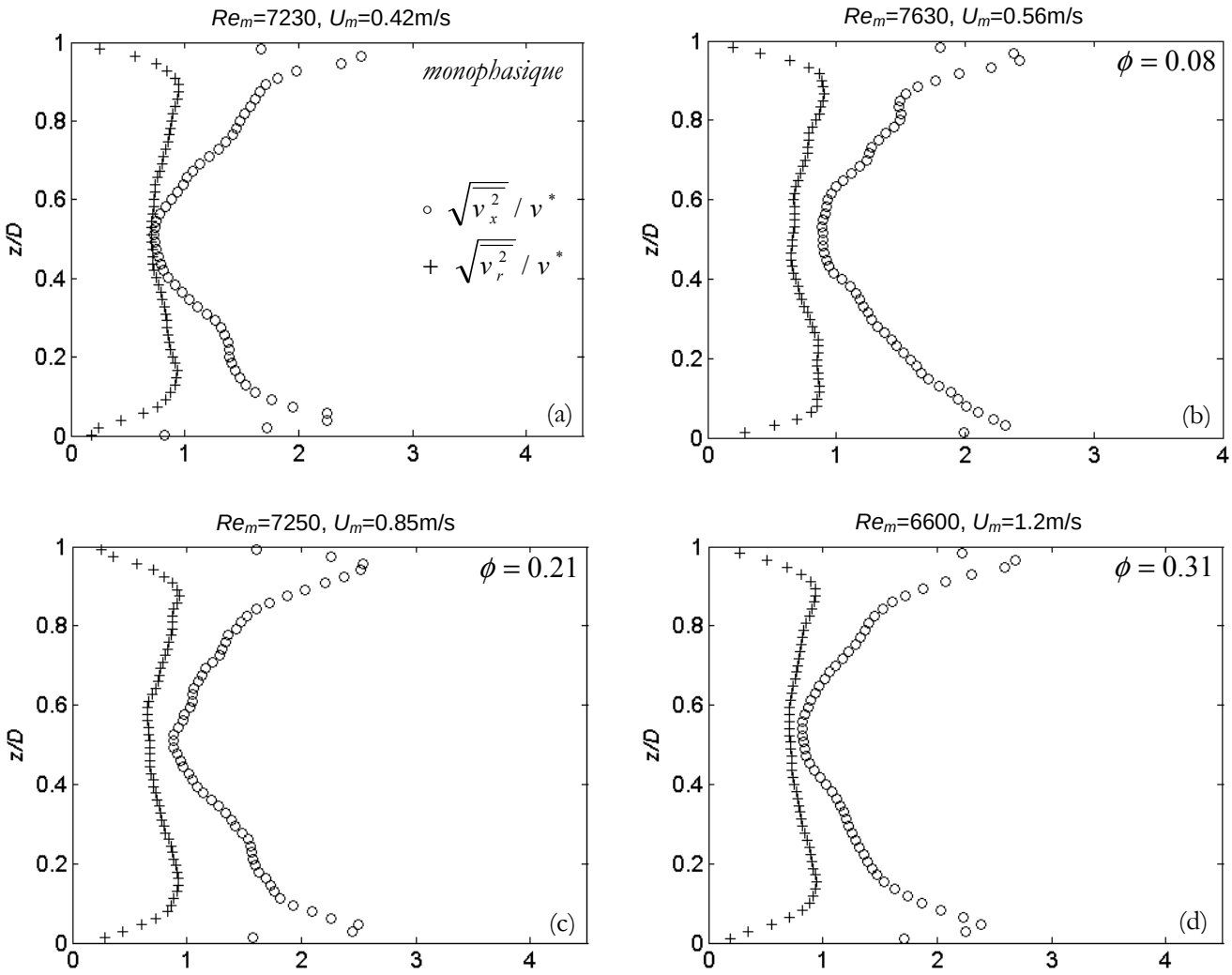


Figure 4.15 : Profils des vitesses moyennes quadratiques

4.1.3. Bilan de quantité de mouvement

Nous avons montré que les dispersions formées se comportaient comme des fluides newtoniens et homogènes. L'équation de conservation de la quantité de mouvement en coordonnées cylindriques suivant l'axe longitudinal (*ox*) peut donc s'écrire sous la forme (4-6) :

$$\rho_m\left(\frac{\partial\overline{V_x}}{\partial t}+\overline{V_r}\frac{\partial\overline{V_x}}{\partial r}+\frac{\overline{V_\theta}}{r}\frac{\partial\overline{V_x}}{\partial\theta}+\overline{V_x}\frac{\partial\overline{V_x}}{\partial x}\right)=-\frac{dP}{dx}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\tau_{rx}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{\theta x}}{\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x}+\rho_m g_x \qquad (4\text{-}6)$$

L'écoulement est permanent, établi, axisymétrique et unidirectionnel. Comme le champ de vitesse est de la forme $V=V_x(r)$ et la conduite horizontale, le bilan longitudinal de quantité de mouvement se réduit à :

$$0=-\frac{dP}{dx}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\tau_{rx}\right] \qquad (4\text{-}7)$$

En intégrant (4-7) par rapport à r, on obtient (4-8) :

$$0=-\frac{r^2}{2}\frac{dP}{dx}+r\tau_{rx}+A \qquad (4\text{-}8)$$

A est une constante d'intégration. En $r=0$, le terme de contrainte est nul de par la symétrie de l'écoulement, $A=0$.

Le terme de contrainte (4-9) se décompose en une somme de contraintes visqueuse (τ_μ) et turbulente (τ_t).

$$\tau_{rx}=\tau_\mu+\tau_t \qquad (4\text{-}9)$$

soit :
$$\tau_{rx}=\mu_m\frac{dV_x}{dr}-\rho_m\overline{v_x v_r}$$

Le bilan de quantité de mouvement peut ainsi s'exprimer sous la forme (4-10) :

$$0=-\frac{r}{2}\frac{dP}{dx}+\mu_m\frac{dV_x}{dr}-\rho_m\overline{v_x v_r} \qquad (4\text{-}10)$$

Sur la Figure 4.16 sont représentés les profils radiaux de contraintes visqueuse et turbulente. Au voisinage de la paroi, le terme de contrainte visqueuse est prédominant. Lorsque l'on s'éloigne de la paroi, il diminue et tend à s'annuler tandis que le terme de contrainte turbulente devient prépondérant. La somme de ces contraintes, symbolisée par des points noirs sur la Figure 4.16, est identique au terme de gradient de pression (en pointillés). De légers écarts entre la somme des contraintes et le terme de gradient de pression peuvent être observés, notamment au niveau de la paroi. Ces légères différences sont dues principalement aux réflexions parasites près de la paroi de la conduite. Le bilan longitudinal de quantité de mouvement est ainsi vérifié expérimentalement, en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. Ainsi, quelque soit le nombre de Reynolds et la fraction volumique en phase dispersée, les écoulements se comportent comme un fluide équivalent.

En annexe 1.5 est présenté l'ensemble des bilans de quantité de mouvement pour $4500<Re_m<12000$ et $0 \le \phi \le 0.31$.

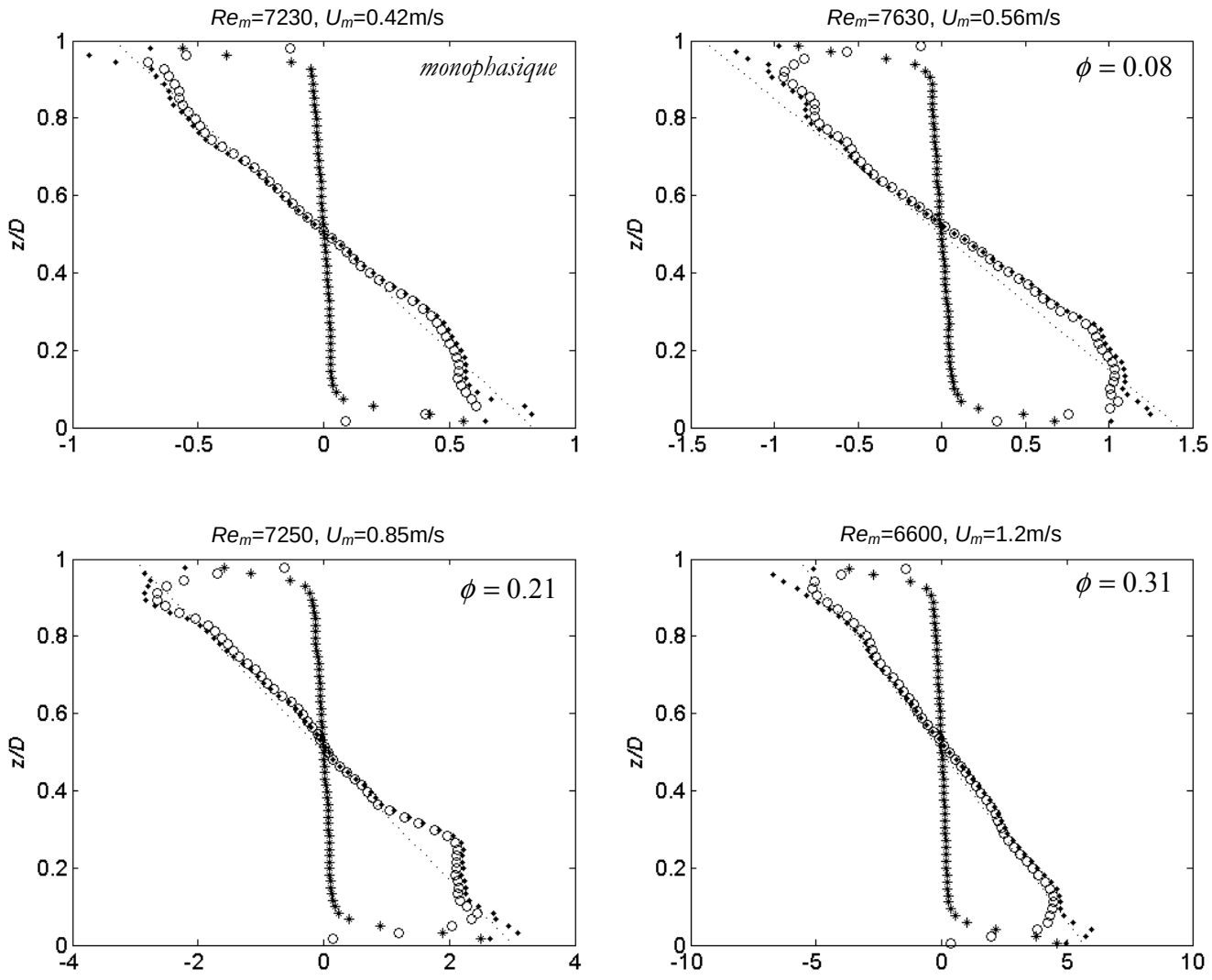


Figure 4.16 : Bilan de quantité de mouvement : termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (♦), terme de perte de charge (···)

L'analyse des moments d'ordre 1 et 2 a montré la similitude de la turbulence des écoulements dispersés en référence aux écoulements turbulents monophasiques. En particulier, nous avons montré que le bilan de quantité de mouvement peut s'appliquer aux écoulements dispersés en les considérant comme un fluide pseudo-homogène.

Nous avons exploité les données de la PIV exclusivement sur la base d'analyses statistiques. Dans la suite, nous proposons de réaliser des analyses corrélatoires spatiales et temporelles ainsi que des analyses spectrales, afin de déterminer les échelles caractéristiques de turbulence en écoulement dispersé et de les comparer aux écoulements monophasiques.

4.1.4. Echelles de turbulence

Un écoulement turbulent est caractérisé par un grand nombre d'échelles de longueur caractéristiques des tourbillons. On distingue trois principales échelles de longueur.

La macro-échelle de Taylor est caractéristique des plus gros tourbillons porteurs d'énergie dont la taille est contrôlée par le confinement de l'écoulement. Ces grandes structures sont responsables du macro-mélange, c'est-à-dire de la dispersion turbulente à grande échelle.

La micro-échelle de Taylor correspond aux plus petits tourbillons qui contribuent significativement à l'énergie cinétique turbulente totale.

La micro-échelle de Kolmogorov correspond aux plus petits tourbillons qui dissipent l'énergie cinétique transmise par l'écoulement moyen à la turbulence, vers les gros tourbillons, sous forme de dissipation visqueuse.

a) Macro-échelle spatiale

Les plus grosses structures de l'écoulement sont responsables du macro-mélange. Elles assurent le transport diffusif turbulent de l'énergie cinétique de turbulence. On note Λ_x et Λ_r les échelles intégrales (ou macro échelle) longitudinale et radiale. L'échelle intégrale (longitudinale ou radiale) peut se calculer par intégration de la fonction d'autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse (longitudinale ou radiale respectivement). Les coefficients de corrélation spatiale (4-11) et (4-12) sont définis de la manière suivante :

$$R_x(x) = \frac{\overline{v_x(x')\,v_x(x'-x)}}{\overline{v_x^2}} \tag{4-11}$$

$$R_r(x) = \frac{\overline{v_r(x')\,v_r(x'-x)}}{\overline{v_r^2}} \tag{4-12}$$

Ces coefficients sont représentés sur la Figure 4.17 dans le cas d'un écoulement monophasique (Re_m=20600) pour deux positions radiales (δ^+=40 et 240).

Les échelles intégrales longitudinale (4-13) et radiale (4-14) s'écrivent :

$$\Lambda_x = \int_0^\infty R_x(x)dx \tag{4-13}$$

$$\Lambda_r = \int_0^\infty R_r(x)dx \tag{4-14}$$

Les valeurs de l'échelle intégrale longitudinale et radiale d'un écoulement monophasique (Re_m=20600) sont reportées dans la Figure 4.18-a, elles sont sensiblement constantes : de l'ordre de 6-7mm et 2.5-3mm respectivement. On retrouve la relation théorique $\Lambda_x \approx 2\times\Lambda_r$ valable pour les écoulements en turbulence homogène isotrope (Chassaing 2000). L'échelle intégrale d'un

écoulement monophasique à plus faible nombre de Reynolds (Re_m=7230) est représentée sur la Figure 4.18-b : Λ_x=6-7mm, Λ_r=3-4mm. Ces résultats montrent l'indépendance des macro-échelles avec le nombre de Reynolds (Laufer 1950).

La Figure 4.19 présente les échelles intégrales longitudinales et radiales de 4 essais (1 cas monophasique, 3 cas diphasiques ϕ=0.08, 0.21 et 0.31) pour des nombres de Reynolds à peu près constants ($6600 \leq Re_m \leq 7630$). Les échelles intégrales, calculées pour chaque cas, sont similaires (Λ_x ~6-7mm, Λ_r ~3-4mm).

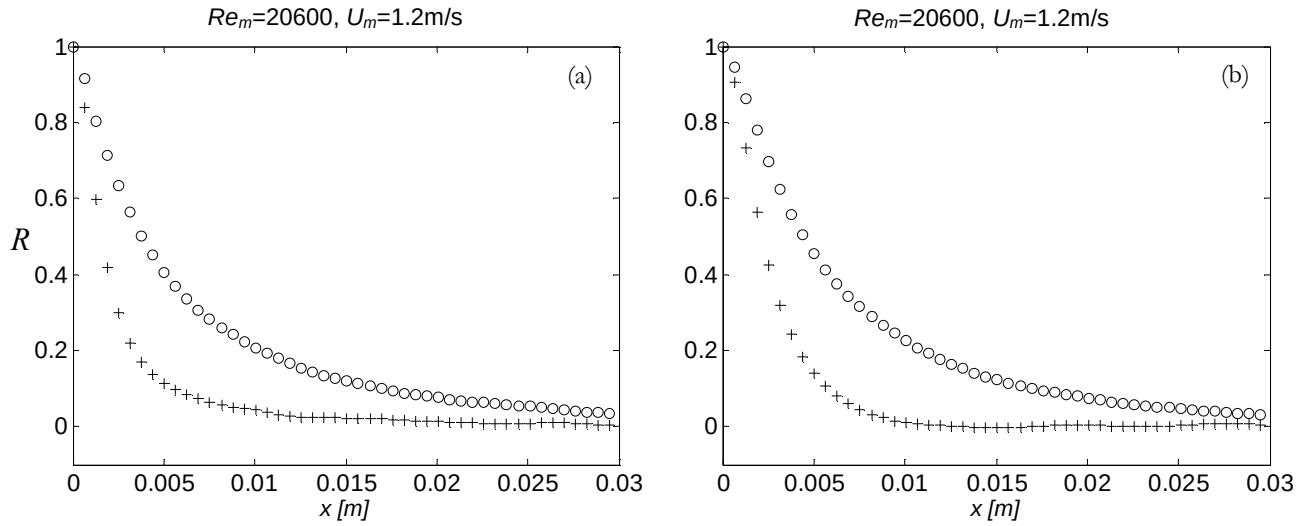


Figure 4.17 : Coefficient de corrélation spatiale longitudinal (○) et vertical (+), (a) δ^+=40, (b) δ^+=240, Re_m=20600

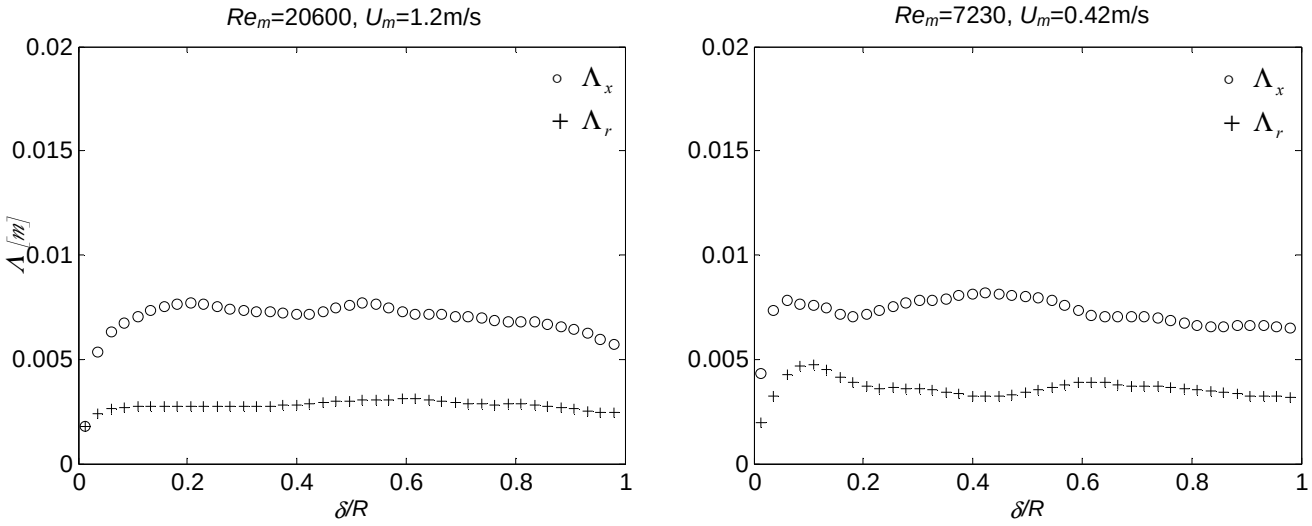


Figure 4.18 : Echelles intégrales longitudinales et radiales en écoulement monophasique (a) Re_m=20600, (b) Re_m=7230

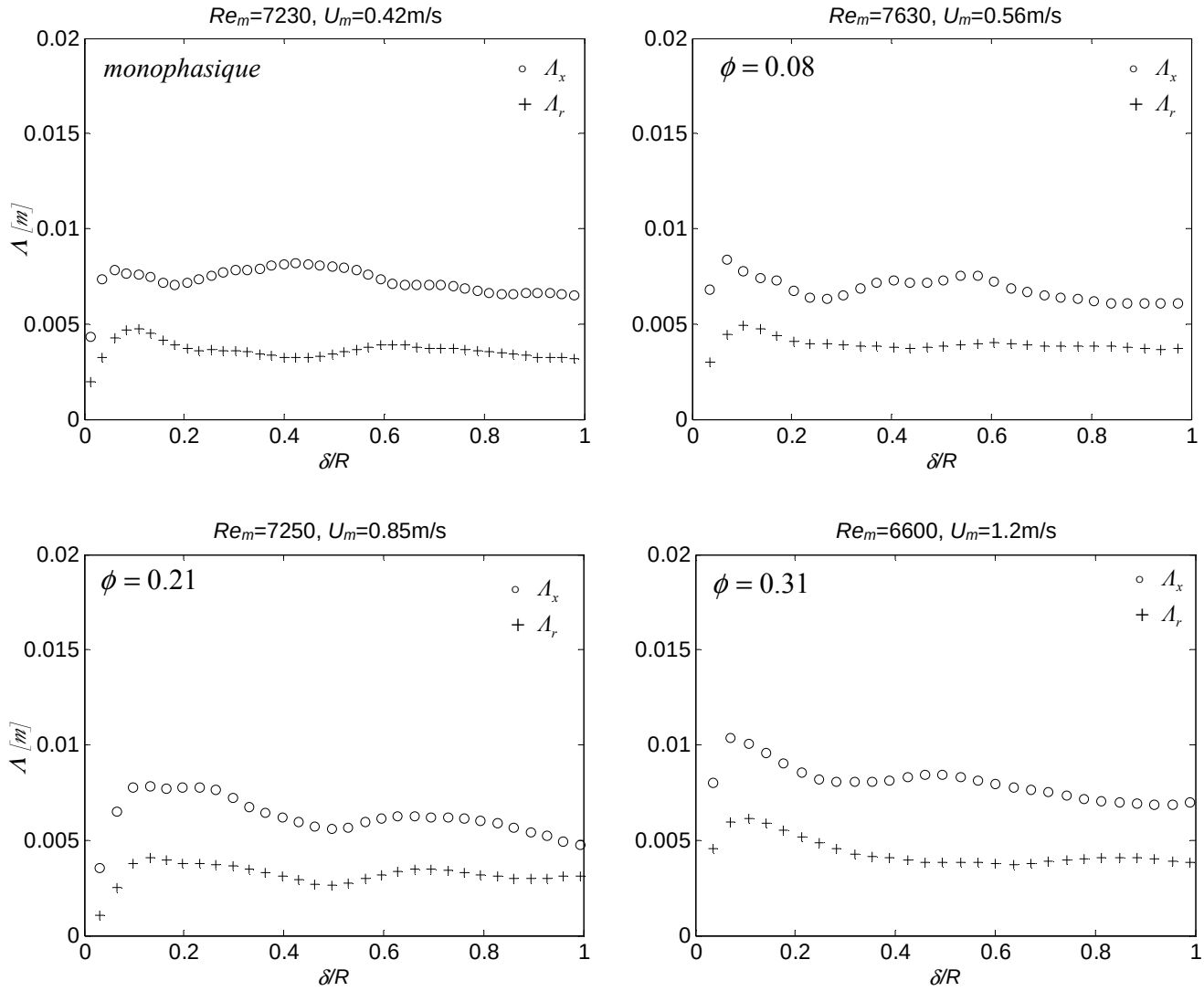


Figure 4.19 : Echelles intégrales - Effet de la concentration pour un nombre de Reynolds constant (6600≤Re_m≤7630)

Ainsi, quelque soit l'écoulement (monophasique ou dispersé), il n'y a pas d'effet du nombre de Reynolds ni de la concentration sur l'échelle intégrale. Seules les valeurs de la macro-échelle sont un peu plus élevées pour le cas le plus concentré (ϕ=0.31). Quelles que soient les conditions opératoires, les macro-échelles sont bien supérieures à la résolution des mesures PIV, la maille élémentaire du calcul des champs de vitesse étant de 0.9×0.9mm^2 pour la plupart des mesures.

b) Macro-échelle temporelle

L'échelle de temps associée à l'échelle intégrale a été déterminée avec le coefficient de corrélation temporelle (Eq. 4-15).

$$R_t(t) = \frac{\overline{v_x(t')v_x(t'-t)}}{\overline{v_x^2}} \qquad (4\text{-}15)$$

Cette fonction est calculée pour une distance à la paroi donnée pour chaque colonne de l'image, puis moyennée sur l'ensemble des colonnes. Le coefficient de corrélation de l'écoulement monophasique, Re_m=20600, est représenté en δ^+=240 sur la Figure 4.20-a. La macro-échelle de temps, T, est déterminée à partir de la fonction $R(t)=e^{-t/T}$ aux temps courts (lorsque $t\rightarrow 0$, Chassaing 2000). A partir de la Figure 4.20-b représentant la fonction $R(t)=e^{-t/T}$, la macro-échelle de temps (T) mesurée est égale à 0.005s. Ce temps est de l'ordre de grandeur de $\Lambda_x/\overline{V_x}\approx 0.0056$s (avec $\overline{V_x}$=1.25m/s la vitesse moyenne en δ^+=240 et Λ_x=7mm). Pour l'ensemble des essais en écoulement monophasique et diphasique traités, nous avons déterminé T en différents points de la section de la conduite et vérifié que $T\approx\Lambda_x/\overline{V_x}$, avec des écarts n'excédant pas 20%. Il est ainsi possible d'affirmer que l'hypothèse de Taylor est vérifiée (Hinze 1959).

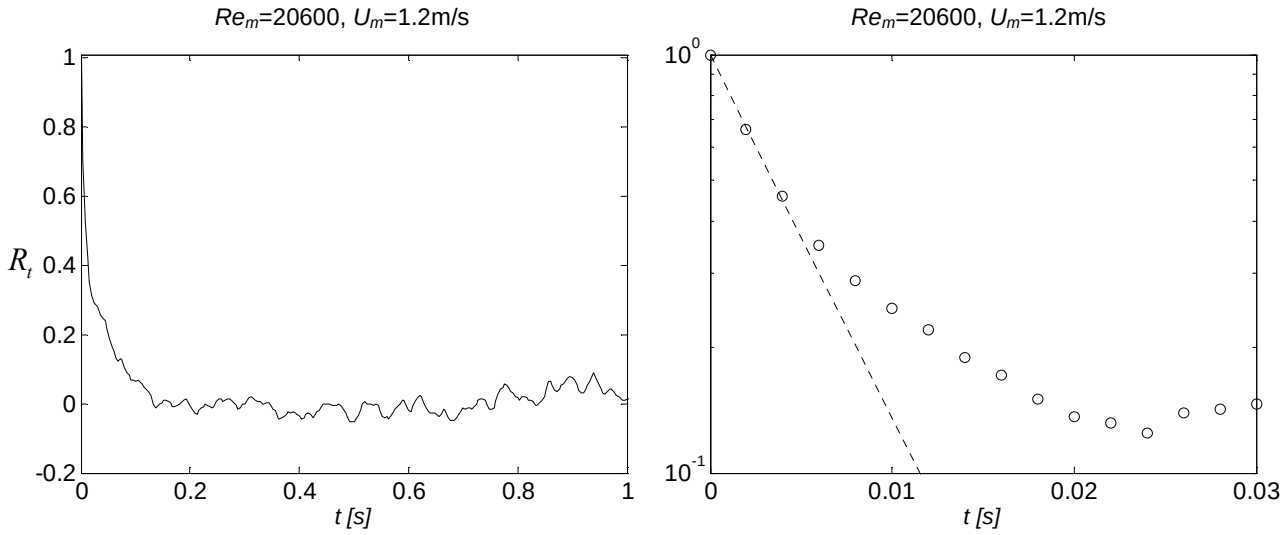


Figure 4.20 : Coefficient de corrélation temporelle en écoulement monophasique δ^+=150, Re_m=20600, U_m=1.2m/s, (a) R(t) : Eq 4-15, (b) R(t)=$e^{(-t/\tau)}$

c) Micro-échelle spatiale

La micro-échelle de Taylor est relative aux plus petits tourbillons porteurs d'énergie. Plusieurs méthodes sont possibles pour calculer cette échelle. Nous avons choisi de déterminer la micro-échelle par la parabole osculatrice du coefficient de corrélation spatiale, afin de s'affranchir de l'utilisation du taux de dissipation d'énergie cinétique. La fonction d'auto-corrélation est définie par :

$$R_x(x)=\frac{\overline{v_x(x')v_x(x'-x)}}{\overline{v_x^2}}$$

Un développement de Taylor à l'origine de cette fonction symétrique donne :

$$R_x(x) = 1 - \frac{x^2}{2\,\overline{v_x^2}}\overline{\left[\frac{\partial\, v_x}{\partial\, x}\right]_{x=0}^2} + \frac{x^4}{4!\,\overline{v_x^2}}\overline{\left[\frac{\partial^2\, v_x}{\partial\, x^2}\right]_{x=0}^2} - \ldots \qquad (4\text{-}16)$$

Il existe une relation entre la micro-échelle spatiale λ_x et la forme de la courbe $v_x(x)$ à l'origine :

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \frac{1}{2\,\overline{v_x^2}}\overline{\left[\frac{\partial\, v_x}{\partial\, x}\right]_{x=0}^2} = -\frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2\, R_x}{\partial\, x^2}\right]_{x=0} \qquad (4\text{-}17)$$

Soit en écrivant l'équation de la parabole osculatrice à l'origine :

$$R_x(x) \approx 1 - \frac{x^2}{\lambda_x^2} \qquad (4\text{-}18)$$

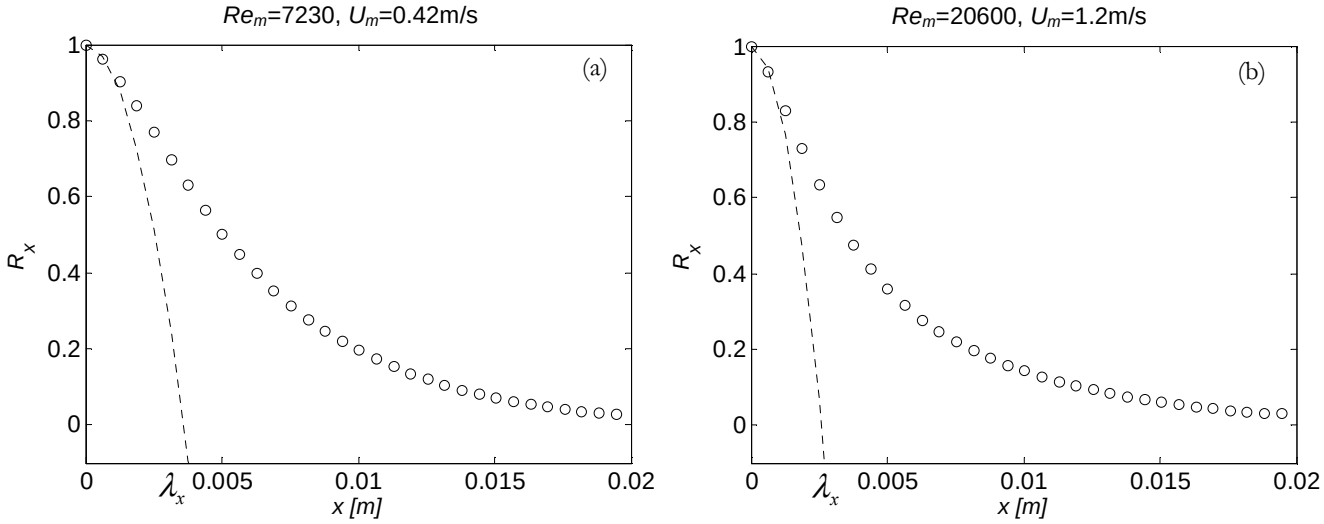


Figure 4.21 : Coefficients de corrélation spatiale en écoulement monophasique δ^+=240, (---) parabole osculatrice à l'origine, (a) Re_m=7230 (b) Re_m=20600

L'estimation de la micro-échelle dépend de la précision des mesures susceptibles d'influencer le coefficient de corrélation aux plus faibles séparations. La micro-échelle de Taylor a pu être déterminée à partir des corrélations spatiales obtenues avec les mesures PIV les plus précises, c'est-à-dire pour une maille élémentaire de taille 0.6×0.6mm^2. Deux fonctions de corrélation spatiale en écoulement monophasique sont représentées dans la Figure 4.21 (Re_m=7230 et 20600), à une distance de la paroi, δ^+=240. Les paraboles osculatrices (Eq. 4-18) ont été tracées sur chaque courbe. Pour Re_m=7230, la micro-échelle de Taylor est de 3.6mm et pour Re_m=20600, λ_x=2.4mm. Pour des nombres de Reynolds intermédiaires (7230≤Re_m≤20600), nous avons remarqué que les valeurs de la micro-échelle augmentaient avec le nombre de Reynolds. En écoulement diphasique, la valeur de la micro-échelle de Taylor a été évaluée avec

plus de difficultés, dans la mesure où la résolution spatiale des mesures PIV est moins précise, la maille élémentaire des mesures PIV est de 0.9×0.9mm^2. Toutefois, les valeurs calculées sont comprises entre 2 et 4mm, ce qui est du même ordre de grandeur qu'en écoulement monophasique. La micro-échelle de Taylor étant au moins deux fois supérieure à la taille de la fenêtre de la PIV, nous vérifions ainsi que toutes les échelles qui contribuent de façon déterminante à l'énergie cinétique turbulente sont bien mesurées.

On remarque que les valeurs de la macro et de la micro-échelle de Taylor sont assez proches. Le nombre de Reynolds de turbulence basé sur le rapport entre ces deux échelles ($Re_\lambda = 30\Lambda/\lambda$) est relativement petit 75<Re_λ<90. Il y a donc une faible séparation des échelles spatiales et par conséquent un faible niveau de turbulence (Chassaing 2000).

Le spectre d'énergie en nombre d'onde correspondant à l'écoulement monophasique, Re_m=7230 est représenté sur la Figure 4.22 en δ^+=240. La densité de puissance de v_x a été calculée comme le module de la transformée de Fourier des variations de v_x selon l'axe longitudinal (*ox*). La loi de décroissance énergétique $E(\kappa_x) \sim \varepsilon^{2/3}\kappa_x^{-5/3}$ n'apparaît que sur une petite portion du spectre, lorsque $200 \leq \kappa_x \leq 400$ m^{-1}, ce qui correspond aux valeurs de la macro et de la micro-échelle de cet écoulement. Cette figure illustre ainsi la faible séparation des échelles spatiales.

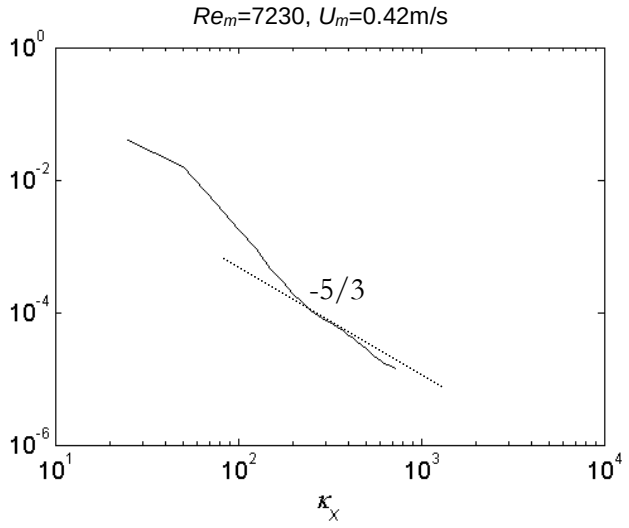


Figure 4.22 : Spectre de v_x normalisé par la valeur moyenne de $\overline{v_x^2}$ en δ^+=240

d) Echelle de Kolmogorov

L'échelle de Kolmogorov est associée à la plus petite taille des tourbillons qui dissipent l'énergie cinétique turbulente sous forme visqueuse. Elle ne dépend donc que du taux de dissipation et de la viscosité cinématique du fluide (4-19) :

$$\eta = \left(\frac{\upsilon_m^3}{\overline{\varepsilon}} \right)^{1/4} \tag{4-19}$$

La détermination de l'échelle de Kolmogorov nécessite la connaissance du taux de dissipation d'énergie cinétique de turbulence (ε).

- *Détermination du taux de dissipation d'énergie cinétique*

Dans la zone pleinement turbulente de l'écoulement, le bilan d'énergie cinétique turbulente se caractérise, à grand nombre de Reynolds, par un équilibre entre la production ($\mathrm{Pr} = \overline{v_x v_r}\, \partial \overline{V_x} / dr$) et le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique de turbulence (Chassaing 2000) :

$$\left(-\overline{v_x v_r} \frac{\partial \overline{V_x}}{\partial r} \right) - \varepsilon = 0 \tag{4-20}$$

Le terme de production d'énergie cinétique de turbulence se calcule directement à partir des moments d'ordre 1 et 2 mesurés par la technique PIV. Quant au terme de dissipation, à grand nombre de Reynolds, il peut être estimé à partir de la vitesse de frottement v^* et de la distance à la paroi δ :

$$\varepsilon = \frac{v^{*3}}{\kappa \delta} \tag{4-21}$$

avec $\kappa = 0.41$.

La Figure 4.23 représente les termes de dissipation et de production pour différents écoulements (1 cas monophasique et 3 cas diphasiques). Pour l'ensemble des écoulements monophasiques et diphasiques, on constate que l'équilibre entre les termes de production et de dissipation est vérifié pour $25 \leq \delta^+ \leq 100$. L'estimation de la dissipation par la relation (4-21) semble donc correcte, les écarts avec le terme de production pouvant s'expliquer par la précision sur l'estimation des contraintes tangentielles et de la vitesse de frottement.

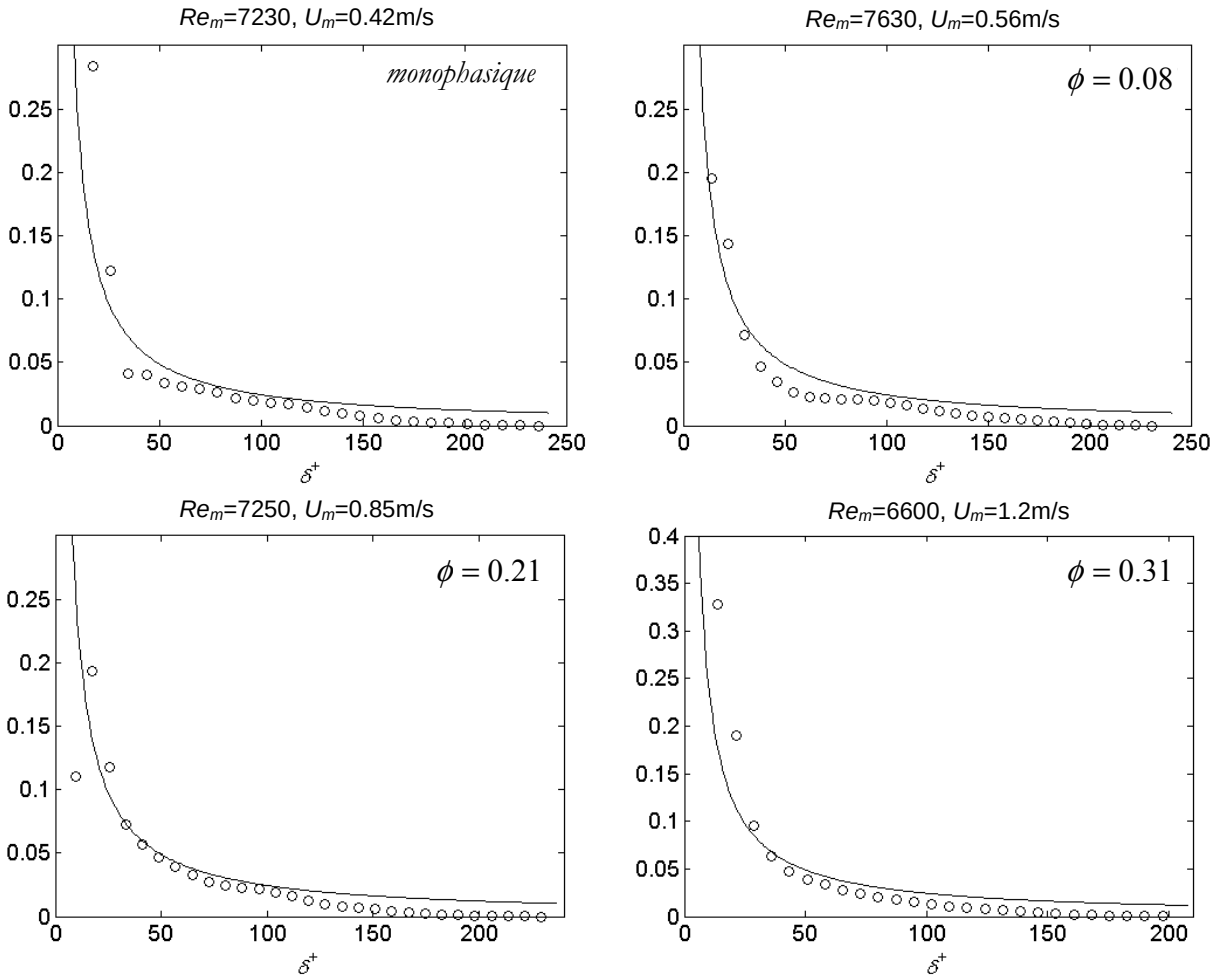


Figure 4.23 : Termes de production (○) et de dissipation d'énergie $\varepsilon = v^{*3}/\kappa\delta$ (—) normalisés par υ_m/v^{*4}, maille élémentaire 0.9×0.9mm²

Nous avons également tenté d'estimer directement le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique de turbulence, à partir des mesures locales et instantanées de la vitesse. Rappelons que le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique de turbulence est défini par :

$$\bar{\varepsilon} = 2\,\upsilon_m\,\overline{s'_{ij}\,s'_{ij}} \tag{4-22}$$

avec

$$s'_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) \tag{4-23}$$

Ce taux se décompose en 12 termes :

$$\bar{\varepsilon} = \upsilon_m \left[\begin{array}{l} 2\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_2}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} + 2\,\overline{\frac{\partial v_1}{\partial x_2}\frac{\partial v_2}{\partial x_1}} + 2\,\overline{\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\frac{\partial v_3}{\partial x_1}} + 2\,\overline{\frac{\partial v_3}{\partial x_2}\frac{\partial v_2}{\partial x_3}} \\ + \overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_1}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_3}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} \end{array} \right] \tag{4-24}$$

Comme la technique PIV ne donne accès à des mesures que dans un plan, il est difficile de déterminer l'ensemble des 12 termes. Par conséquent, nous avons utilisé différentes hypothèses simplificatrices proposées par Sharp et Adrian (2001), pour calculer le taux de dissipation (1 est la direction radiale et 3 la direction axiale).

- Isotropie locale du taux de dissipation

$$\bar{\varepsilon} = 15\,\upsilon_m \overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} \tag{4-25}$$

ou

$$\bar{\varepsilon} = 7{,}5\,\upsilon_m \overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right)^2} \tag{4-26}$$

- Isotropie statistique (Pope, 2000)

$$\bar{\varepsilon} = \upsilon_m \left[2\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} + 3\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right)^2} + 3\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\right)^2} + 2\overline{\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\frac{\partial v_3}{\partial x_1}} \right] \tag{4-27}$$

- Symétrie axiale dans la direction radiale

$$\bar{\varepsilon} = \upsilon_m \left[-\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1}\right)^2} + 8\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\right)^2} \right] \tag{4-28}$$

- Symétrie axiale dans la direction axiale

$$\bar{\varepsilon} = \upsilon_m \left[8\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1}\right)^2} - \overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_3}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3}\right)^2} \right] \tag{4-29}$$

Les mesures PIV effectuées dans un plan (oxz) nous permettent de calculer 5 termes du taux de dissipation :

$$\overline{\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2}, \overline{\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2}, \overline{\left(\frac{\partial v_x}{\partial r}\right)^2}, \overline{\left(\frac{\partial v_r}{\partial x}\right)^2}, \overline{\frac{\partial v_x}{\partial r}\frac{\partial v_r}{\partial x}} \tag{4-30}$$

Les profils radiaux de chacun de ces termes sont représentés sur la Figure 4.24 pour l'écoulement monophasique à faible nombre de Reynolds (Re_m=7230). Le terme du produit croisé a une contribution négligeable. Les profils des termes diagonaux sont superposés sur une grande partie du domaine, sauf à proximité de la paroi. Ils sont proches du terme de gradient axial de fluctuation de vitesse radiale. Le terme dominant est le gradient radial de fluctuation de vitesse axiale.

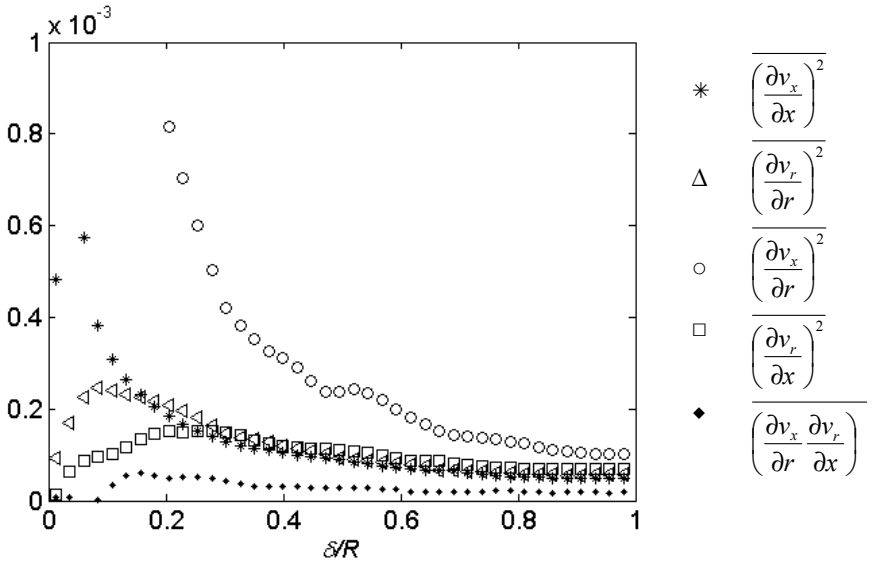


Figure 4.24 : Termes de dissipation d'énergie cinétique en écoulement turbulent, Re_m=7230

Les différentes approximations du taux de dissipation d'énergie cinétique ainsi que le terme de production de turbulence, sont reportés en fonction de δ^+ sur la Figure 4.25, sous forme adimensionnelle ($\varepsilon^* = \varepsilon \times \upsilon_m / v^{*4}$ et $Pr^* = Pr \times \upsilon_m / v^{*4}$). Les taux de dissipation d'énergie cinétique déterminés par les hypothèses de symétrie axiale, de symétrie radiale et d'isotropie locale sont équivalents. Leur comportement diffère uniquement au niveau de la paroi. Il y a égalité entre ces estimations de la dissipation d'énergie et le terme de production lorsque $40 \le \delta^+ \le 150$. Par contre, le terme de dissipation estimé à partir de l'hypothèse d'isotropie locale (Eq. 4-26), est très différent du terme de production.

La précision du calcul du taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente dépend fortement de la résolution des mesures PIV. En effet, les résultats présentés sur la Figure 4.25 ont été obtenus pour des fenêtres élémentaires de 0.6×0.6mm^2 (soit des mesures effectuées sur les 2/3 de la section totale de la conduite). La Figure 4.26 présente les différentes estimations du taux de dissipation pour ce même écoulement (Re_m=7230) avec une maille élémentaire de 0.9×0.9mm^2. Dans ce cas, les différents profils du taux de dissipation se superposent toujours, mais il n'y a plus égalité avec le terme de production compte tenu de l'imprécision des mesures. En conclusion, seule la résolution des mesures la plus précise (0.6×0.6mm^2) permet d'estimer directement le taux de dissipation d'énergie. Cependant la condition d'équilibre production-dissipation en proche paroi étant validée en écoulement diphasique comme en écoulement monophasique, l'estimation du taux de dissipation par la relation (4-21) reste toutefois correct pour estimer l'échelle de Kolmogorov.

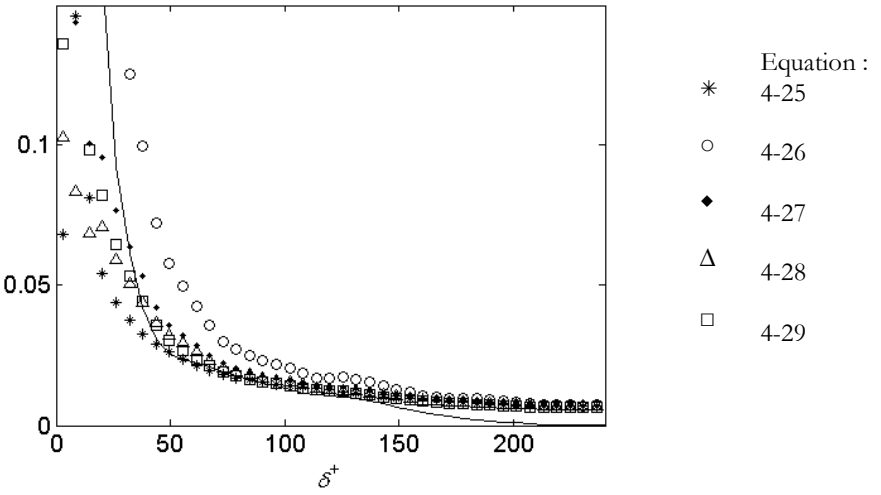


Figure 4.25 : Comparaison de la dissipation d'énergie cinétique (ε) déterminée à partir des différentes hypothèses (Eq. 4.25 à 4.29) avec le terme de production d'énergie en écoulement monophasique (—), maille élémentaire 0.6×0.6mm², Re_m=7230

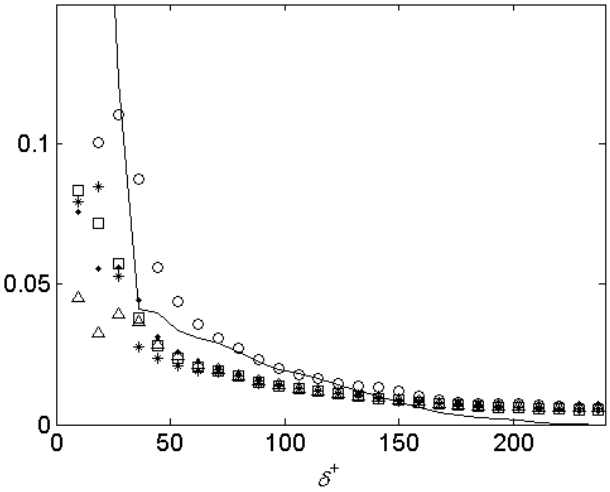


Figure 4.26 : Comparaison des différentes estimations de la dissipation d'énergie cinétique avec le terme de production d'énergie en écoulement monophasique (—), maille élémentaire 0.9×0.9mm², Re_m=7230

- *Estimation de l'échelle de Kolmogorov*

Pour l'ensemble des écoulements étudiés (monophasiques et diphasiques), nous avons déterminé l'échelle de Kolmogorov à partir de la solution analytique ($\varepsilon = v^{*3}/\kappa\delta$). L'échelle de Kolmogorov ainsi calculée est de l'ordre de 100 à 350µm.

Dans le cas de l'écoulement monophasique à faible nombre de Reynolds (Re_m=7230), pour lequel l'estimation de la dissipation d'énergie est fiable avec une résolution de 0.6×0.6mm² (cf Figure 4.25), nous avons représenté l'échelle de Kolmogorov de cet écoulement, calculée à

partir de l'estimation de ε par l'hypothèse d'isotropie locale ($\varepsilon = 15\upsilon_m \overline{(\partial v_x/\partial x)^2}$), et celle calculée à partir de $\varepsilon = v^{*3}/\kappa\delta$ (Figure 4.27). Les valeurs de l'échelle de Kolmogorov sont similaires quelle que soit la méthode de calcul de la dissipation d'énergie, l'écart entre les estimations de η étant inférieur à 6%. Dans la littérature, on trouve que l'erreur sur l'estimation du taux de dissipation (Johanson et Klingman 1994) est inférieure à 10%, quand le gradient est calculé sur une distance inférieure à 5 fois l'échelle de Kolmogorov. Dans ce cas, nos estimations du taux de dissipation d'énergie et de l'échelle de Kolmogorov sont donc correctes.

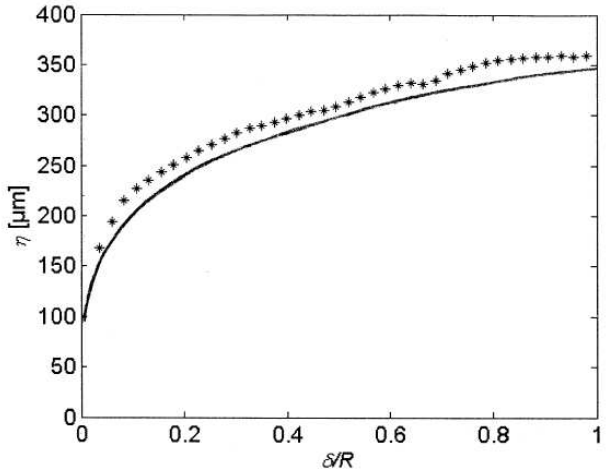


Figure 4.27 : Echelle de Kolmogorov en écoulement monophasique (Re_m=7230), (✱) calculée avec $\varepsilon = 15\upsilon_m \overline{(\partial v_x/\partial x)^2}$, (—) calculée avec $\varepsilon = v^{*3}/\kappa\delta$

4.1.5. Discussion sur les interactions gouttes/turbulence

L'analyse des champs de vitesse a montré que les écoulements dispersés avaient un comportement similaire à celui des écoulements monophasiques, pour un même nombre de Reynolds fixé et bâti sur des grandeurs de mélange. Une analyse spectrale en fréquence permet de confirmer ces résultats.

L'acquisition des champs de vitesse a été réalisée à des fréquences comprises entre 500 et 1500Hz. Le signal brut de la densité spectrale étant très bruité, nous avons choisi de déterminer le module de la transformée de Fourier directe des fluctuations de vitesse avec la fonction Pwelch (Sevrain 2006). Cette fonction utilise des fenêtres de pondération de Hamming, ce qui permet de lisser au mieux le signal en minimisant le biais par rapport au signal brut. Le signal de vitesse instantanée est divisé en fenêtres de 64 points de mesure et le taux de recouvrement appliqué entre les fenêtres est de 64% (valeur optimale pour les fenêtres de Hamming). Les densités de

puissance de v_x ont été calculées en chaque points d'une ligne de l'écoulement puis moyennées. Ces fonctions sont représentées sur les Figures 4.28 à 4.31. Les signaux ont été tronqués à 250Hz car au-delà de cette fréquence le signal correspond à du bruit. Toutes les fonctions sont normalisées par la valeur de $\overline{v_x^2}$ calculée sur la ligne de l'écoulement. Il a été vérifié que l'intégrale du spectre normalisé par $\overline{v_x^2}$ était égale à 1.

La Figure 4.28 présente l'effet du nombre de Reynolds sur les fonctions de densité de puissance de v_x en écoulement monophasique (δ^+=40 et 240). La densité de puissance de v_x suit la loi de décroissance énergétique en « -5/3 » ($E(n) \sim \varepsilon^{2/3} n^{-5/3}$) pour des fréquences ($n$) comprises entre 10 et 100Hz. On observe un effet du nombre de Reynolds en particulier aux hautes fréquences : l'énergie augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cet effet a été observé par Toonder et Nieuwstadt (1997) pour des nombres de Reynolds similaires.

On peut faire ici un commentaire reliant l'analyse spectrale (Figure 4.28) et l'estimation des macro-échelles spatiales (Figure 4.17). La fonction de densité de puissance $E_x(n)$ est définie par : $E_x(n) = \frac{4\overline{v_x^2}}{\overline{V_x}} \int_0^\infty f(x) \cos(2\pi n \frac{x}{\overline{V_x}})\, dx$.

En supposant que la courbe de corrélation spatiale peut être approximée par une loi exponentielle $\exp(-x_1 / \Lambda_x)$, le spectre a la forme suivante :

$$\frac{E_x(n)}{\overline{v_x^2}} = \frac{4}{\overline{V_x}} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\Lambda_x}} \cos(2\pi n \frac{x}{\overline{V_x}})\, dx = \frac{4}{\overline{V_x}} \frac{\Lambda_x}{1 + \frac{4\pi^2 n^2}{\overline{V_x}^2} \Lambda_x}$$

Quand la fréquence n tend vers 0, $\frac{E_x(n)}{\overline{v_x^2}} \approx \frac{4\Lambda_x}{\overline{V_x}}$, ce qui permet d'estimer la macro-échelle de longueur à partir du spectre en fréquence. Les valeurs de la macro-échelle déterminée par cette méthode sont en accord avec les estimations présentées au paragraphe 4.1.4.a). La Figure 4.29 représente la densité de puissance des écoulements monophasiques sous une forme adimensionnelle : $\frac{E_x(n)}{\overline{v_x^2}} \times \frac{\overline{V_x}}{\Lambda_x}$ en fonction de $n \times \frac{\Lambda_x}{\overline{V_x}}$, la macro-échelle de Taylor étant déterminée à partir de la fonction d'autocorrélation spatiale.

Les Figures 4.30 et 4.31 présentent l'analyse spectrale pour diverses concentrations en phase dispersée, à Re_m=7400 et 9800 respectivement. Sur chacun de ces spectres, les valeurs de la fonction de densité de puissance $E_x(n)$ sont normées par la variance de la vitesse, la macro-échelle de Taylor et la vitesse moyenne. Pour Re_m=7400, aucun effet de la concentration n'est observé :

les spectres en écoulement diphasique ($\phi = 0.08$ et 0.21) sont similaires au spectre d'un écoulement monophasique, quelle que soit la distance par rapport à la paroi ($\delta^+ = 40$ et 240), et suivent la loi de décroissance énergétique en « -5/3 ». Il en est de même pour Re_m=9800, les spectres d'écoulements diphasiques sont semblables à celui d'un écoulement monophasique quelle que soit la concentration en phase dispersé. Seules quelques variations non significatives apparaissent aux basses fréquences. Celles-ci peuvent être dues à la détermination des valeurs de la macro-échelle en particulier près de la paroi ($\delta^+ = 40$).

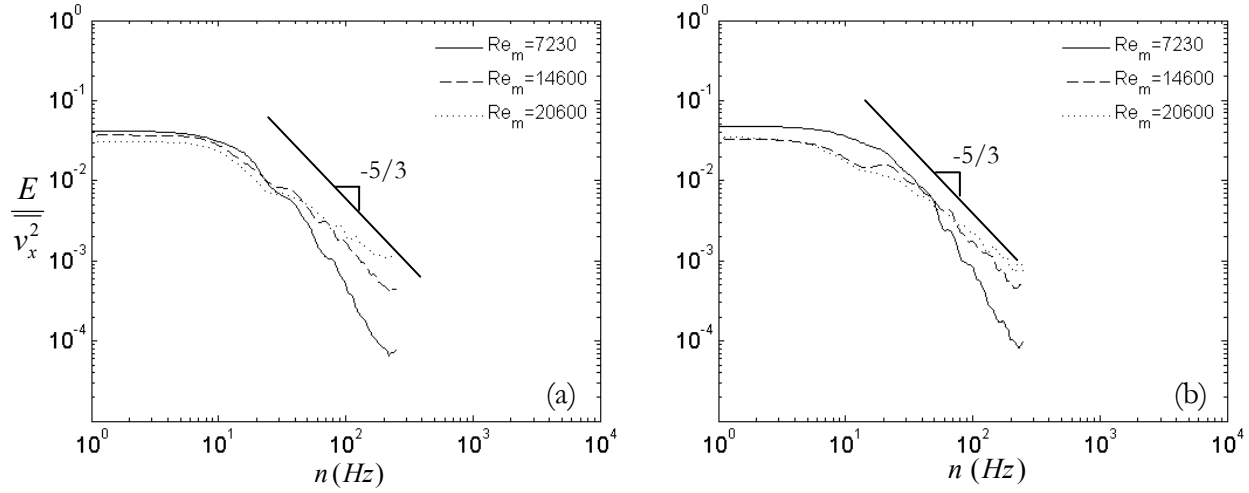


Figure 4.28 : Spectres de v_x normalisé par $\overline{v_x^2}$ - écoulement monophasique (a) δ^+=40 (b) δ^+=240

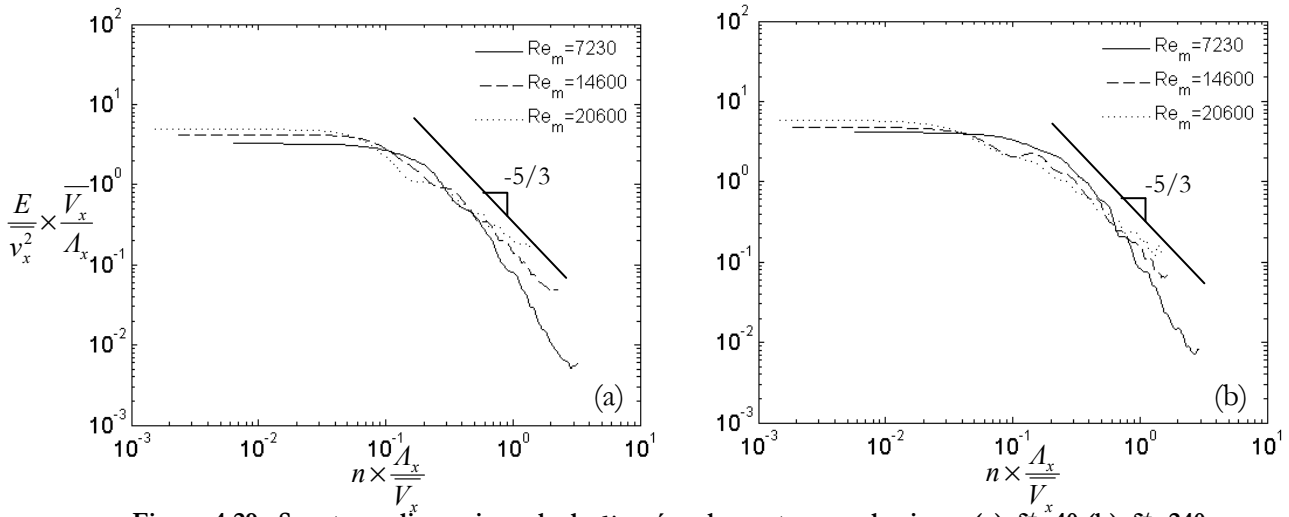


Figure 4.29 : Spectres adimensionnels de v_x - écoulement monophasique (a) δ^+=40 (b) δ^+=240

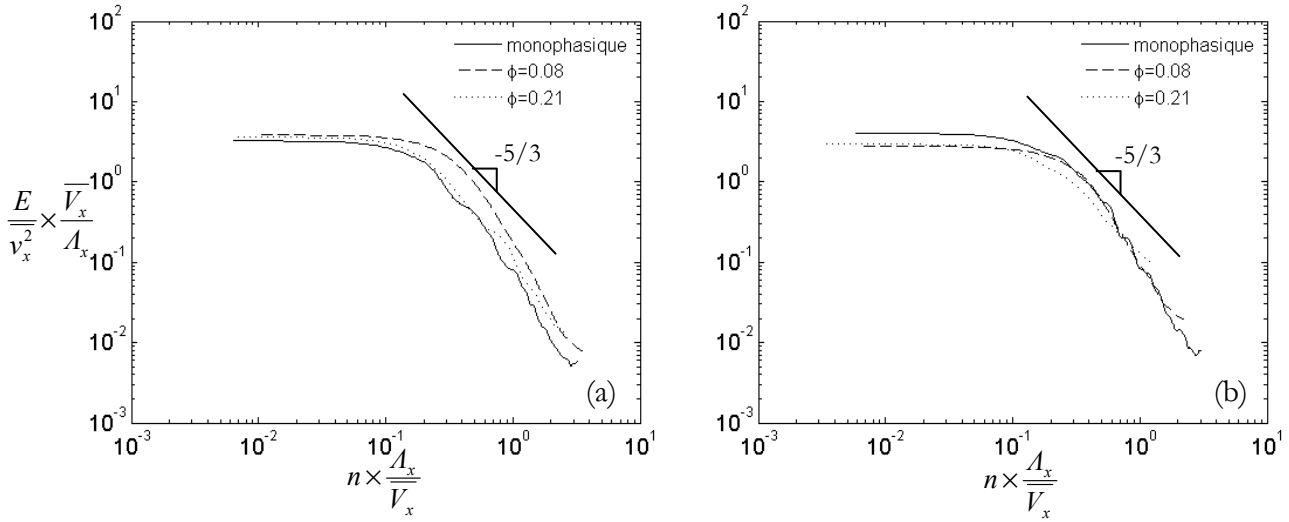


Figure 4.30 : Spectres adimensionnels de v_x, Re_m=7400 (a) δ^+=40 (b) δ^+=240

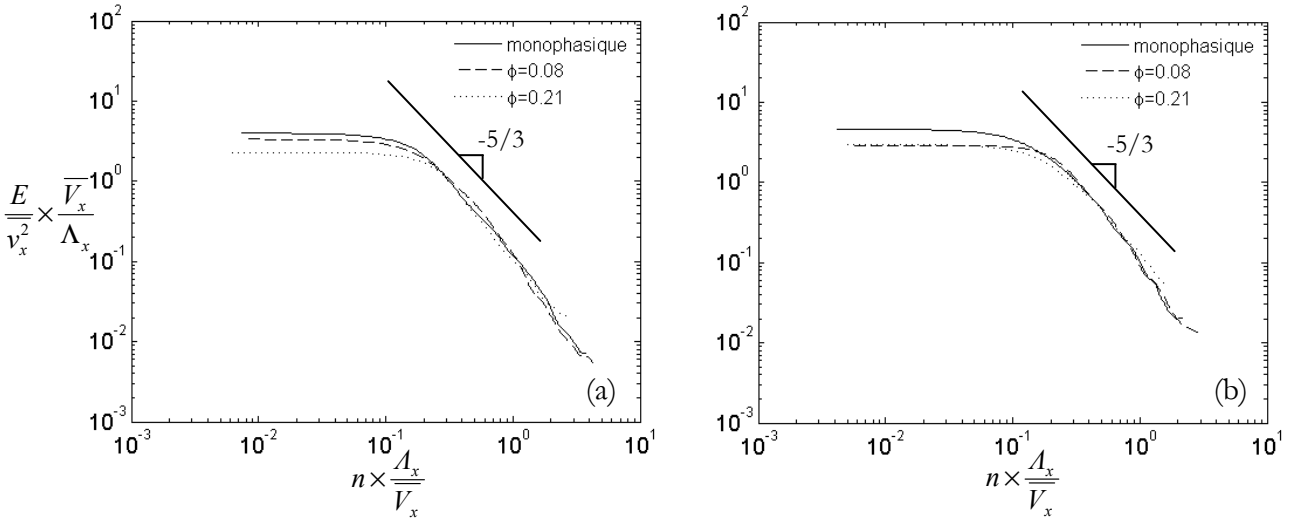


Figure 4.31 : Spectres adimensionnels de v_x, Re_m=9800 (a) δ^+=40 (b) δ^+=240

L'ensemble de ces résultats tend à démontrer qu'il n'y a pas de modulation de la turbulence par la phase dispersée. On retrouve ainsi l'absence d'influence de la dispersion sur les macro-échelles de la turbulence. On remarque aussi que plus le nombre de Reynolds augmente, plus grande est la séparation d'échelle (rapport entre macro et micro-échelles de Taylor), et plus grande est la plage du spectre suivant la loi de décroissance : $E(n) \sim \varepsilon^{2/3} n^{-5/3}$.

4.1.6. Dispersion de gouttes de taille d_{32}≈400µm

Une analyse de la turbulence, similaire à celle qui a été présentée pour l'étude des dispersions formées par la pompe centrifuge, a été faite pour les 2 cas d'écoulement homogènes formés de gouttes de diamètre d_{32}≈400µm : $\phi = 0.025$, Re_m=13600 et $\phi = 0.044$, Re_m=13400.

Pour les deux d'écoulements dispersés homogènes, les profils des vitesses moyennes montrent que la composante longitudinale (Figure 4.32) suit la loi puissance en écoulement

turbulent, et que la vitesse radiale est nulle ($V_r \sim 0$) dans toute la section de la conduite (Figure 4.33). La composante non diagonale du tenseur de Reynolds normalisée par la vitesse de frottement ($\overline{v_x v_r}/v^{*2}$) est représentée sur la Figure 4.34. Le profil est linéaire dans la zone inertielle de l'écoulement et le tenseur s'annule près des parois de la conduite. Les profils des vitesses rms ($\sqrt{\overline{v_x^2}}/v^*$, $\sqrt{\overline{v_r^2}}/v^*$) sont similaires à ceux d'un écoulement monophasique en régime turbulent (Figure 4.35). On observe l'isotropie des vitesses au centre de la conduite et une forte anisotropie au niveau des parois. Les macro et micro-échelles de Taylor, qui ne sont pas présentées dans cette partie, sont du même ordre de grandeur qu'en écoulement monophasique. On constate que pour l'ensemble des variables étudiées, les deux écoulements dispersés ($\phi = 0.025$ et $\phi = 0.044$) ont le même comportement. Les quelques variations entre les deux écoulements sont dues au traitement d'images. L'analyse spectrale des fluctuations de vitesse longitudinale a été faite pour le cas $\phi = 0.025$ (Figure 4.36). Les fonctions de densité de puissance de $\overline{v_x}$ sont identiques entre l'écoulement dispersé et l'écoulement monophasique (en $\delta^+ = 240$).

D'après les essais réalisés pour de faibles concentration en heptane ($\phi \leq 0.044$), nous pouvons conclure que la turbulence n'est pas modifiée par la présence de gouttes dont la taille est du même ordre de grandeur que l'échelle de Kolmogorov. Les gouttes contribuent uniquement à l'augmentation de la viscosité du mélange.

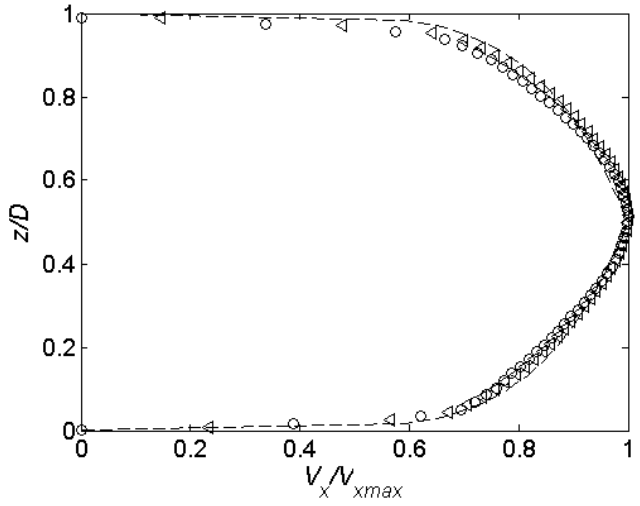


Figure 4.32 : Profils de vitesse moyenne longitudinale V_x (○) ϕ=0.025, Re_m=13400, U_m=0.85m/s, (Δ) ϕ=0.044, Re_m=13600, U_m=0.92m/s

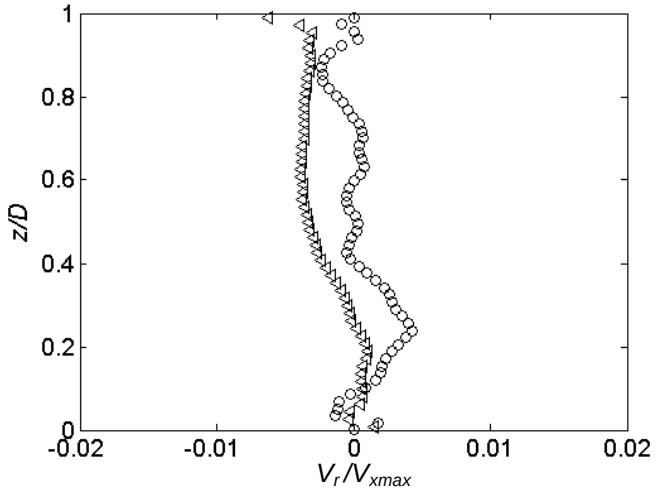


Figure 4.33 : Profils de vitesse radiale V_r (○) ϕ=0.025, Re_m=13400, U_m=0.85m/s, (Δ) ϕ=0.044, Re_m=13600, U_m=0.92m/s

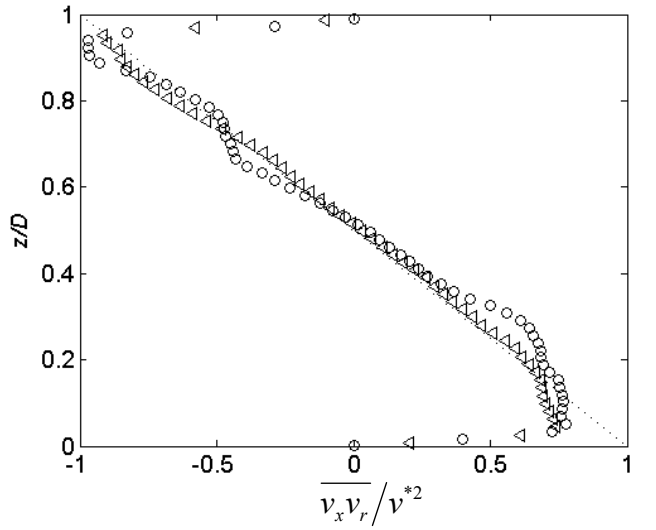


Figure 4.34 : Profils de la corrélation croisée normalisée par la vitesse de frottement, (○) ϕ=0.025, Re_m=13400, U_m=0.85m/s, (Δ) ϕ=0.044, Re_m=13600, U_m=0.92m/s

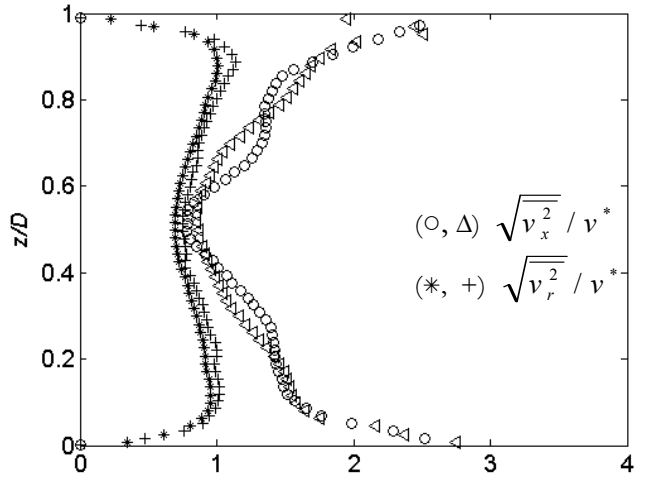


Figure 4.35 : Profils des vitesses *rms*, (○,*) ϕ=0.025, Re_m=13400, U_m=0.85m/s, (Δ,+) ϕ=0.044, Re_m=13600, U_m=0.92m/s

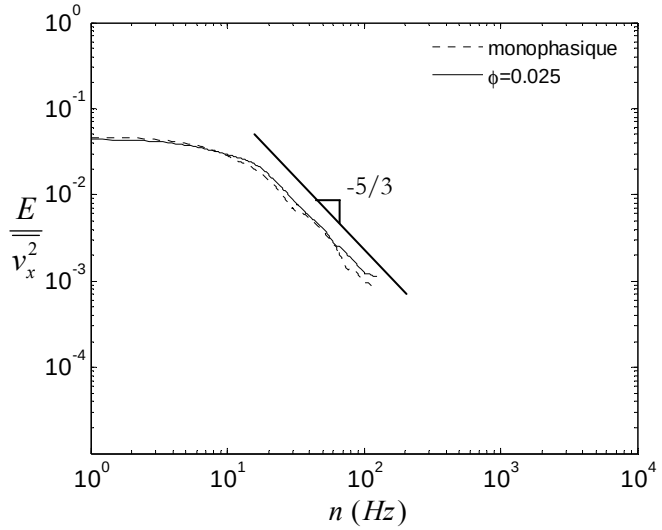


Figure 4.36 : Spectre de densité de puissance de v_x normalisé par $\overline{v_x^2}$, Re_m~14000, δ^+=240

4.1.7. Bilan sur la turbulence des écoulements dispersés

Les mesures du champ hydrodynamique local des écoulements dispersés en conduite ont montré que le régime d'écoulement est pleinement turbulent lorsque $0.56 \le U_m \le 1.2$ m/s pour $0.08 \le \phi \le 0.21$ et $U_m \ge 0.7$ m/s pour ϕ=0.31. Pour ces écoulements dispersés, cela correspond à des nombres de Reynolds de mélange compris entre 4000 et 12000, donc relativement faibles. Les profils des champs moyens et fluctuants (composantes du tenseur de Reynolds) sont identiques à ceux des écoulements monophasiques, à condition d'utiliser une viscosité de mélange telle que celle de Krieger et Dougherty (1959). La présence de gouttes de taille inférieure à l'échelle de Kolmogorov contribue à l'augmentation de la viscosité effective, et par conséquent à la diminution du nombre de Reynolds pour une vitesse de mélange donnée. L'analyse des composantes radiales du tenseur de Reynolds n'a révélé aucune modification de l'anisotropie de la turbulence en présence de phase dispersée. De même, aucune modulation de la turbulence par les gouttes n'a été observée à partir de l'analyse spectrale en fréquence. Quant aux dispersions de gouttes de 400µm de diamètre, aucun effet de la phase dispersé n'a été observé à partir de l'analyse spectrale, les gouttes ne contribuent là-encore qu'à l'augmentation de la viscosité effective.

4.2. Régime Intermittent

Le régime intermittent se caractérise par une alternance de portions d'écoulement laminaires et turbulentes (Schlichting 2000). Rotta (1956), cité dans Schlichting (2000), a mis en évidence ce phénomène en traçant la vitesse instantanée mesurée en différents points d'une conduite.

La transition entre le régime laminaire et turbulent est en réalité un problème de stabilité d'écoulement. Ce phénomène est souvent étudié comme la déstabilisation d'un écoulement laminaire. Lorsqu'un écoulement laminaire est soumis à des perturbations (quelles soient initiées par la rugosité de la conduite ou par les conditions d'entrée ou de sortie), celles-ci peuvent être amorties par la viscosité ou au contraire se propager et s'intensifier pour initier la turbulence. Eckhardt *et al.* (2007) et Kerswell (2005) présentent une revue d'études sur la transition vers la turbulence en conduite d'un point de vue expérimental et numérique. L'intermittence a été étudiée expérimentalement par Wygnanski et Champagne (1973) et Wygnanski *et al.* (1975). Ces auteurs identifient deux types de structures turbulentes d'échelles finies, appelés "puffs" (bouffées) et "slugs" (bouchons). Les *puffs* sont des structures de large amplitude générées par des perturbations en entrée de conduite. Ces structures apparaissent à partir de Re=1750 (Wygnanski et Champagne 1973, Hof *et al.* 2003, Mellibovsky *et al.* 2009). Les *slugs* sont des structures turbulentes d'échelle finie causées par des instabilités de couche limite. D'autres études, concernant l'effet de perturbations ponctuelles ou de leurs fréquences sur la stabilité en écoulement à débit constant, ont été réalisées par Darbyshire et Mullin (1995) et Draad *et al.* (1998). La transition vers la turbulence et en particulier les conditions d'existence des structures de type *puff* font toujours l'objet d'études expérimentales ou numériques (Willis *et al.* 2009, van Doorne et Weesterweel 2009).

Cependant l'effet de la présence de particules sur la transition vers la turbulence n'a été que très peu étudié. La présence de particules pourrait induire des perturbations supplémentaires au système, et faire apparaître la transition à des nombres de Reynolds plus faibles ou au contraire, les particules peuvent contribuer à l'augmentation de la viscosité de la suspension et retarder l'apparition de la turbulence. Les travaux de Matas *et al.* (2003) ont mis en évidence l'influence de la taille des particules sur la transition vers la turbulence pour des concentrations en particules allant jusqu'à 0.3. Pour des particules de large diamètre par rapport au diamètre de la conduite ($D/d \leq 65$), la transition est avancée à des nombres de Reynolds critiques (Re_c) inférieurs à 2000. Lorsque $D/d \geq 65$, la transition est retardée : Re_c>2000. Cet effet de retard à l'apparition de la turbulence est dû à l'augmentation de la viscosité de la suspension. Cependant,

lorsque $0.25 \leq \phi \leq 0.3$, on observe une augmentation brusque du retard à la transition, qui ne peut s'expliquer par l'augmentation de la viscosité effective. Le mécanisme à l'origine de ce comportement n'est cependant pas expliqué.

Nous allons examiner le comportement hydrodynamique des écoulements dispersés en régime intermittent. Le facteur de frottement de ces écoulements dispersés est représenté sur la Figure 4.37, en fonction du nombre de Reynolds de mélange. Ces écoulements sont obtenus pour des concentrations comprises entre 0.31 et 0.43. Le régime intermittent débute vers Re_m~3000 et persiste jusqu'à des nombres de Reynolds de l'ordre de 4000-5000 suivant la concentration (cf chapitre 3). Les limites de ce régime seront discutées plus loin. Aucun écoulement monophasique n'ayant été réalisé en régime intermittent, l'effet du nombre de Reynolds sur l'intermittence n'a pas été directement étudié. Seul l'effet de la concentration volumique en phase dispersée, pour des nombres de Reynolds fixés, a été étudié.

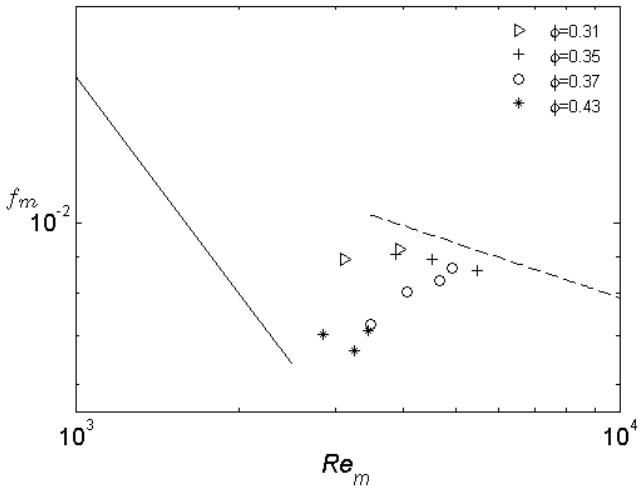


Figure 4.37 : Frottement pariétal des écoulements dispersés en régime intermittent

4.2.1. Etude du champ moyen

Les profils de vitesses longitudinales (V_x) et radiales (V_r) des écoulements intermittents sont moyennés sur 2000 à 3000 images puis sur toutes les colonnes de l'image. Le temps d'acquisition correspondant est de 3 à 6s. Plusieurs profils de vitesses longitudinales sont reportés sur la Figure 4.38. Ils présentent des dissymétries importantes : la valeur maximale du profil de vitesse se situe en dehors de l'axe de symétrie de la conduite. Les profils obtenus pour des nombres de Reynolds compris entre 2850 et 4600 (et représentés en Annexes 2.1) diffèrent les uns des autres, et ne peuvent s'apparenter ni à un profil de vitesse en régime turbulent ni à un profil de vitesse parabolique.

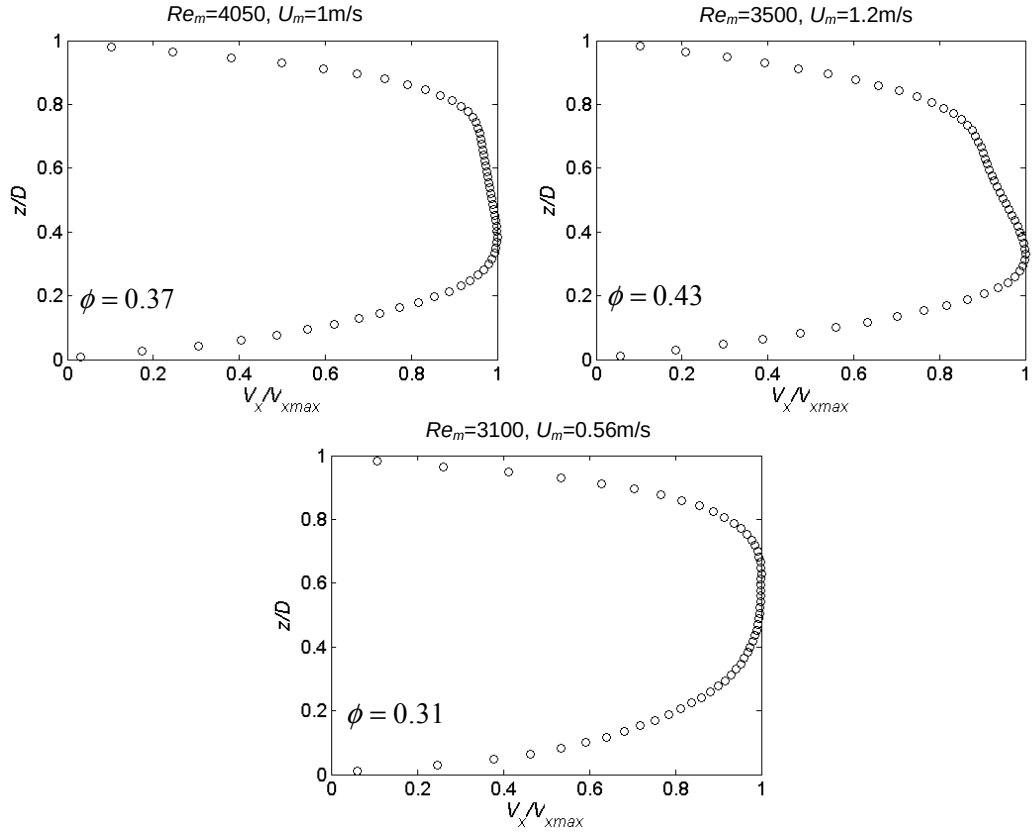


Figure 4.38 : Profils de vitesse moyenne longitudinale V_x en régime intermittent, Re_m=4050, 3500 et 3100

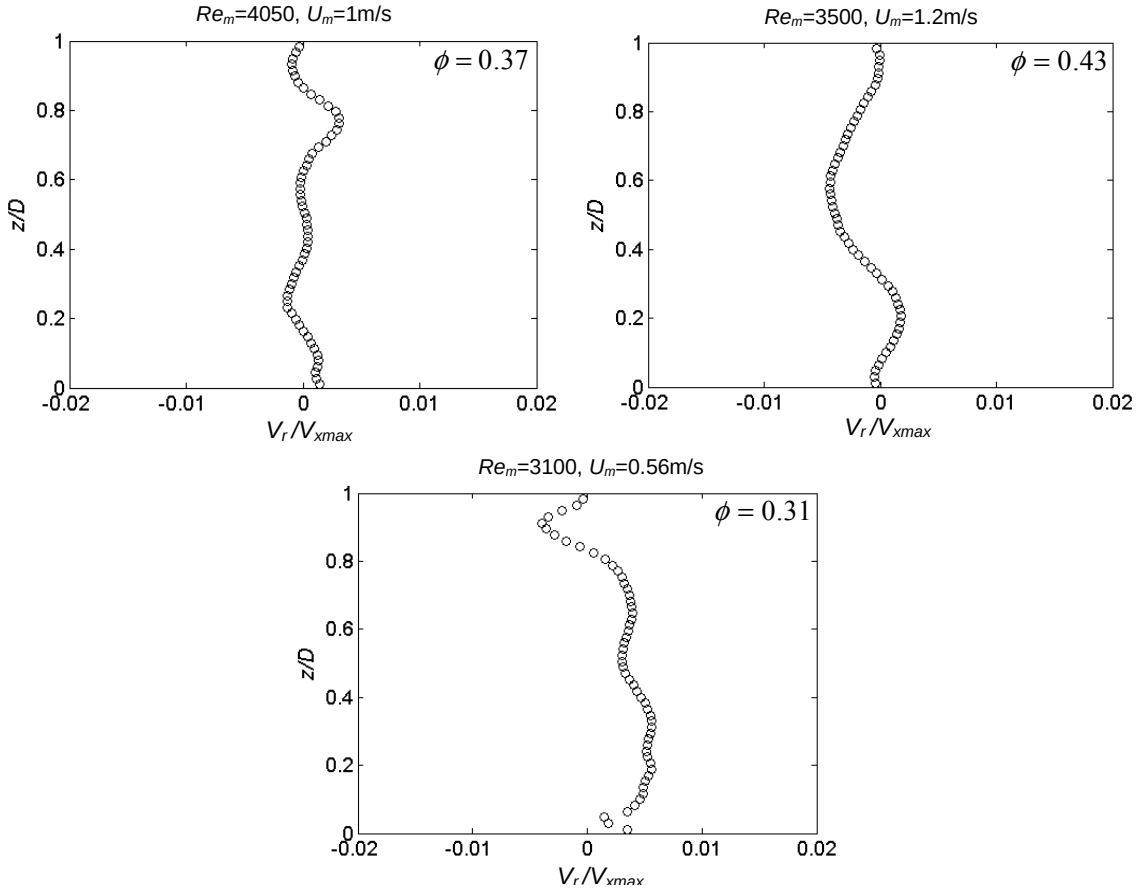


Figure 4.39 : Profils de vitesse moyenne radiale V_r en régime intermittent, Re_m=4050, 3500 et 3100

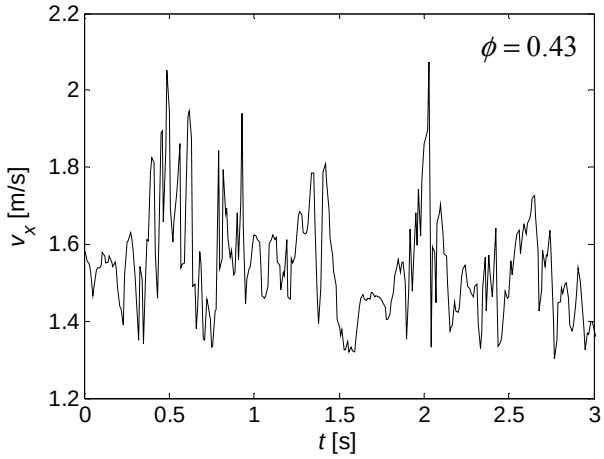


Figure 4.40 : Vitesses instantanées en δ^+=63, Re_m=3500 (U_m=1.2m/s)

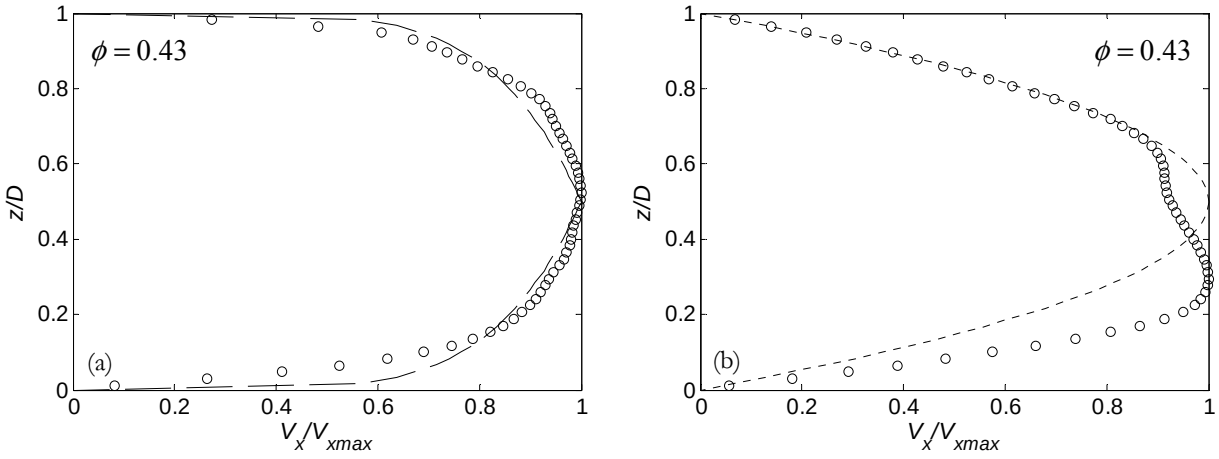


Figure 4.41 : Profils de vitesse longitudinale, Re_m=3500 (a) zone turbulente-Comparaison avec le profil turbulent, $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^{1/6}$ (b) zone moins turbulente-Comparaison avec le profil parabolique, $V_x/V_{xmax}=(1-r/R)^2$

Parmi les profils de la composante radiale (ou verticale) de la vitesse, certains révèlent quelques variations de faible intensité, $V_r < 0.5\% \times V_{x\max}$, qui sont de l'ordre de grandeur de la précision des mesures et ne peuvent être considérées comme véritablement significatives (Figure 4.39 et Annexes 2.2).

Les écoulements en régime intermittent se composent en réalité de zones d'écoulement turbulentes et laminaires. En effet, pour le cas d'un écoulement à Re_m=3500 et ϕ=0.43, nous avons pu délimiter deux zones distinctes : l'une présentant d'importantes bouffées turbulentes et une autre beaucoup moins perturbée. Le profil de vitesse instantanée de cet écoulement est représenté sur la Figure 4.40, en $\delta^+ = 63$. Le profil de vitesse longitudinale de la première région identifiée, correspond à l'intervalle de temps compris entre t=0.8 et 1.1s sur le signal de vitesse instantané. Il est représenté sur la Figure 4.41-a. On remarque que ce profil tend à suivre la loi puissance d'un écoulement turbulent ($V_{x\max}$=1.6m/s). Le second profil (Figure 4.41-b)

correspond à l'intervalle de temps compris entre t=0 et 0.25s, et s'apparente préférentiellement à un profil parabolique avec une vitesse maximale plus élevée que dans la zone turbulente ($V_{x\max}$=1.9m/s). Ces mesures confirment le comportement intermittent de cet écoulement.

4.2.2. Termes de contraintes visqueuse et turbulente

Les écoulements en régime intermittent ne sont pas établis ni parallèles. Nous n'avons pas effectué de bilan de quantité de mouvement, mais nous avons choisi de comparer les contributions des contraintes visqueuses ($\tau_\mu = \mu_m \frac{\partial V_x}{\partial r}$) et turbulentes ($\tau_t = -\rho_m \overline{v_x v_r}$), afin de mieux caractériser l'évolution du frottement pariétal en fonction de la concentration en phase dispersée. Les profils de ces deux contributions sont représentés sur les Figures 4.42 à 4.44. Les profils de la contrainte totale $\tau_{rx}(=\tau_\mu+\tau_t)$ et du terme de perte de charge ($r/2\times dP/dx$) sont également reportés sur ces courbes. Les contraintes sont calculées dans toute la section de la conduite et moyennées sur 2000 images. Le profil des contraintes a été étudié pour trois nombres de Reynolds : 3180, 3500 et 3900.

Pour Re_m~3180, deux écoulements dispersés ont été réalisés à ϕ=0.31 et 0.43. Entre ces deux cas d'écoulements, le frottement varie de façon significative (Figure 4.37). Lorsque ϕ=0.31, le frottement mesuré tend à s'approcher de la loi de frottement de Blasius alors que pour ϕ=0.43, il est plus proche de la loi de frottement de Hagen-Poiseuille. La Figure 4.42 présente le profil des contraintes visqueuses et turbulentes pour ces deux écoulements. Lorsque ϕ=0.31, la contrainte visqueuse est importante au niveau des parois (z/D<0.1 ou z/D>0.9) et vers le centre de la conduite c'est la contrainte turbulente qui prédomine. Pour le cas plus concentré (ϕ=0.43), c'est au contraire le terme de contrainte visqueuse qui domine dans toute la section de la conduite. Le frottement turbulent reste présent mais son intensité est faible ($\tau_t < 20\% \times \tau_{\mu\max}$). Ce résultat montre qu'une concentration plus élevée en gouttes a pour effet de diminuer le taux de turbulence de l'écoulement intermittent à un même nombre de Reynolds.

Pour Re_m~3900, des expériences ont été réalisées pour trois concentrations différentes : ϕ=0.31, 0.35 et 0.37 (Figure 4.37). Les cas à ϕ=0.31 et 0.35 ont un facteur de frottement identique, proche de la loi de Blasius, tandis que le cas ϕ=0.37 a un facteur de frottement plus faible. Les termes de contraintes visqueuse et turbulente de chacun de ces deux cas d'écoulements sont reportés sur la Figure 4.43. L'évolution des contraintes lorsque ϕ=0.31 et 0.35 est semblable à celle d'un écoulement turbulent. La contrainte turbulente est dominante dans la zone inertielle

de l'écoulement et la contrainte visqueuse est importante uniquement au niveau des parois. Cet effet est cohérent avec le fait que le frottement pariétal suive la loi de Blasius. Pour le cas plus concentré ϕ=0.37, le comportement des contraintes est différent. La contrainte visqueuse domine dans une plus large région (z/D >0.8 et z/D <0.2). De plus, la contrainte turbulente a une intensité plus faible qu'en écoulement pleinement turbulent et n'a pas un comportement linéaire au centre de la conduite. Il y a une compétition entre les contraintes, ce qui explique que le frottement pariétal ne puisse s'apparenter ni à la loi de Blasius ni à celle de Hagen-Poiseuille. Lorsque ϕ=0.37, il y a un retard à l'apparition de la turbulence par rapport aux cas ϕ=0.31 et 0.35.

Pour Re_m=3500, le frottement pariétal des dispersions ϕ=0.37 et 0.43 est identique (Figure 4.37). Les profils des contraintes visqueuses et turbulentes sont également similaires (Figure 4.44) : la contrainte visqueuse prédomine lorsque z/D <0.3 et z/D >0.8, et les termes de contrainte visqueuse et turbulente tendent vers zéro lorsque 0.4< z/D <0.6. Dans ce cas, il n'y a pas d'effet de la concentration. Le frottement pariétal est donc directement lié à la contribution de chaque contrainte, et par conséquent au taux de turbulence de l'écoulement. On appelle "taux de turbulence", le fait qu'un écoulement en régime intermittent ait un comportement global (lié au facteur de frottement pariétal) ou local (rapport entre τ_t et τ_μ), qui tende vers un écoulement plus ou moins turbulent.

L'étude de ces écoulements montre que la concentration en phase dispersée à un effet sur le retard à l'apparition de la turbulence. Cet effet est très sensible puisqu'il suffit de faire varier la concentration de quelques pourcents pour modifier un écoulement, à un nombre de Reynolds donné.

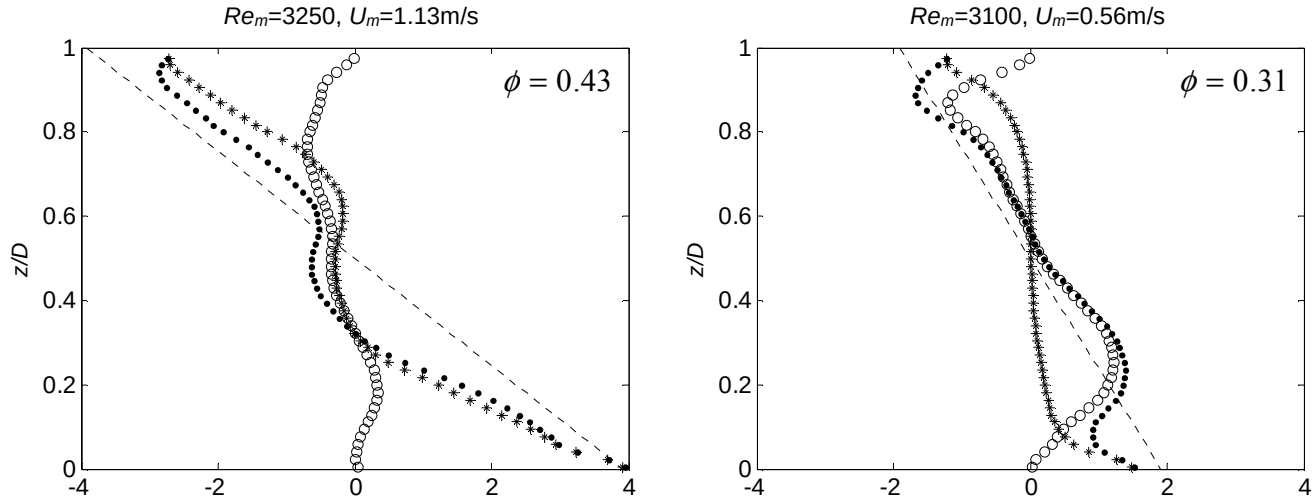


Figure 4.42 : Comparaison des termes de contrainte, Re_m~3180, (∗) Contrainte visqueuse, (○) Contrainte turbulente, (◆) Somme des contraintes, (---) Terme de perte de charge

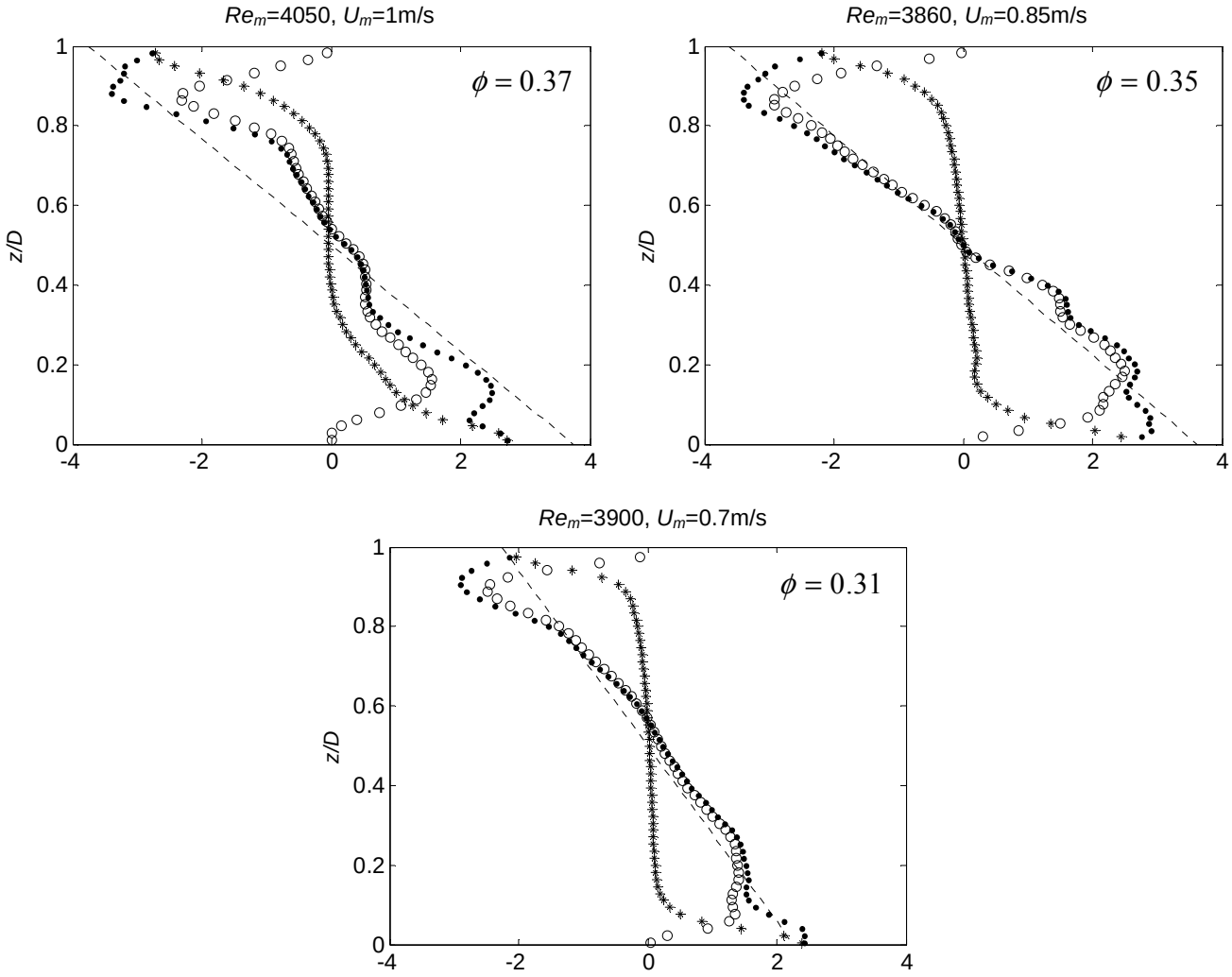


Figure 4.43 : Comparaison des termes de contrainte, Re_m~3900, (∗) Contrainte visqueuse, (○) Contrainte turbulente, (♦) Somme des contraintes, (---) Terme de perte de charge

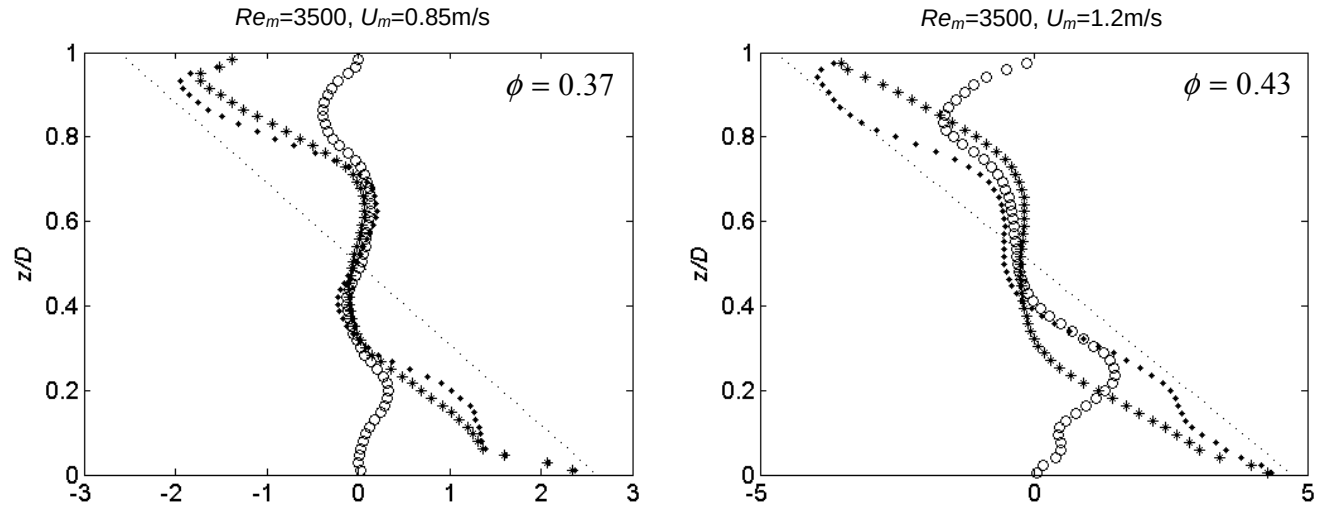


Figure 4.44 : Comparaison des termes de contrainte, Re_m=3500, (∗) Contrainte visqueuse, (○) Contrainte turbulente, (♦) Somme des contraintes, (⋯) Terme de perte de charge

4.2.3. Etude du champ fluctuant

a) Profils de vitesse rms

Les profils des vitesses *rms* (root mean square) normalisés par la vitesse de frottement sont présentés en annexe 2.3. Quelques uns sont repris dans la Figure 4.45 à Re_m=4050 (ϕ=0.37), 3500 (ϕ=0.43), 3100 (ϕ=0.31). Ces profils montrent qu'il y a une forte anisotropie des vitesses en particulier au centre de la conduite. Dans cette zone, les fluctuations de vitesse longitudinale sont de plus forte intensité qu'en écoulement pleinement turbulent ($\sqrt{\overline{v_x^2}}/v^* > 1$). L'intensité des fluctuations de vitesse en régime intermittent diminue lorsque Re_m diminue.

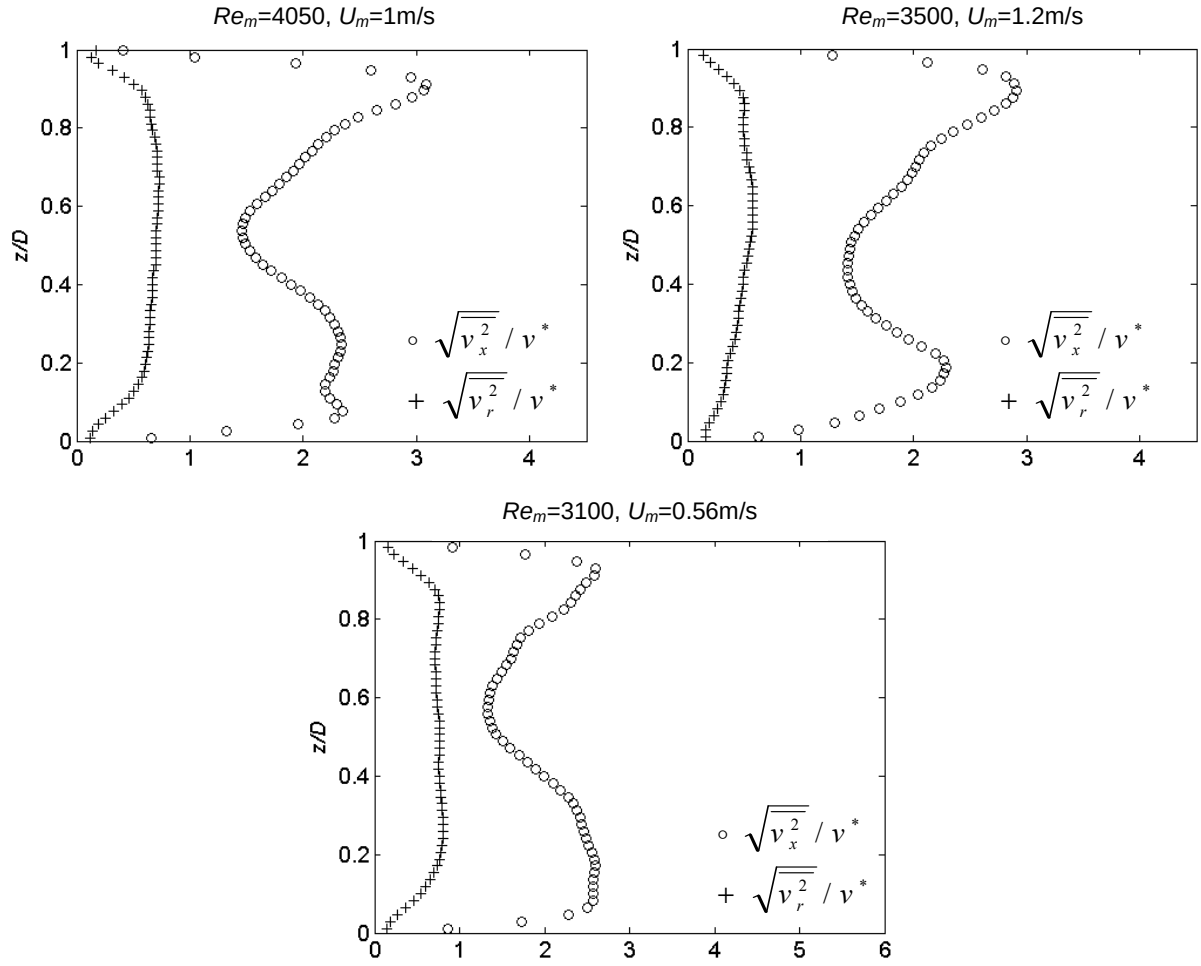


Figure 4.45 : Profils des vitesses *rms*, Re_m=4050(ϕ=0.37), 3500 (ϕ=0.43), 3100 (ϕ=0.31)

Pour déterminer la transition entre le régime intermittent et le régime pleinement turbulent, nous avons utilisé comme critère : l'isotropie des vitesses *rms* (Annexes 2.3). Pour ϕ=0.31, les fluctuations de vitesse sont isotropes à partir de Re_m~3900. A ϕ=0.35, les profils de vitesse *rms* montrent une forte anisotropie des vitesses à Re_m=3890, alors qu'à Re_m=4500, les fluctuations sont homogènes au centre de la conduite et le régime est pleinement turbulent.

Lorsque ϕ=0.37, le régime d'écoulement à Re_m=4650 est intermittent. La turbulence n'est pleinement développée qu'à Re_m=4900. L'ensemble de ces résultats est cohérent avec les profils de vitesses moyennes et le bilan de quantité de mouvement (Annexes 2.4). Il y a donc un retard à l'établissement d'un régime d'écoulement pleinement turbulent lorsque la concentration en phase dispersée augmente. C'est-à-dire que le régime intermittent existe à des nombres de Reynolds de mélange plus élevés lorsque la concentration en phase dispersée augmente.

b) Analyse des fluctuations de vitesses instantanées

L'analyse du signal des fluctuations de vitesse est effectuée afin d'évaluer les différentes échelles temporelles et spatiales associées à l'intermittence.

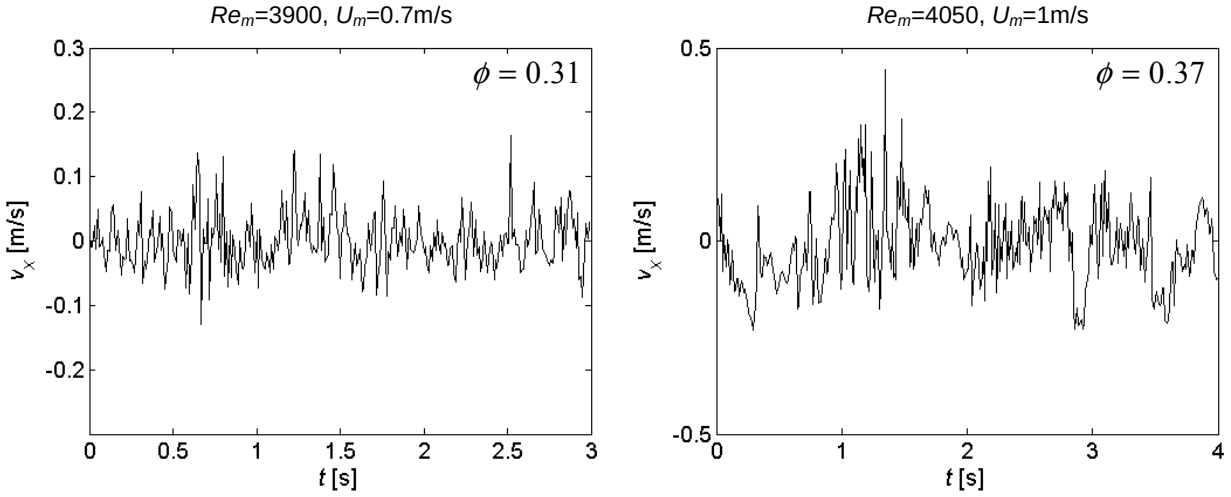


Figure 4.46 : Fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3980, δ^+=80

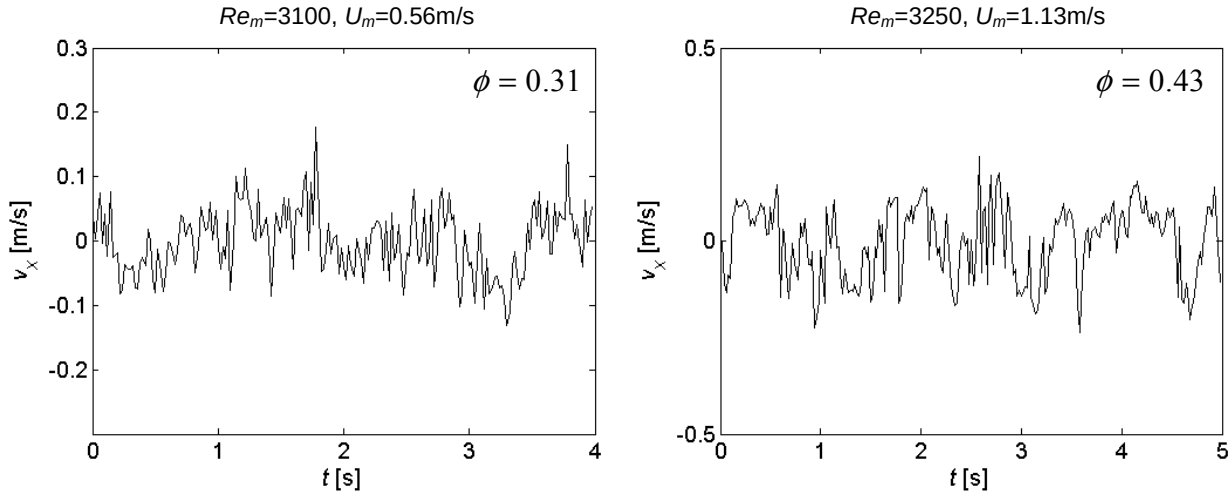


Figure 4.47 : Fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3180, δ^+=80

Les signaux de vitesse instantanée sont représentés sur la Figure 4.46 (Re_m~3980, ϕ=0.31 et 0.37) et sur la Figure 4.47 (Re_m~3180, pour ϕ=0.31 et 0.43), à une distance à la paroi δ^+=80. A partir de ces signaux bruts, il est difficile de distinguer des zones plus ou moins turbulentes. Les

coefficients de corrélation temporelle correspondants (Eq. 4-15) ont été tracés sur la Figure 4.48 et Figure 4.49. Lorsque Re_m=3900 (à ϕ=0.31), les points sont corrélés pour des temps courts (t~0.13s). Au-delà, le signal tend vers zéro, les variations observées sont dans le domaine du bruit de la mesure. Lorsque ϕ=0.37, on note une variation de forte amplitude du coefficient de corrélation au voisinage de 1.5s et de 3s. Ce même phénomène se reproduit à Re_m~3180 pour le cas le plus concentré (ϕ=0.43). Un signal périodique semble se dessiner avec une amplitude plus élevée, signe de la présence d'instabilités persistantes de grandes échelles de temps. Pour ce même nombre de Reynolds à ϕ=0.31, lorsque l'écoulement devient plus turbulent, le signal périodique s'atténue mais reste présent. Ainsi en régime intermittent, lorsque le taux de turbulence est assez faible (cas Re_m=3250, ϕ=0.43 et Re_m=4050, ϕ=0.37), des perturbations de large amplitude sont présentes au sein de l'écoulement.

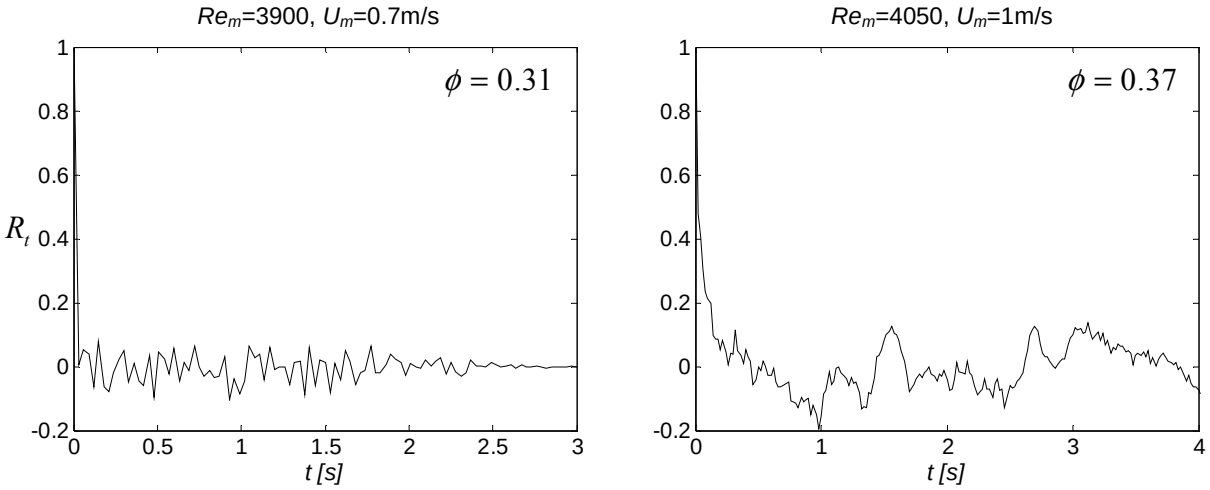


Figure 4.48 : Coefficients de corrélation temporelle des fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3980, δ^+=80 (z/D~0.7)

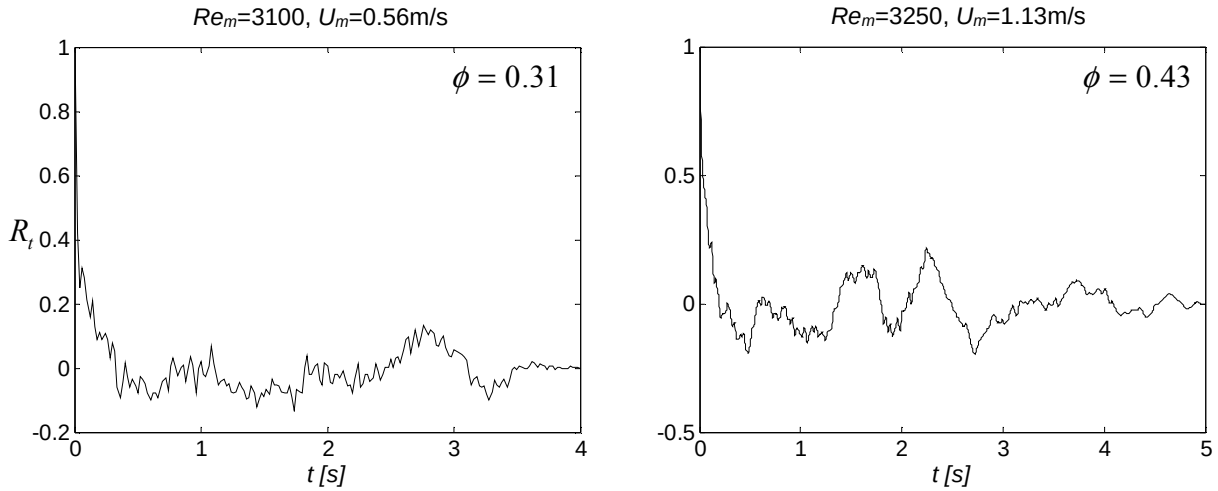


Figure 4.49 : Coefficients de corrélation temporelle des fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3180, δ^+=80 (z/D~0.6)

Pour associer des échelles spatiales aux structures temporelles observées, les coefficients de corrélation spatiale ont été tracés en δ^+=80. Quand les écoulements sont majoritairement turbulents, Re_m=3900, ϕ=0.31 (Figure 4.50) et Re_m=3100, ϕ=0.31 (Figure 4.51), les plus grandes structures turbulentes sont de l'ordre de 9mm et 15mm respectivement. Lorsque le taux de turbulence est plus faible, Re_m=4050, ϕ=0.37 (Figure 4.50) et Re_m=3250, ϕ=0.43 (Figure 4.51), les fonctions d'autocorrélation sont très différentes. La corrélation persiste sur des longues distances, traduisant la présence de fluctuation de large amplitude. Ces perturbations ressemblent à des puffs (Wygnanski et Champagne 1973 et Wygnanski *et al.* 1975). Elles sont principalement présentes lorsque le taux de turbulence est faible, et semblent être induites par des perturbations à l'entrée de la conduite.

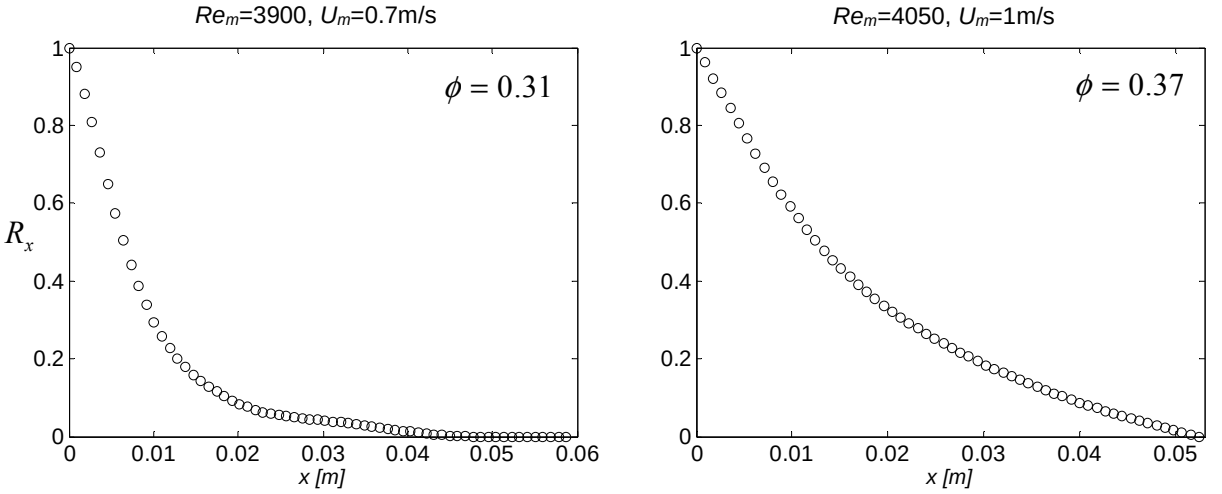


Figure 4.50 : Coefficients de corrélation spatiale des fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3980, δ^+=80 (z/D~0.7)

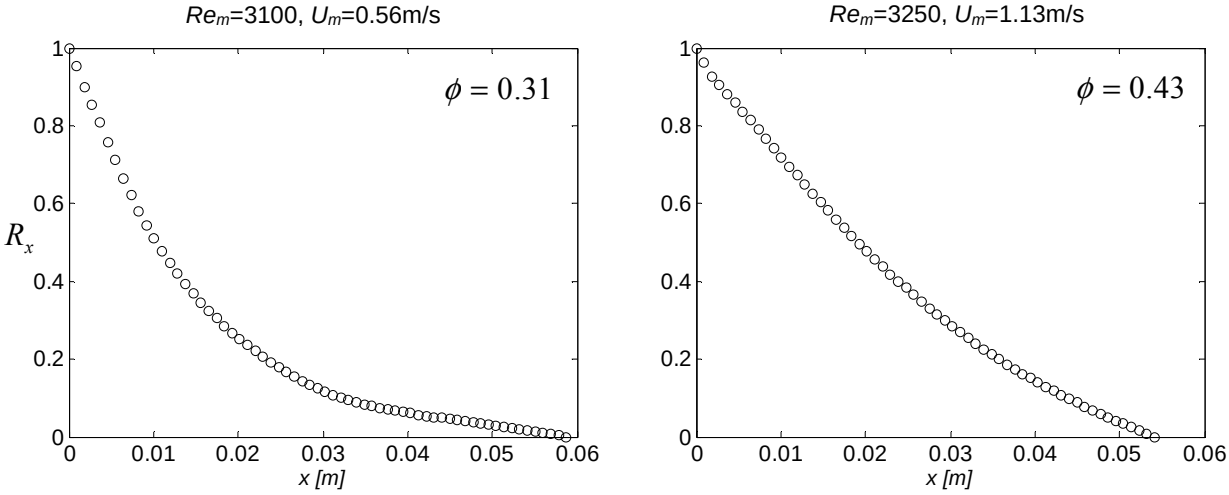


Figure 4.51 : Coefficients de corrélation spatiale des fluctuations de vitesse longitudinale Re_m~3180, δ^+=80 (z/D~0.6)

4.2.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime intermittent

Dans cette partie, nous avons pu mettre en évidence le caractère intermittent des écoulements dispersés, ainsi que l'effet de la concentration en phase dispersée sur l'atténuation de la turbulence, lorsque $0.31 \leq \phi \leq 0.43$. Nous avons observé l'apparition d'un retard à l'établissement du régime pleinement turbulent dû à la concentration en phase dispersée : (i) quand ϕ=0.31, le régime d'écoulement est pleinement turbulent à partir de Re_m=3900, (ii) lorsque ϕ=0.35, le régime turbulent apparaît à Re_m=4500, (iii) pour ϕ=0.37, le régime pleinement turbulent ne débute qu'à partir de Re_m=4900. Nous avons aussi montré la présence de perturbations de différentes amplitudes au sein de ces écoulements. La concentration a également un effet sur le début de la transition vers la turbulence. A partir de l'évolution de la loi de frottement (Figure 4.37), on remarque que le début du régime intermittent apparaît pour un nombre de Reynolds de 2850 à ϕ=0.43. Cela constitue un retard par rapport à la transition par rapport à un écoulement monophasique, si l'on se réfère aux mesures de Nikuradse (1950) (cf chapitre 3). Un phénomène similaire est observé par Matas *et al.* (2003) lorsque $0.25 \leq \phi \leq 0.3$.

4.3. Régime laminaire

Un écoulement en régime laminaire est un écoulement stable, permanent, non perturbé ou stable face à des perturbations de faible intensité. Dans le chapitre 3, nous avons identifié de nombreux cas d'écoulements dispersés dans ce régime. La Figure 4.52 illustre les essais correspondant à ces cas. Sur cette figure, seuls les points expérimentaux pour lesquels une analyse locale de l'écoulement a été réalisée, sont représentés. Nous examinons dans cette partie le détail de ces écoulements.

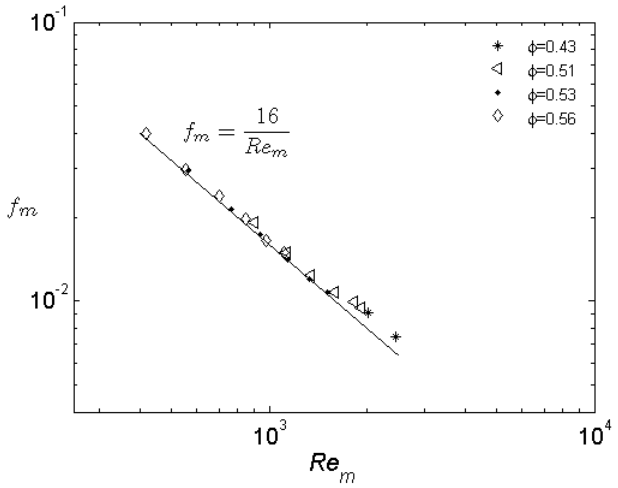


Figure 4.52 : Frottement pariétal en fonction du nombre de Reynolds en régime laminaire

Le nombre de Reynolds critique correspondant à la transition entre l'écoulement laminaire et intermittent peut être défini de deux manières, à partir du frottement pariétal et des mesures locales. (i) A partir du frottement pariétal, nous avons observé que les points expérimentaux suivent la loi de Hagen-Poiseuille jusqu'à Re_m~3000 (cf chapitre 3). (ii) L'analyse locale du champ fluctuant permet de définir la transition entre l'intermittence et le régime laminaire, comme le moment où la contrainte turbulente s'annule ($\tau_t = \rho_m \overline{v_x v_r} \to 0$). Les valeurs du tenseur de Reynolds, normalisées par la vitesse de frottement ($\overline{v_x v_r} / v^{*2}$), sont représentées sur la Figure 4.53 à différents nombres de Reynolds ($1350 \leq Re_m \leq 2850$). Pour un nombre de Reynolds de 2850, la contrainte turbulente varie linéairement au centre de la conduite et n'est pas nulle. Le tenseur de Reynolds ne tend à s'annuler qu'en deçà de Re_m=2450, ($\overline{v_x v_r} / v^{*2} < 10^{-2}$). La frontière du régime laminaire est en réalité difficile à définir, par manque de points expérimentaux dans cette zone de transition. Dans cette partie, nous allons donc analyser le champ hydrodynamique des écoulements dispersés en régime laminaire, en considérant que ce régime se développe lorsque

$Re_m \le 2450$. Les cas d'écoulement correspondants sont ($0.42 \le U_m \le 1.13$ m/s pour $0.51 \le \phi \le 0.56$) et ($0.7 \le U_m \le 0.85$m/s pour ϕ=0.43).

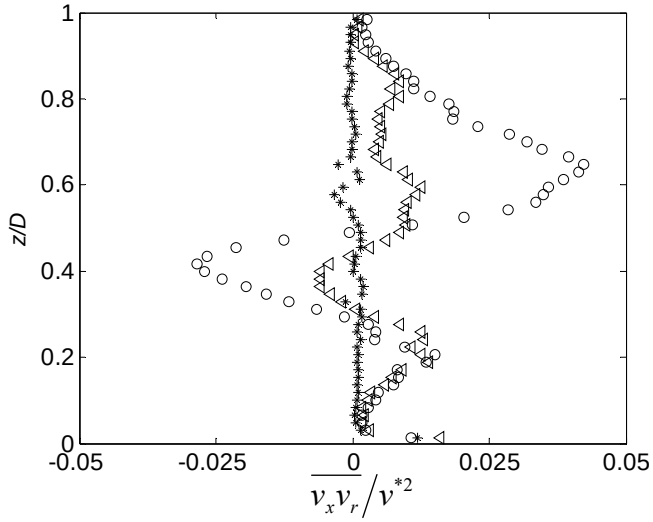


Figure 4.53 : Profil de la corrélation croisée normalisée par la vitesse de frottement, (○) Re_m=2850 (U_m=1m/s, ϕ=0.43), (Δ) Re_m=2450 (U_m=0.85m/s, ϕ=0.43), (✳) Re_m=1350 (U_m=0.85m/s, ϕ=0.51)

4.3.1. Etude du champ moyen

a) Re_m<1200

Lorsque Re_m<1200, le profil de vitesse longitudinale (V_x) suit le profil parabolique :

$$\frac{V_x}{V_{x\max}} = \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \tag{4-31}$$

avec

$$V_{x\max} = -\frac{R^2}{4\mu_m}\frac{\partial P}{\partial x} \tag{4-32}$$

Sur la Figure 4.54, deux profils de vitesse longitudinale ont été tracés pour un nombre de Reynolds de mélange constant, Re_m~870 (ϕ=0.51, U_m=0.56m/s et ϕ=0.56, U_m=0.85m/s). Ces profils se superposent parfaitement et sont bien décrits par le profil parabolique. On retrouve à partir des profils expérimentaux la relation, $V_{x\max} = 2 \times U_m$ avec un écart de 5% en moyenne. Pour ce même nombre de Reynolds, le profil radial de vitesse radiale (V_r) a été représenté sur la Figure 4.55. La vitesse V_r est nulle sur toute la section de la conduite. Les profils de vitesse moyenne (V_x et V_r) correspondent à un écoulement laminaire et parallèle.

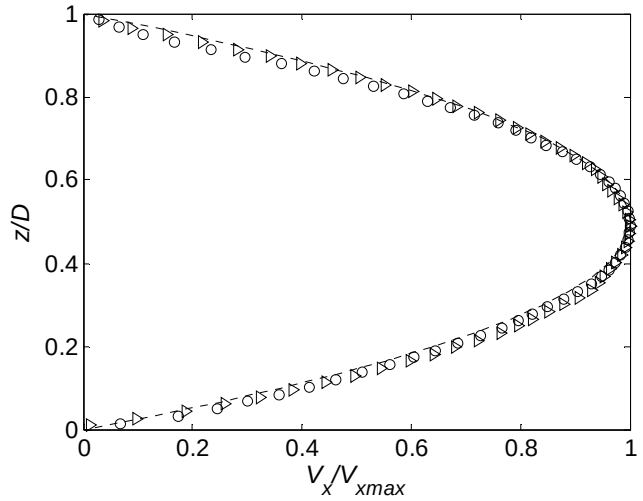


Figure 4.54 : Profils de vitesse longitudinale Re_m~870, (○) ϕ=0.51, U_m=0.56m/s, V_{xmax}=1.1m/s, (Δ) ϕ=0.56, U_m=0.85m/s, V_{xmax}=1.6m/s

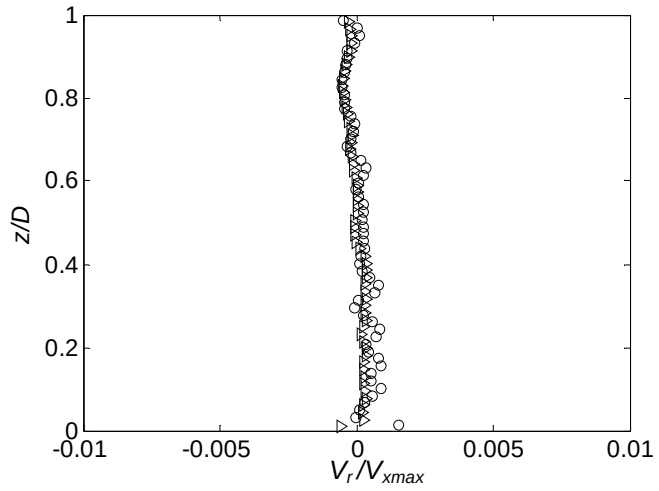


Figure 4.55 : Profils de vitesse radiale Re_m~870, (○) ϕ=0.51, U_m=0.56m/s, V_{xmax}=1.1m/s, (Δ) ϕ=0.56, U_m=0.85m/s, V_{xmax}=1.6m/s

b) 1200<Re_m<2450

Lorsque Re_m>1200, le profil radial de vitesse longitudinale devient dissymétrique quelle que soit la concentration en phase dispersée étudiée. La valeur limite du nombre de Reynolds (1200), au-delà de laquelle le profil de vitesse est dissymétrique, est une valeur moyenne déterminée à partir des différents profils étudiés (annexe 3.1). Deux profils de la composante longitudinale sont regroupés sur la Figure 4.56 (Re_m=2450 et 1800).

Les profils correspondants de la composante transverse de la vitesse sont reportés sur la Figure 4.57. On constate que cette composante n'est pas nulle sur toute la section de la conduite. Pour le cas Re_m=2450, la composante radiale est inférieure à $0.4\% \times V_{x\max}$, soit V_r<0.005m/s. Pour une maille élémentaire de 32×32 pixels^2 et un déplacement moyen de 8 pixels

correspondant à une vitesse moyenne de 0.85m/s, le déplacement de $V_{r\max}$ est égal à 0.05 pixel, ce qui correspond à la limite de la résolution du calcul PIV. Il en est de même pour le cas Re_m=1800. Les variations de V_r ne sont donc pas significatives et la vitesse radiale peut être considérée comme nulle.

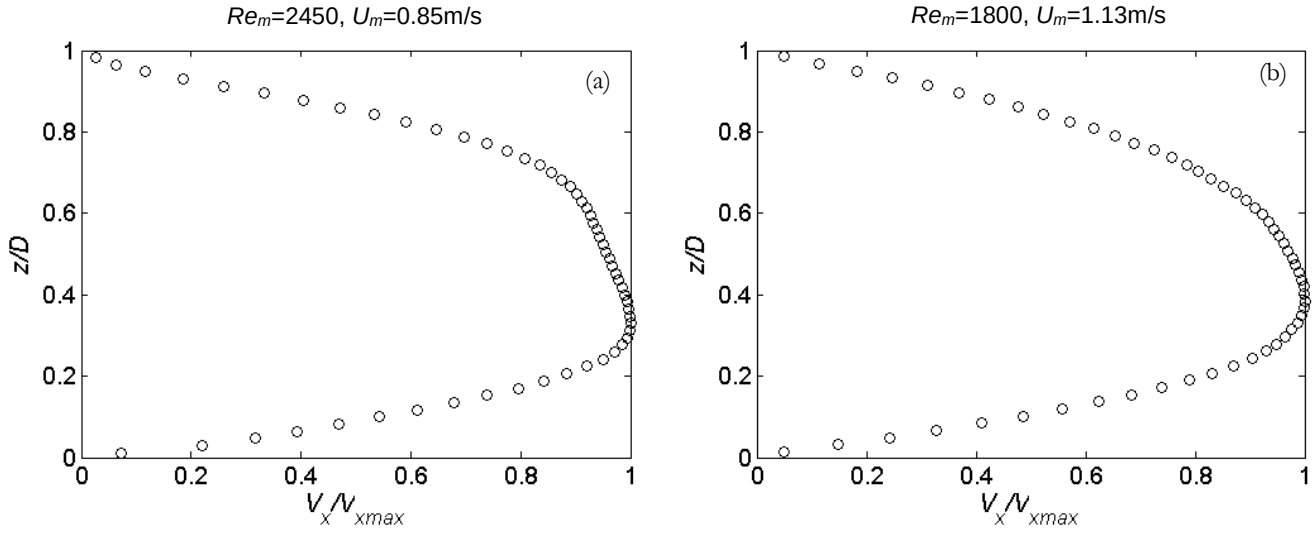


Figure 4.56 : Profils de vitesse longitudinale (a) Re_m=2450, U_m=0.85m/s, ϕ=0.43, V_{xmax}=1.39m/s, (b) Re_m=1800, U_m=1.13m/s, ϕ=0.51, V_{xmax}=2m/s

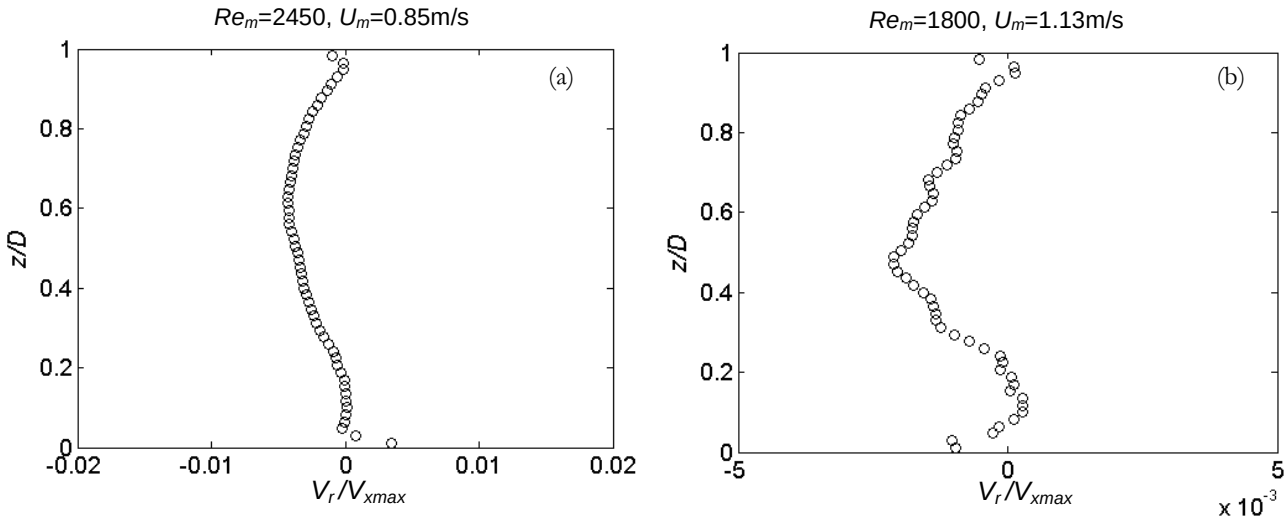


Figure 4.57 : Profils de vitesse radiale (a) Re_m=2450, U_m=0.85m/s, ϕ=0.43, (b) Re_m=1800, U_m=1.13m/s, ϕ=0.51

4.3.2. Bilan de quantité de mouvement

Lorsque Re_m<1200, les écoulements sont permanents et symétriques. L'équation du mouvement s'écrit :

$$0 = -\frac{r}{2}\frac{dP}{dx} + \tau_{rx} \tag{4-33}$$

τ_{rx} est égale à la contrainte visqueuse : $\tau_{\mu} = \mu_m \frac{dV_x}{dr}$

d'où :

$$0 = -\frac{r}{2}\frac{dP}{dx} + \mu_m \frac{dV_x}{dr} \tag{4-34}$$

Les termes du bilan de quantité de mouvement, c'est-à-dire le terme de perte de charge et la contrainte visqueuse sont représentés sur la Figure 4.58, pour Re_m=870. Ces deux termes sont égaux sur toute la section de la conduite. Le bilan de quantité de mouvement est donc vérifié. Toutefois, au niveau de la paroi supérieure de la conduite, le terme de contrainte visqueuse diminue. Cet effet est dû à un gradient de concentration au niveau de la paroi supérieure.

Lorsque $1200 \leq Re_m \leq 2450$, les profils de vitesse sont dissymétrique et le bilan de quantité de mouvement n'est plus vérifié. La Figure 4.59 présente les termes de perte de charge et de contrainte visqueuse pour Re_m=2450 et 1800. Dans les deux cas, la contrainte visqueuse tend à être égale au terme de perte de charge, mais on note cependant des fluctuations importantes. Comme il n'y a pas d'écoulements secondaires puisque V_r ~0, ces écarts sont dus à la dissymétrie des profils de vitesse, ce qui résulte probablement du caractère instationnaire de l'écoulement.

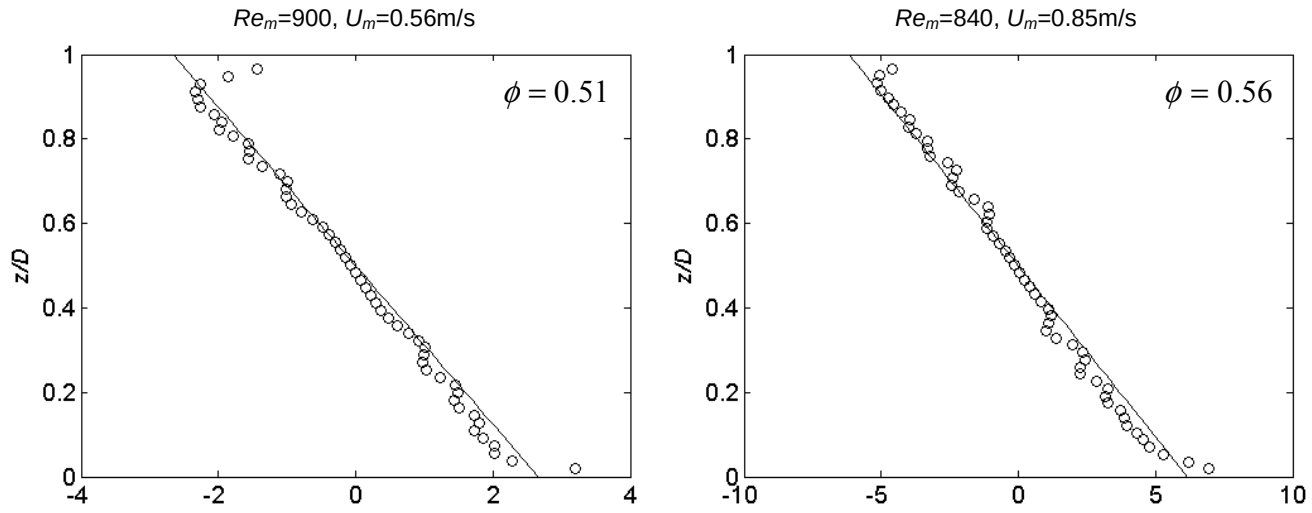


Figure 4.58 : Terme de contrainte visqueuse (○) et terme de perte de charge (—), Re_m~870

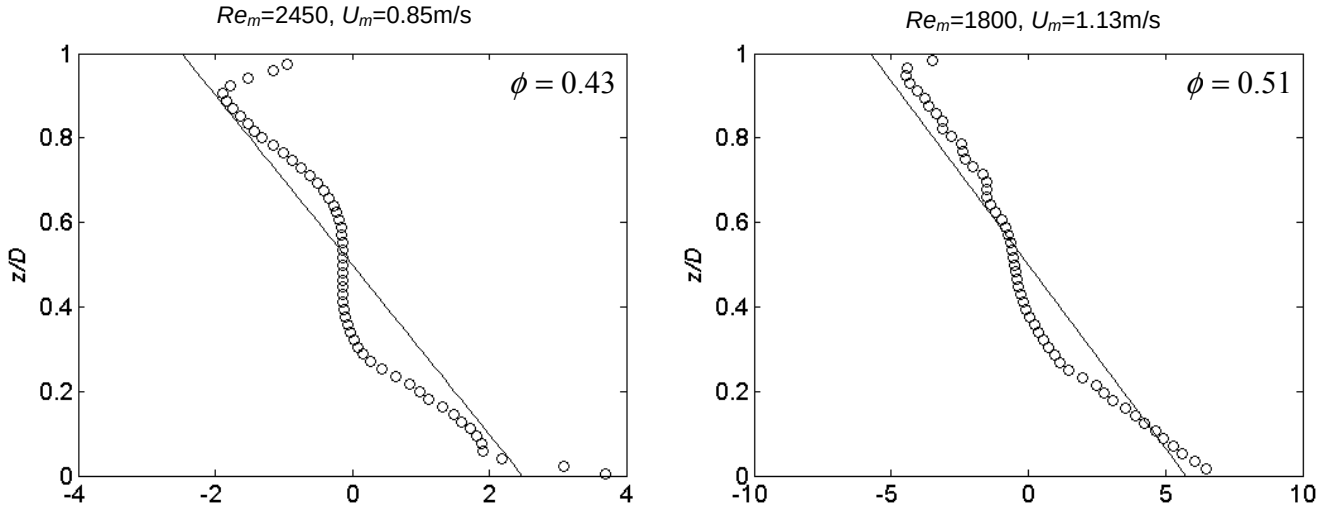


Figure 4.59 : Terme de contrainte visqueuse (○) et terme de perte de charge (—)

4.3.3. Etude des fluctuations de vitesse longitudinale

a) Re_m<1200

Lorsque Re_m<1200, il n'y a pas de fluctuation de la vitesse longitudinale. Sur la Figure 4.60 les variations de v_x (à Re_m=900) correspondent au bruit des mesures.

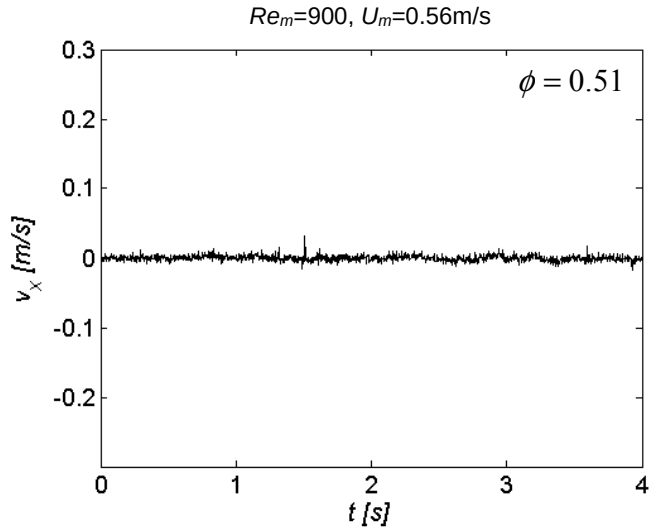


Figure 4.60 : Fluctuations de vitesse longitudinale v_x, Re_m=900

b) 1200<Re_m<2450

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1200, les fluctuations de vitesse longitudinale ne sont pas nulles. Les valeurs de ces fluctuations sont représentées sur la Figure 4.61 en fonction du temps, pour trois valeurs de Re_m (1600, 1800 et 2450). Ces fluctuations sont de faible intensité et associées à de grandes échelles de temps. On remarque que l'intensité des fluctuations s'atténue lorsque le nombre de Reynolds diminue. La périodicité des fluctuations de vitesse instantanée a

été établie grâce au coefficient de corrélation temporelle (Eq. 4-15). La corrélation temporelle est représentée dans la Figure 4.62 pour les trois cas. La période mesurée ne semble pas corrélée au Reynolds, mais plutôt à la vitesse moyenne de l'écoulement. On peut noter en effet que c'est une fonction décroissante de la vitesse moyenne. Pour Re_m=2450 (U_m=0.85m/s), le temps caractéristique T est de 0.74s, pour Re_m=1800 (U_m=1.13m/s), T=0.46s et pour Re_m=1600 (U_m=1m/s), T=0.6s. On remarque que l'amplitude des fonctions diminue avec le nombre de Reynolds.

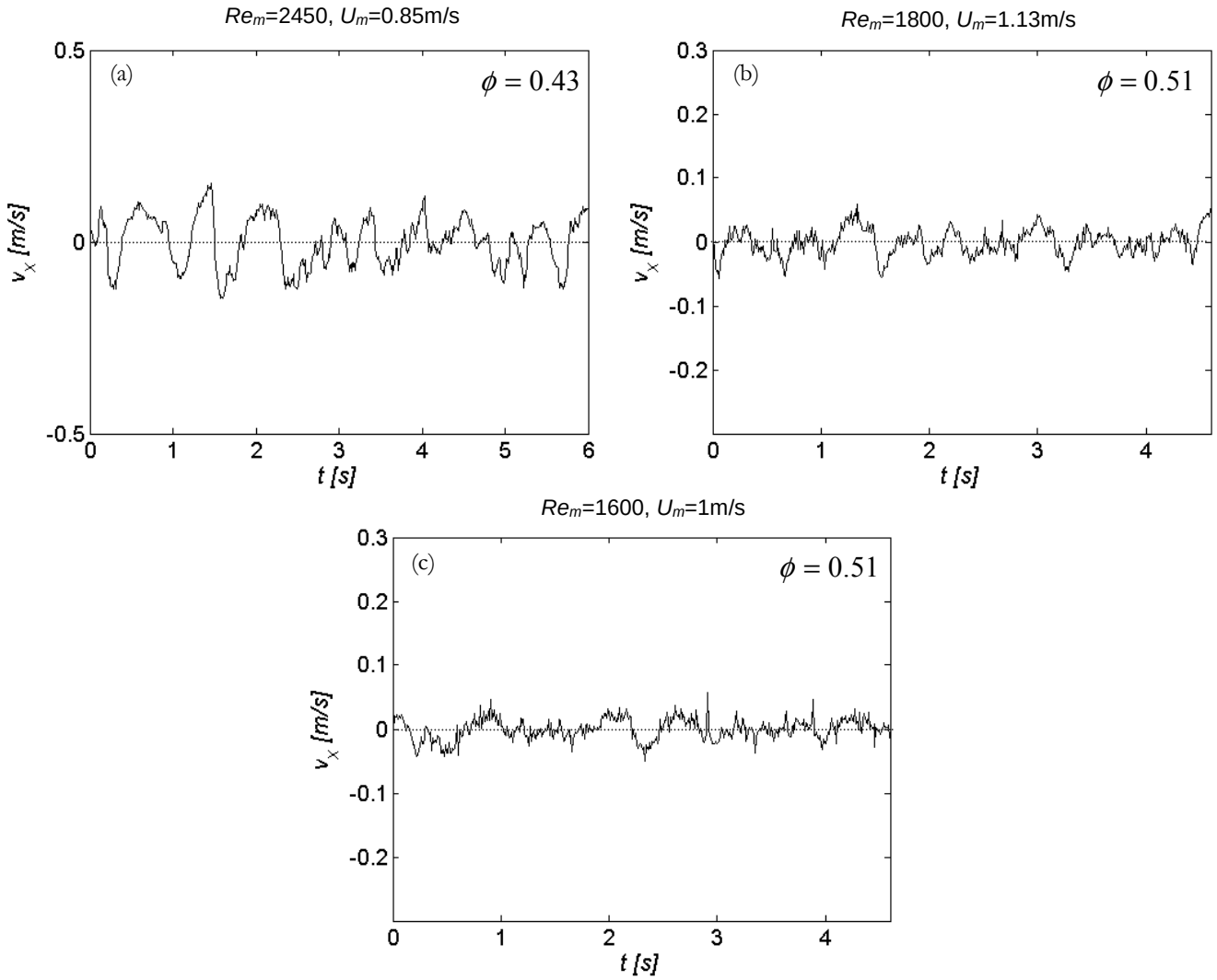


Figure 4.61 : Fluctuations de vitesse longitudinale v_x et (···) valeur moyenne de v_x (égale à 0) (a) Re_m=2450, U_m=0.85m/s, ϕ=0.43 (b) Re_m=1800, U_m=1.13m/s, ϕ=0.51 (c) Re_m=1600, U_m=1m/s, ϕ=0.51

Les coefficients de corrélation spatiale ont été calculés afin de déterminer l'échelle spatiale associée à ces perturbations. Un seul cas est présenté sur la Figure 4.63 : Re_m=1800 (z/D =0.6 et 0.8). Tous les points sont corrélés entre eux, la fonction est une droite qui tend vers zéro à la résolution maximale des mesures. Ces courbes sont sans doute tronquées par la taille de l'image,

suggérant que l'échelle de longueur des perturbations, qui se propagent dans la conduite, est probablement de plus large amplitude. Les coefficients de corrélation spatiale des cas Re_m=2450 et 1600 sont identiques et n'ont pas été représentés.

Ces perturbations peuvent provenir des conditions d'entrée ou de sortie de la conduite. Il est important de noter que la présence de ces fluctuations n'affecte que très faiblement le frottement pariétal, qui suit la loi de Hagen-poiseuille avec un écart de 12% (Figure 4.52). L'amplitude de ces perturbations s'atténue lorsque le nombre de Reynolds diminue (par effet de viscosité) et disparaissent lorsque Re_m<1200. Ces perturbations peuvent être à l'origine de la déformation des profils de vitesse et du caractère instationnaire de l'écoulement, lorsque $1200 \leq Re_m \leq 2450$.

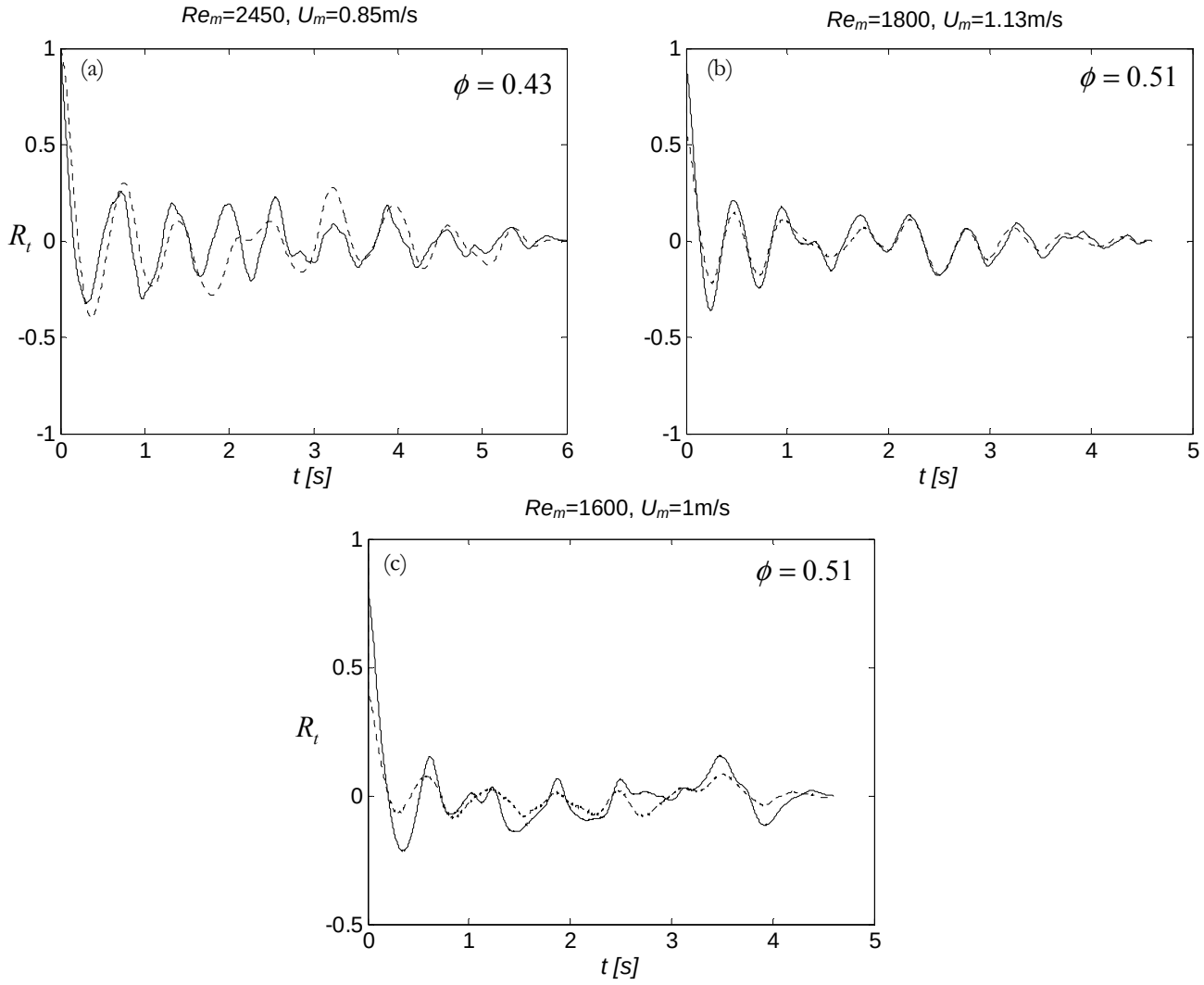


Figure 4.62 : Coefficients de corrélation temporelle en z/D=0.6 (—) et en z/D=0.8 (···) (a) Re_m=2450, U_m=0.85m/s, ϕ=0.43 (b) Re_m=1800, U_m=1.13m/s, ϕ=0.51, (c) Re_m=1600, U_m=1m/s, ϕ=0.51

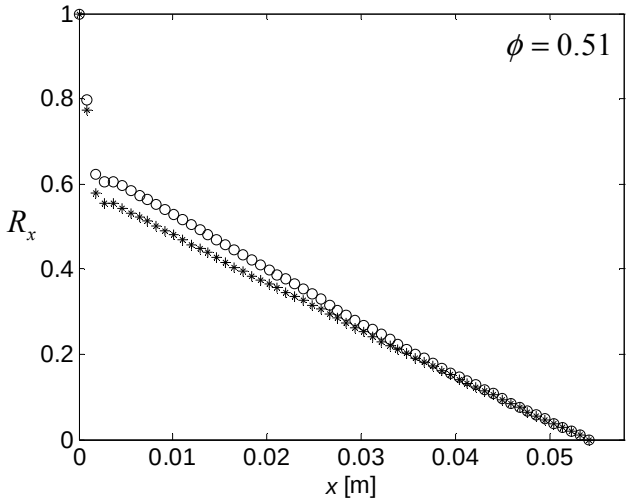


Figure 4.63 : Coefficients de corrélation spatiale Re_m=1800, U_m=1.13m/s, (○) z/D=0.6, (✳) z/D=0.8

4.3.4. Bilan sur les écoulements dispersés en régime laminaire

L'analyse hydrodynamique des dispersions concentrées ($\phi \geq 0.43$) a montré que le régime d'écoulement est laminaire pour $Re_m \leq 2450$. Nous avons toutefois remarqué la présence de perturbations de large amplitude au sein de l'écoulement, lorsque le nombre de Reynolds est compris entre 1200 et 2450. Ces perturbations affectent le comportement local des écoulements, les profils de vitesse longitudinale étant dissymétriques, mais ne perturbent que très peu le comportement global car le frottement pariétal suit la loi de frottement de Hagen-Poiseuille. Ces perturbations ne donnent pas naissance à de la turbulence.

4.4. Conclusion

L'analyse du comportement hydrodynamique des écoulements dispersés newtoniens a permis de mettre en évidence l'effet du nombre de Reynolds et de la concentration en phase dispersée sur le régime d'écoulement.

Le régime d'écoulement des dispersions est turbulent à partir d'un nombre de Reynolds de 4000 à 5000 suivant la concentration en phase dispersée. En écoulement pleinement turbulent, la phase dispersée a pour effet d'augmenter la viscosité du mélange et de contribuer à l'atténuation de la turbulence de la phase continue. Ainsi, pour un nombre de Reynolds fixé, les profils des vitesses moyennes et fluctuantes sont identiques à ceux d'un écoulement monophasique. Il en est de même pour les dispersions de gouttes ayant un diamètre de Sauter de 400μm. Toutefois, pour les dispersions de fines gouttes (d_{32}~25μm), les spectres en fréquence présentent une sensibilité au taux de phase dispersée aux hautes fréquences.

Pour de fortes concentrations en heptane ($\phi \geq 0.43$) et $Re_m \leq 2450$, le régime d'écoulement des dispersions devient laminaire. Lorsque $1200 \leq Re_m \leq 2450$, quelques perturbations de large amplitude apparaissent dans la conduite sans générer de turbulence, le comportement hydrodynamique des dispersions reste laminaire. Au-delà de Re_m=2450 à ϕ=0.43, ces perturbations donnent naissance à des bouffées turbulentes, marquant le début de la transition vers la turbulence, soit le régime intermittent.

Dans la région intermittente, à partir d'un nombre de Reynolds de 2450 et jusqu'à l'apparition du régime pleinement turbulent, nous avons observé que le taux de turbulence variait avec la concentration en phase dispersée ($0.31 \leq \phi \leq 0.43$). Il y a notamment un retard à l'apparition du régime pleinement turbulent lorsque la concentration augmente.

En conclusion, la phase dispersée contribue essentiellement à l'augmentation de la viscosité de mélange, en régime turbulent et laminaire. La concentration en phase dispersée induit cependant un effet supplémentaire sur la transition entre les différents régimes d'écoulement. Les mécanismes à l'origine de cet effet restent encore à identifier.

Chapitre 5 :

Ecoulement dense

5. ECOULEMENT DENSE 139

5.1. PARAMETRES DE L'ECOULEMENT 140

5.2. PROFILS DE VITESSE 142

5.3. LOI DE COMPORTEMENT 143

5.4. VISCOSITE APPARENTE 149

5.5. LOI DE FROTTEMENT PARIETAL 153

5.6. CONCLUSION 157

5. Ecoulement dense

Ce chapitre est consacré à l'étude du transport d'une dispersion en milieu dense, pour une concentration de 0.7, intermédiaire entre le domaine concentré (de la limite diluée à 0.6-0.65) et très concentré (ϕ>0.75). L'écoulement de cette dispersion fait ici l'objet d'une étude spécifique, car elle ne peut plus être assimilée à une suspension de type sphères dures monodisperses, et l'approximation de fluide newtonien n'est a priori plus valide. En effet, au-delà de ϕ=0.64, compacité maximale d'un empilement aléatoire de sphères dures monodisperses, une suspension de gouttes peut se réarranger et/ou se déformer sous l'effet du cisaillement. Les émulsions ont généralement un comportement rhéofluidifiant ou viscoélastique (Mason 1999). Pour les émulsions très concentrées (ϕ>0.75), l'augmentation de la concentration n'est plus possible sans la déformation des gouttes et dans ce cas, la rhéologie de l'émulsion est affectée par la rhéologie de l'interface goutte-film. Pour des concentrations intermédiaires, comprises entre 0.64 et 0.75, c'est le caractère polydispersé de l'émulsion qui est à l'origine du comportement non newtonien de celle-ci, lorsqu'il n'y a pas de déformation des gouttes. Cette polydispersité rend possible le réarrangement des gouttes au sein de l'émulsion, afin de minimiser la résistance au cisaillement, mécanisme généralement avancé pour expliquer le comportement rhéofluidifiant de l'émulsion dans ce domaine de concentration (Derkach 2009). Par ailleurs, il est également admis que la diminution du diamètre moyen des gouttes tend à renforcer le caractère rhéofluidifiant de l'émulsion. Précisons toutefois que cette classification et ces effets de taille restent limités aux émulsions non-colloïdales, c'est-à-dire pour lesquelles la portée des forces de surfaces reste faible devant l'épaisseur du film entre les gouttes. Dans le cas d'émulsions nanométriques ou de présence de particules colloïdales, il est tout à fait possible d'observer des comportements non-newtoniens dans des plages de concentration beaucoup plus faibles (Torres *et al.* 2007).

Même si les études rhéologiques sur les émulsions (w/o) ou (o/w) sont abondantes, du fait de leur mise en œuvre dans de larges secteurs de l'industrie, il y a peu de données expérimentales sur le champ fluide dans des conditions réelles d'écoulement des émulsions concentrées ou des mousses (Blondin et Doubliez 2002, Conan 2007). Ce manque de données s'explique par la difficulté de mesurer des champs de vitesse in situ dans une émulsion concentrée en écoulement (Bécu *et al.* 2005). La représentativité des lois de comportement observées aux écoulements réels reste alors posée, en particulier lorsque les écoulements présentent une forte hétérogénéité du champ de cisaillement.

Dans le chapitre 3, nous avons montré que le concept de milieu effectif permettait de décrire la structure locale de l'écoulement et les lois d'échelles du frottement pariétal, dans une

plage étendue du nombre de Reynolds (du régime laminaire au régime turbulent), et de concentration ($\phi \leq 0.56$).

Suivant la même approche, nous avons mesuré le champ de vitesse locale de l'écoulement de l'émulsion concentrée dans la conduite, à différentes vitesses de mélange. L'intérêt est ici d'utiliser ce champ de vitesse en régime d'écoulement établi et parallèle comme un rhéogramme, et de pouvoir dans le même temps caractériser l'impact de la rhéologie sur le frottement pariétal de façon similaire au travail de Massalova *et al.* (2003).

5.1. Paramètres de l'écoulement

La concentration volumique de l'émulsion étant fixée à 0.7, la seule variable opératoire est la vitesse moyenne du mélange, U_m. La mesure du champ de vitesse a été réalisée pour quatre valeurs de cette vitesse, comprises entre 0.56 et 1m/s. Il faut toutefois noter que, pour faire varier le débit, la vitesse de rotation de la pompe centrifuge a due être modifiée d'un essai à l'autre. Pour chaque vitesse débitante étudiée, les vitesses de rotation de la pompe sont reportées dans le tableau 1.

Tableau 5.1 : Paramètres de l'écoulement : vitesse moyenne de l'émulsion et vitesse de rotation de la pompe centrifuge

U_m [m.s^{-1}]	1	0.85	0.7	0.56
N [tr.min^{-1}]	2800	2400	2400	2200

Si la distribution de tailles de gouttes de l'émulsion a été mesurée en milieu dilué pour le système eau-glycérol/heptane, ces mesures par prélèvement n'ont pu être réalisées en milieu concentré. Dans le chapitre 2, nous avons montré en milieu faiblement concentré (ϕ=0.08) que pour des vitesses de rotation inférieures à 2400tr.min^{-1}, la distribution de taille de goutte était monomodale avec un diamètre moyen de 25µm. Au-delà de N=2400tr.min^{-1}, la taille moyenne des gouttes diminuent légèrement (20µm) et une seconde population de gouttes avec un diamètre moyen de 0.13µm apparaît (Figure 5.1), contribuant à l'augmentation de la polydispersité. Aucune mesure n'a été effectuée à 2800tr.min^{-1} (vitesse de rotation correspondant à l'essai réalisé à la vitesse de mélange la plus élevée 1m/s), il se peut que la taille et la distribution de taille des gouttes formées soient quelque peu différentes de celles obtenues à des vitesses de rotation plus faibles. Sans étudier en détail l'écoulement produit par la pompe centrifuge, il est probable que le mécanisme de fragmentation des gouttes au passage de la pompe reste inchangé, même aux fortes concentrations. Ce mécanisme est vraisemblablement piloté par la turbulence produite à la sortie des pales du rotor, dont l'intensité est reliée à la vitesse de rotation de la pompe (la

puissance dissipée varie comme N^3). Ainsi, pour une concentration de l'émulsion donnée, augmenter la vitesse de rotation de la pompe de 2200 à 2800tr/min revient à multiplier la puissance dissipée par un facteur 2. Si l'on se réfère à la théorie de Hinze-Kolmogorov, cela revient à diminuer le diamètre maximum stable de l'émulsion par un facteur compris entre 0.7 et 0.75 ($N^{-6/5}$ dans la zone inertielle et $N^{-3/2}$ dans la zone visqueuse). Même si cette variation paraît faible, dans cette zone intermédiaire de concentration, son impact sur la rhéologie de l'émulsion peut être significatif (Pal 2000).

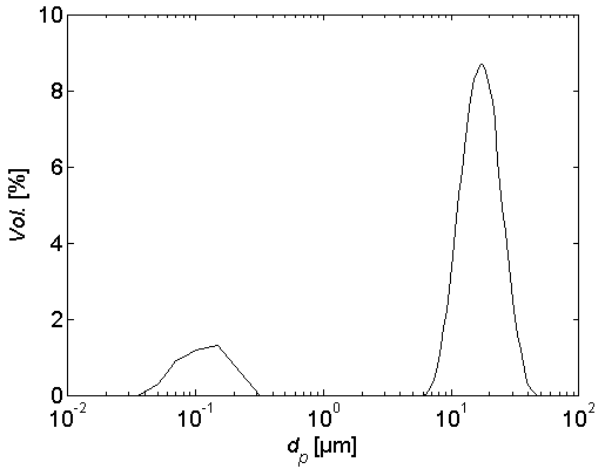


Figure 5.1 : Distribution de taille de goutte pour le système eau/heptane, ϕ=0.08
Vitesse de rotation de la pompe N=2400tr.min^{-1}

L'émulsion produite et entretenue à chaque passage dans la pompe est néanmoins instable en l'absence de surfactants. La faible concentration en particules d'ensemencement introduites dans la phase continue pour la mesure du champ de vitesse, ne peut être ici évoquée comme mécanisme stabilisateur de l'émulsion. En revanche, les interfaces étant probablement contaminées, l'évaluation du temps moyen de coalescence des gouttes soumises à un cisaillement de l'ordre de U_m/R peut être estimé en considérant des interfaces déformables et immobiles (Chesters 1991, Janssen *et al.* 2001). On constate qu'à ces fortes concentrations, le temps de coalescence est environ 10 fois plus élevé que le temps d'interaction (en R/U_m), laissant ainsi supposer que les processus de coalescence restent minoritaires au cours du transport de l'émulsion dans la conduite.

Dans les expériences réalisées à plus faible concentration, nous avons pu déterminer les régimes d'écoulement homogène, c'est-à-dire ceux pour lesquels les gouttes sont réparties de façon uniforme dans toute la section de la conduite (cf chapitre 2). Pour une concentration de 0.7, l'analyse des niveaux de gris sur les images brutes de la nappe laser montre que la dispersion en milieu dense reste homogène quelque soit la vitesse de mélange.

Rappelons enfin que pour chaque cas, le gradient longitudinal de pression a été mesuré à l'aide du capteur de pression différentielle.

5.2. Profils de vitesse

Les profils radiaux de la composante longitudinale de la vitesse moyenne sont reportés sur la Figure 5.3 pour les 4 vitesses de mélanges étudiées. Nous avons vérifié que ces profils étaient établis dans la zone d'écoulement étudiée. Sur la Figure 5.2, deux profils de vitesse moyennés sur 2000 images (soit un temps d'acquisition de 8s) sont représentés pour des positions distantes de 5cm selon l'axe longitudinal à une vitesse de mélange de 0.85m/s. Les profils sont identiques, ce qui montre que l'écoulement est établit. Pour l'ensemble des vitesses étudiées, aucune fluctuation de vitesse significative n'a été observée, le régime d'écoulement est donc laminaire. L'allure de l'ensemble des profils radiaux de la composante longitudinale de la vitesse moyenne (Figure 5.3) révèle le caractère non newtonien de l'émulsion que l'on peut comparer à un profil parabolique (courbes en pointillés pour le cas à 1m/s). On note un aplatissement du profil autour de l'axe de la conduite, qui tend à devenir plus prononcé lorsque la vitesse moyenne augmente. Cette allure des profils suggère l'existence d'un comportement de fluide à seuil. Malgré le caractère globalement symétrique de ces profils, on peut cependant noter une légère dissymétrie au voisinage des parois. Les points de mesures étant équidistants, le gradient de vitesse apparaît légèrement plus élevé dans la partie inférieure que dans la partie supérieure de la conduite, résultant probablement d'une légère différence de concentration des gouttes suivant la verticale.

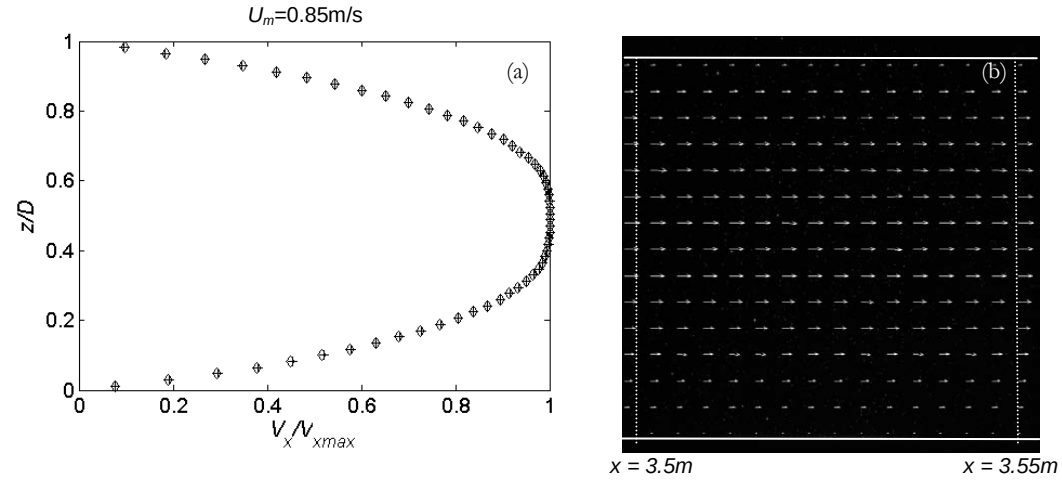


Figure 5.2 : (a) Profil radial de vitesse longitudinale pour des positions axiales distantes de 5cm, (◊) *x*=3.5m et (+) *x*=3.55m (distance par rapport à l'entrée de la conduite) (b) Position des profils correspondants sur l'image enregistrée

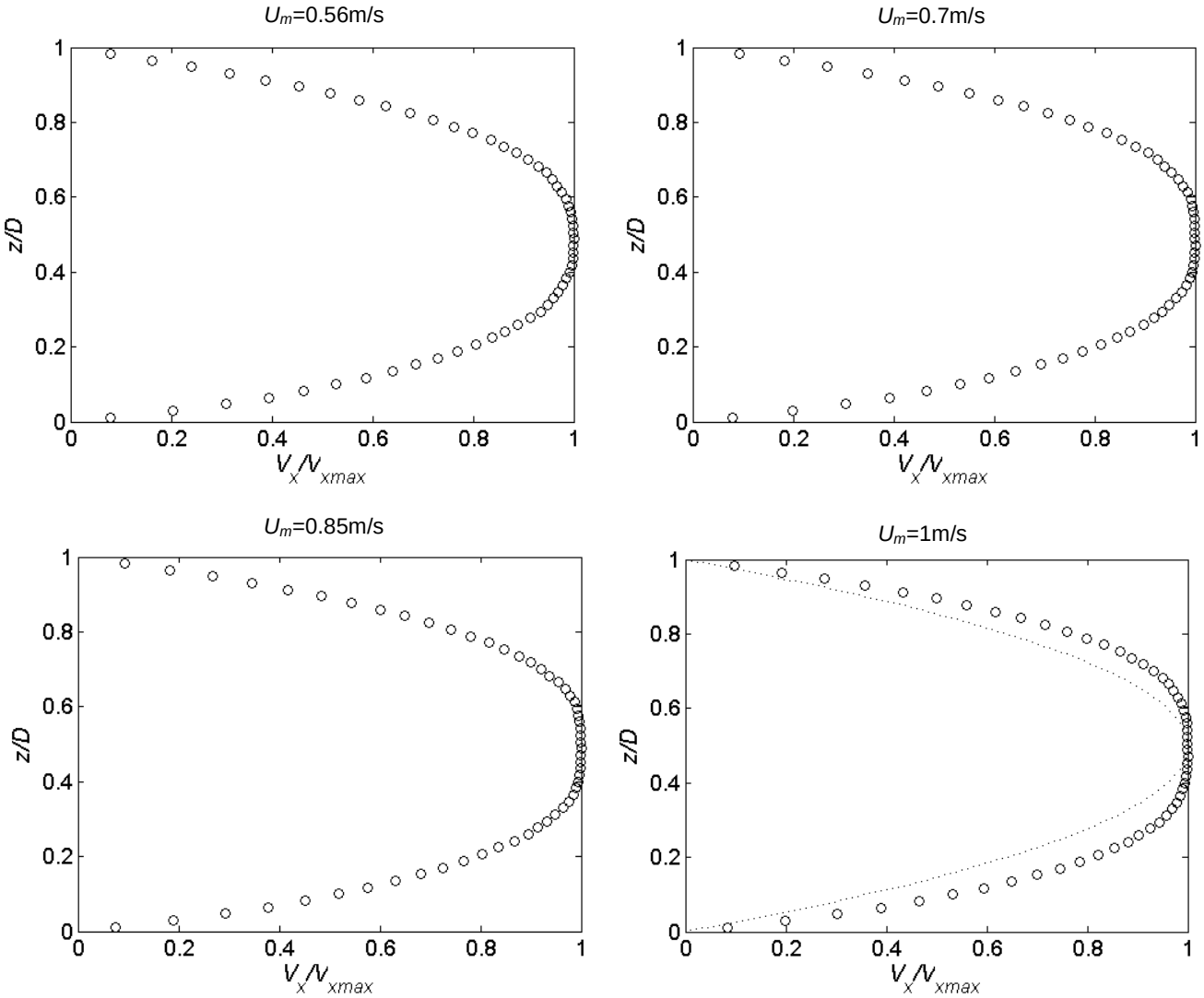


Figure 5.3 : Profil radial de vitesse moyenne longitudinale adimensionnelle ($z/D=r/2R\pm0.5$), V_{xmax}=0.93, 1.1, 1.4, 1.6m/s. Pour le cas à 1m/s, la courbe en pointillés représente le profil parabolique.

5.3. Loi de comportement

L'écoulement dans la conduite étant permanent, établi et parallèle, le bilan de quantité de mouvement suivant la direction longitudinale s'écrit alors en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial r\tau_{rx}}{\partial r}=\frac{\partial P}{\partial x}=cte \qquad (5\text{-}1)$$

soit en intégrant suivant r :

$$\tau_{rx}=\frac{r}{2}\frac{dP}{dx} \qquad (5\text{-}2)$$

Pour chaque écoulement, il y a équivalence à un facteur près entre la contrainte de cisaillement et la position radiale dans la section de la conduite. Les profils du gradient suivant r de la composante longitudinale de la vitesse sont représentés sur la Figure 5.4. L'évolution du

gradient de vitesse n'est pas linéaire dans toute la conduite. On observe un comportement linéaire du gradient uniquement près des parois. La dispersion n'a donc pas un comportement newtonien, mais rhéofluidifiant. Un agrandissement du profil pour le cas à 1m/s, permet de constater qu'il n'y a pas de contrainte seuil dans notre système : le gradient de vitesse ne s'annule qu'au centre de la conduite. A la précision de la résolution spatiale de notre écoulement, nous pouvons conclure que si elle existe, cette contrainte est inférieure à 0.9Pa (cette valeur est estimée à partir de la fenêtre des mesures PIV, $0.9\times0.9\text{mm}^2$, et de la valeur de perte de charge maximale, dP/dx=1800Pa.m^{-1}), et peut donc être négligée. On remarquera ici l'intérêt de ce champ de déformation en conduite qui permet d'obtenir le comportement rhéologique de l'émulsion dans la limite des faibles déformations sans présenter l'inconvénient classique des rhéomètres, à savoir l'ambiguïté liée à la vitesse de glissement à la paroi (Meeker *et al.* 2004, cité dans Derkach 2009).

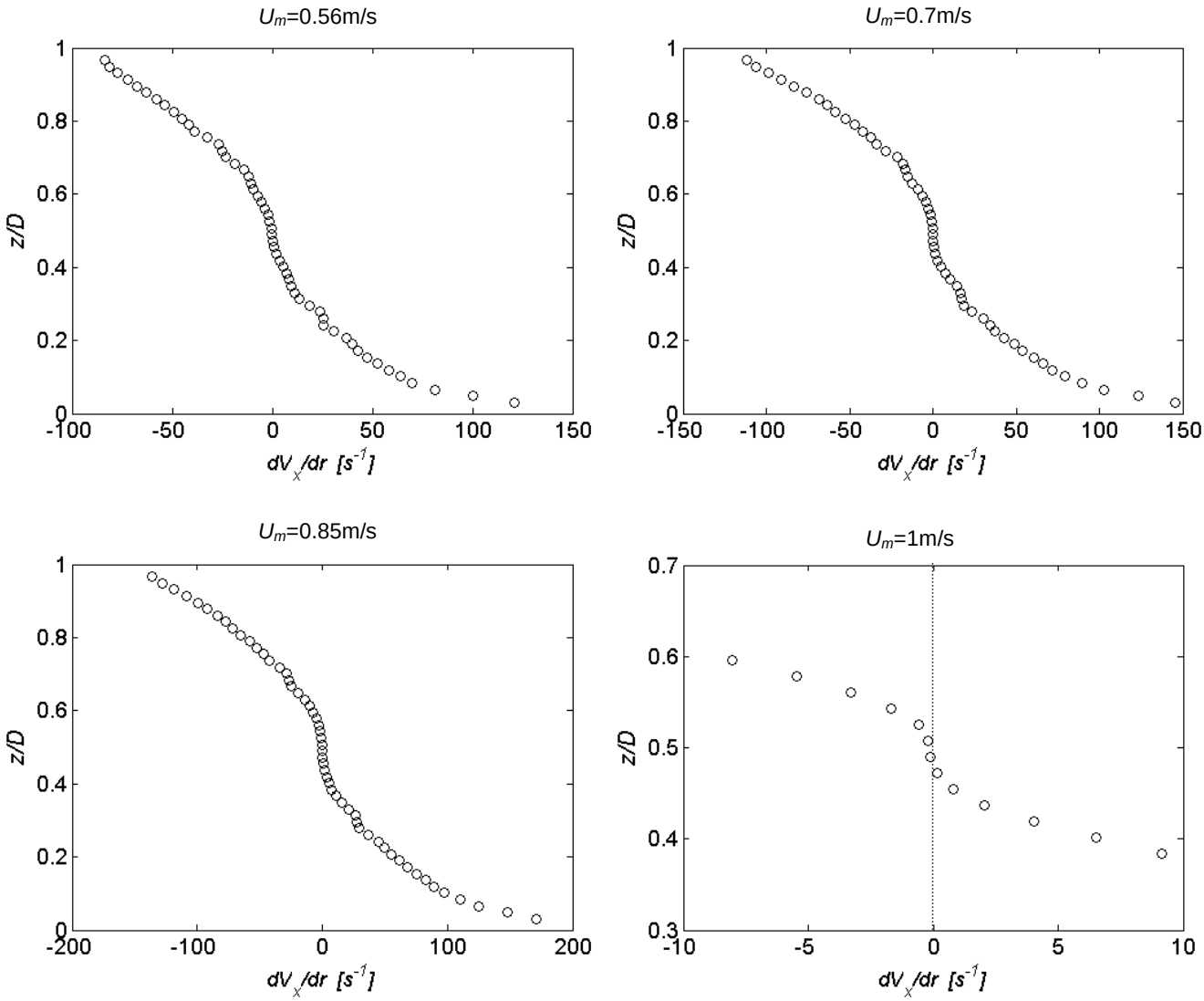


Figure 5.4 : Profils radial du gradient de vitesse longitudinale pour les 4 vitesses étudiées, (···) terme de contrainte. Un zoom du profil est présenté dans le cas à 1m/s.

Les résultats de la Figure 5.4 nous conduisent donc à tester sur nos résultats une loi de type Ostwald de Waele :

$$\tau_{rx} = \left(\kappa \left| \dot{\gamma} \right|^{n-1} \right) \dot{\gamma} = \left(\kappa \left| \frac{dV_x}{dr} \right|^{n-1} \right) \frac{dV_x}{dr} \tag{5-3}$$

où n est l'indice de l'écoulement ($0 < n \leq 1$) et κ le facteur de consistance. Il est important de noter que les paramètres de cette loi empirique n'ont aucune signification physique, les dimensions de κ (Pa.s^n) dépendent de n. En substituant (5-3) dans (5-2), l'intégration suivant r donne l'expression classique du profil de vitesse axiale :

$$V_x(r) = \frac{n}{n+1} R^{\frac{n+1}{n}} \left(-\frac{1}{2\kappa} \frac{dP}{dx} \right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right) \tag{5-4}$$

Soit encore :

$$V_x(r) = V_{x\max} \left(1 - (r/R)^{\frac{n+1}{n}} \right) \tag{5-5}$$

avec

$$V_{x\max} = \frac{n}{n+1} R^{\frac{n+1}{n}} \left(-\frac{1}{2\kappa} \frac{dP}{dx} \right)^{\frac{1}{n}} \tag{5-6}$$

L'indice de l'écoulement, n, peut être estimé à partir du profil de vitesse moyenne longitudinale :

$$\log\left(1 - V_x / V_{x\max}\right) = \left(\frac{n+1}{n} \right) \log\left(r/R\right) \tag{5-7}$$

Le profil logarithmique de la vitesse moyenne est représenté sur la Figure 5.5 pour les quatre vitesses de mélange étudiées. L'indice d'écoulement diffère sensiblement dans la partie supérieure (symboles ronds) et inférieure de la conduite (symboles croix), traduisant la légère différence de concentration entre les deux parties. Par exemple, pour le cas U_m=0.7m/s, n~0.48 et n~0.52, dans la partie supérieure et inférieure de la conduite respectivement. L'indice moyen est de 0.5. Pour les quatre vitesses de mélange étudiées ($0.56 \leq U_m \leq 1$m/s), l'indice de l'écoulement identifié est très proche de 0.5, sauf pour le cas U_m=0.56m/s où le gradient de concentration est plus important. Cette valeur est identique à celle obtenue par Conan (2007) pour des émulsions très concentrées (ϕ>0.85) réalisées avec le même système de phases et des gouttes de taille millimétrique (3-4mm). Notons toutefois que Conan note l'existence d'un seuil et que le caractère rhéofluidifiant de l'émulsion, dans ce cas, est dû à la déformation des gouttes dont la taille est d'ordre millimétrique et non à la polydispersité de l'émulsion. Sur la Figure 5.6, le profil expérimental de la vitesse moyenne adimensionnelle (U_m=1m/s) est comparé au profil

correspondant à l'équation (5-5) avec n=0.5. La loi puissance représente dans une très bonne approximation le champ de vitesse mesuré.

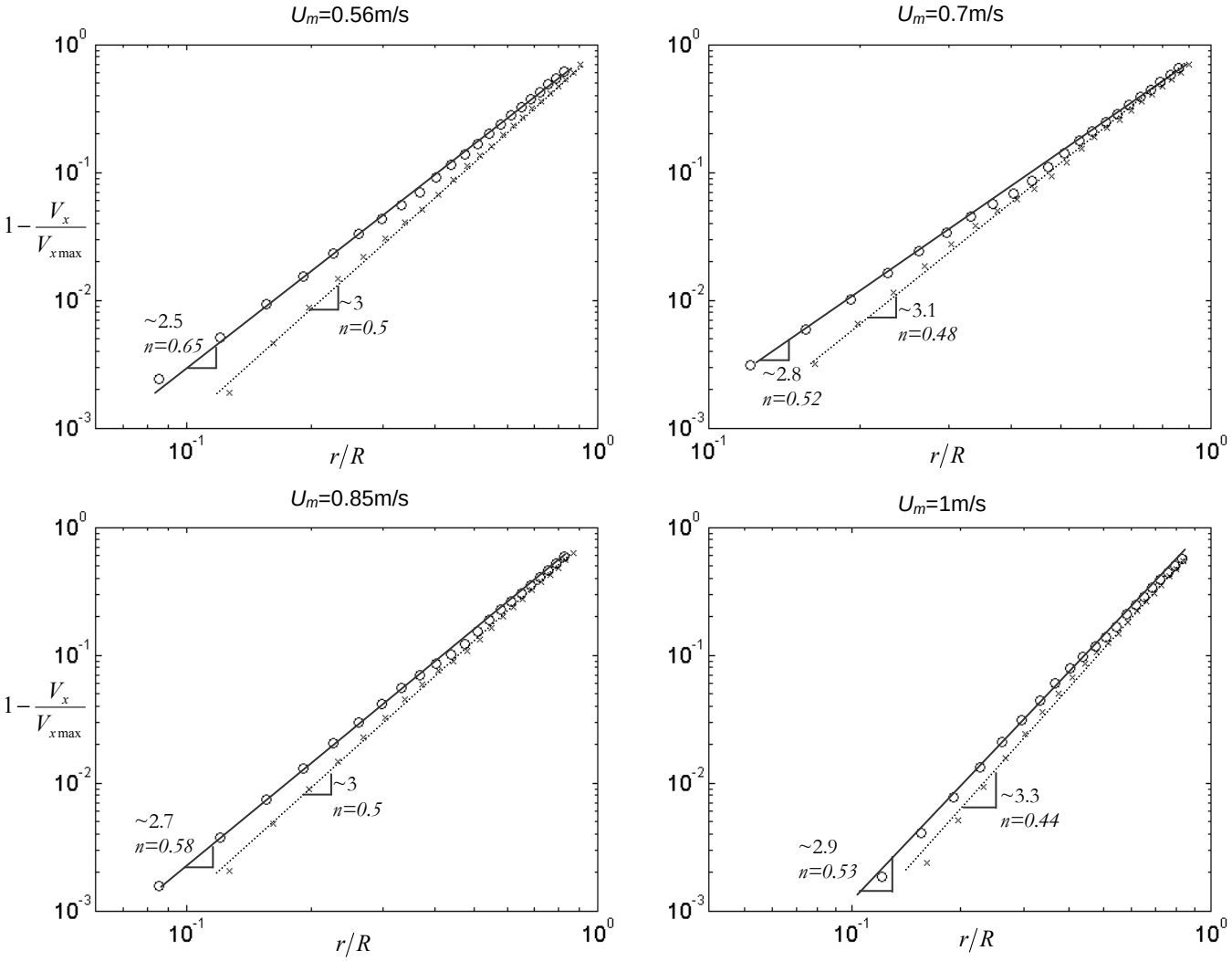


Figure 5.5 : Profil radial de (1- V_x/ V_{xmax}) en fonction de r/R, (×) partie inférieure de la conduite, (○) partie supérieure de la conduite

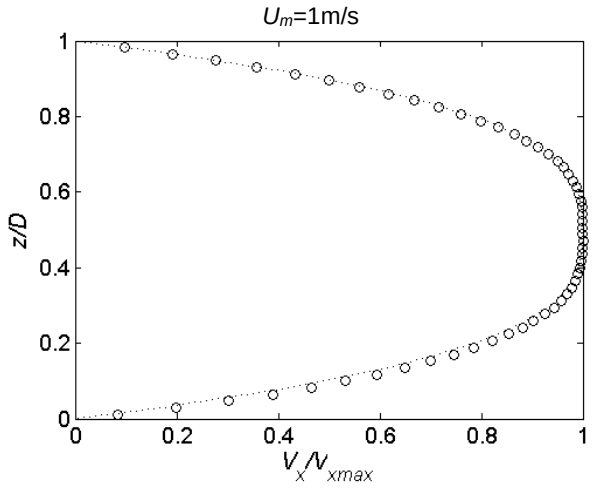


Figure 5.6 : Profil radial de V_x (U_m=1m/s) - Courbe en pointillés: Eq. (5-5) avec n=0.5

A partir de la loi d'Ostwald et connaissant l'indice de l'écoulement, il est possible d'estimer le facteur de consistance de l'écoulement (5-8) :

$$\kappa = \frac{\tau_{rx}}{\dot{\gamma}\left|\dot{\gamma}\right|^{n-1}} = \frac{r}{2\dot{\gamma}\left|\dot{\gamma}\right|^{n-1}}\frac{dP}{dx} \qquad (5\text{-}8)$$

Pour chaque point du profil de déformation, une valeur de κ peut être ainsi déterminée, à l'exception de la zone centrale où les fluctuations sont trop importantes (c'est-à-dire lorsque *r* et le gradient de vitesse deviennent petit). Les profils du facteur de consistance sont reportés sur la Figure 5.7, pour chaque débit étudié. On remarque que dans chaque cas, le profil de κ est à peu près constant suivant la section de la conduite, la valeur moyenne étant de l'ordre de l'unité. Cette valeur a tendance à augmenter avec la vitesse de l'écoulement, variant entre 1.1 et 1.6Pa.s$^{0.5}$ lorsque la vitesse varie entre 0.57 et 1m/s. On remarque également que l'écart de concentration entre les parties inférieure et supérieure de la conduite se traduit par une légère diminution de κ lorsque z/D tend vers zéro, et par une légère augmentation dans la partie supérieure (z/D tend vers 1). Ces variations en proche paroi n'affectent pas de façon significative la valeur moyenne de κ calculée pour chaque vitesse de mélange. Les valeurs κ de sont présentées dans le Tableau 5.2.

Tableau 5.2 : Evolution du facteur de consistance en fonction de la vitesse de rotation de la pompe

U_m [m.s^{-1}]	1	0.85	0.7	0.56
N [tr.min^{-1}]	2800	2400	2400	2200
κ [Pa.s$^{0.5}$]	1.6	1.4	1.36	1.13

Les variations des valeurs moyennes du facteur de consistance en fonction de la vitesse de mélange ne peuvent s'expliquer par une variation de concentration comme le montrent les études de Mason *et al.* (1996) et Conan (2007). En effet, la concentration est constante pour tous les essais (ϕ=0.7). Par contre, le probable changement de taille et de distribution de taille des gouttes formées entre les différentes conditions opératoires peut constituer une explication plausible à la variation du facteur de consistance. Si l'on compare les valeurs de κ pour les quatre débits étudiés aux valeurs des vitesses de rotation de la pompe correspondantes (Tableau 5.2), on constate que celles-ci sont fortement corrélées : la vitesse de rotation la plus faible correspondant à la plus faible valeur de κ. On peut donc en conclure que le facteur de consistance tend à augmenter lorsque le diamètre moyen de l'émulsion diminue, augmentant ainsi la viscosité apparente de l'émulsion.

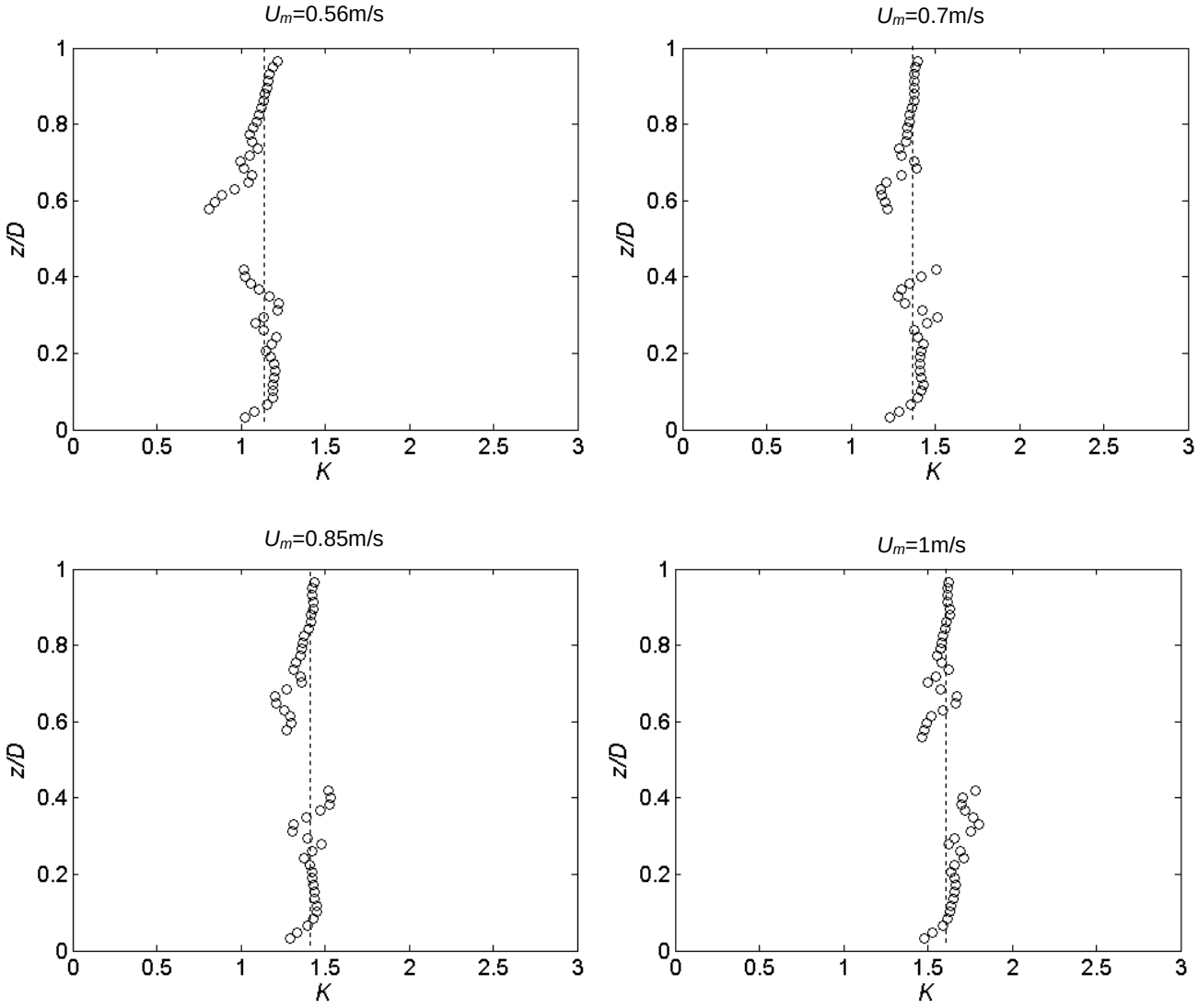


Figure 5.7 : Profil radial du facteur de consistance κ en Pa.s$^{0.5}$. Les traits verticaux représentent la valeur moyenne

Cette tendance est cohérente avec les résultats de Pal (1996 et 2000) qui a observé une augmentation de la viscosité dans la zone intermédiaire lorsque la taille des particules diminue ($0.6 \le \phi \le 0.72$). On remarque également que dans les deux cas où la vitesse de rotation est constante (U_m=0.7 et 0.85m/s), les valeurs de κ sont pratiquement identiques, confirmant ainsi l'effet probable du diamètre moyen des gouttes sur ce paramètre.

Les profils radiaux de la vitesse moyenne longitudinale ont été comparés sur la Figure 5.8 aux profils calculés par l'expression du profil de vitesse (Eq. 5-4), qui prend en compte à la fois la valeur l'indice de l'écoulement (n=0.5) et le facteur de consistance. Les points expérimentaux suivent parfaitement le profil théorique, en utilisant les valeurs de κ propres à chaque vitesse de mélange.

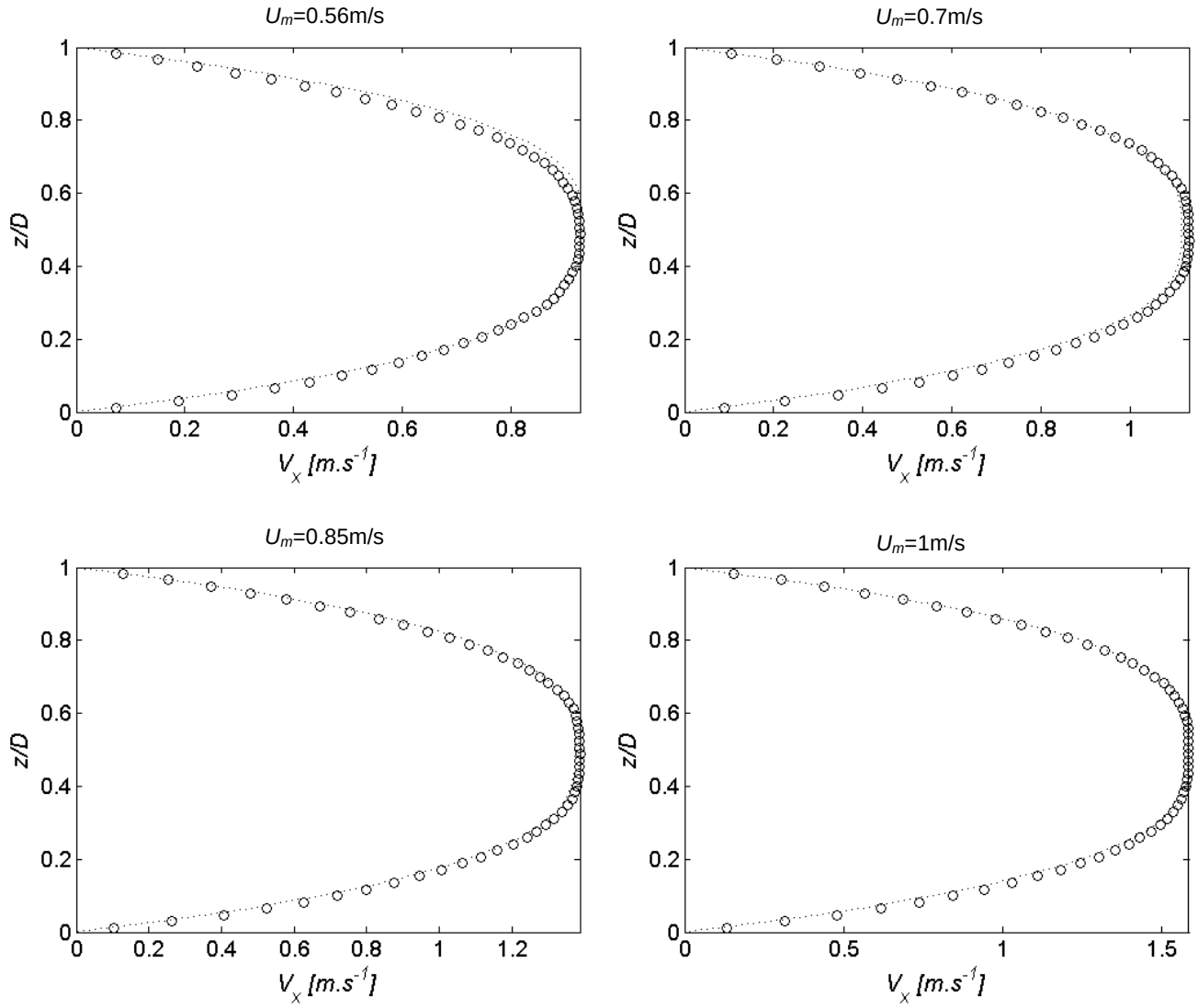


Figure 5.8 : Profil radial de la vitesse moyenne longitudinale – Comparaison avec le profil théorique (Eq. 5-4)

5.4. Viscosité apparente

Nous examinons à présent les profils de viscosité apparente déduite des rhéogrammes obtenus pour les quatre débits étudiés. Ces rhéogrammes sont reportés sur la Figure 5.9. Sur chaque graphe, nous avons distingué les profils obtenus dans la partie supérieure de la conduite (cercles creux) de ceux obtenus dans la partie inférieure (croix), afin d'évaluer l'effet du léger gradient de concentration entre le haut et le bas de la conduite. Sur ces graphes, les courbes continues représentent la loi d'Ostwald avec l'indice d'écoulement n=0.5 et les valeurs du facteur de consistance κ du Tableau 5.2. Pour un même débit, les différences entre les deux parties de la conduite restent faibles, à l'exception des points en proche paroi (c'est-à-dire pour les valeurs les plus élevées de la contrainte), où la contrainte tend à être plus faible dans la partie inférieure que

dans la partie supérieure de la conduite. La dissymétrie la plus marquée est observée pour le débit le plus faible (U_m=0.56m/s).

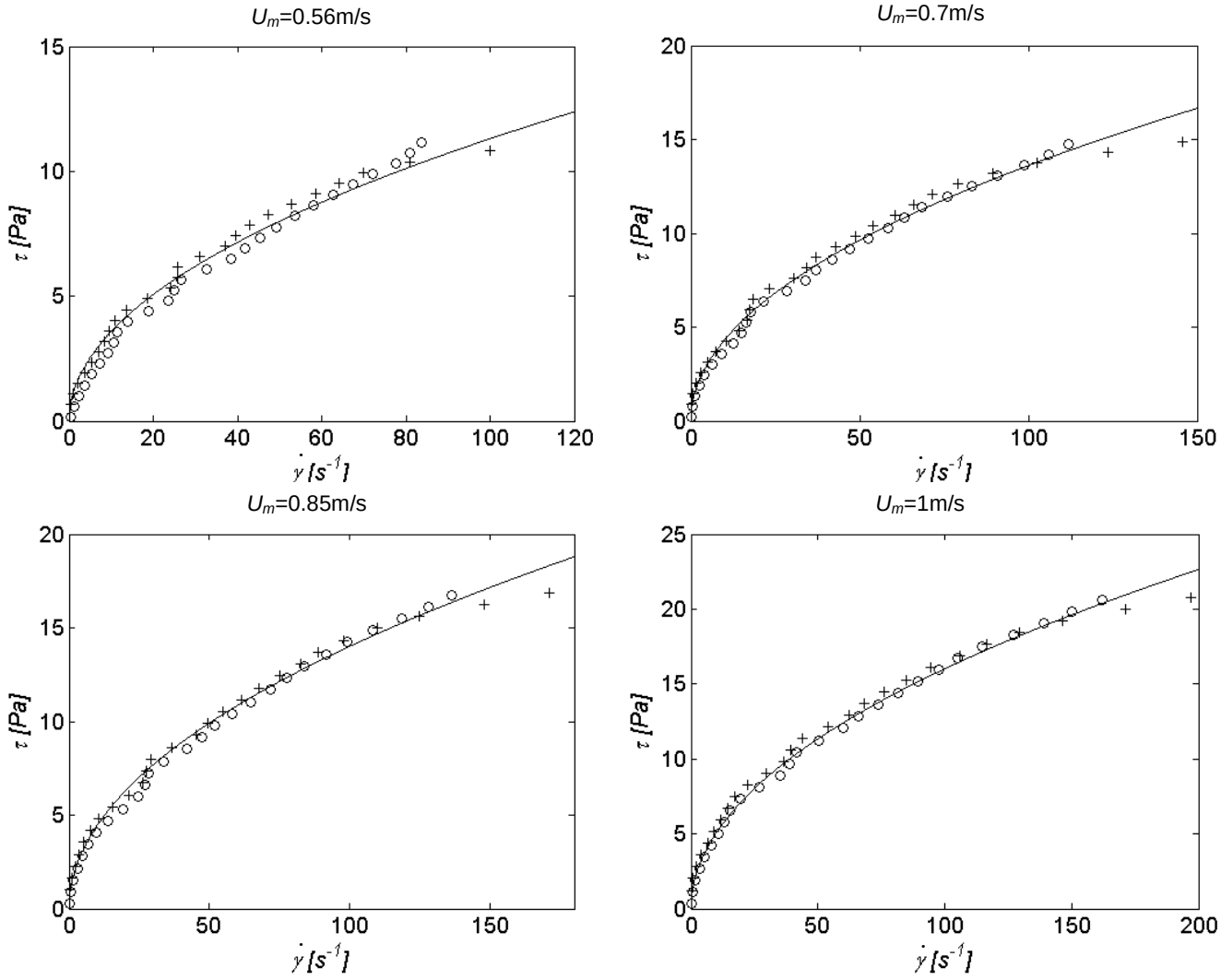


Figure 5.9 : Rhéogrammes de la dispersion (en valeur absolue) pour différentes vitesses de mélange + (0<*z/D*<0.5), ○ (0.5<*z/D*<1)

Sur la Figure 5.10, la viscosité apparente de l'émulsion ($\mu_a = |\tau_{rx}|\dot{\gamma}^{-1}$) a été tracée en fonction du taux de cisaillement. On remarque sur ces courbes quelques points (au voisinage de 20s^{-1}) pour lesquels la viscosité apparente augmente légèrement avec le cisaillement. Cet effet peut être dû à un réarrangement local des gouttes. Le diamètre moyen des gouttes étant de l'ordre de 25µm et le cisaillement maximal de 200s^{-1}, le nombre Capillaire caractéristique de la déformation des gouttes en écoulement laminaire est très faible ($Ca \leq 4.10^{-4}$). L'émulsion peut être considérée comme une suspension de sphères non déformables. Le caractère rhéofluidifiant n'est pas dû à la déformation des gouttes mais à la polydispersité du système.

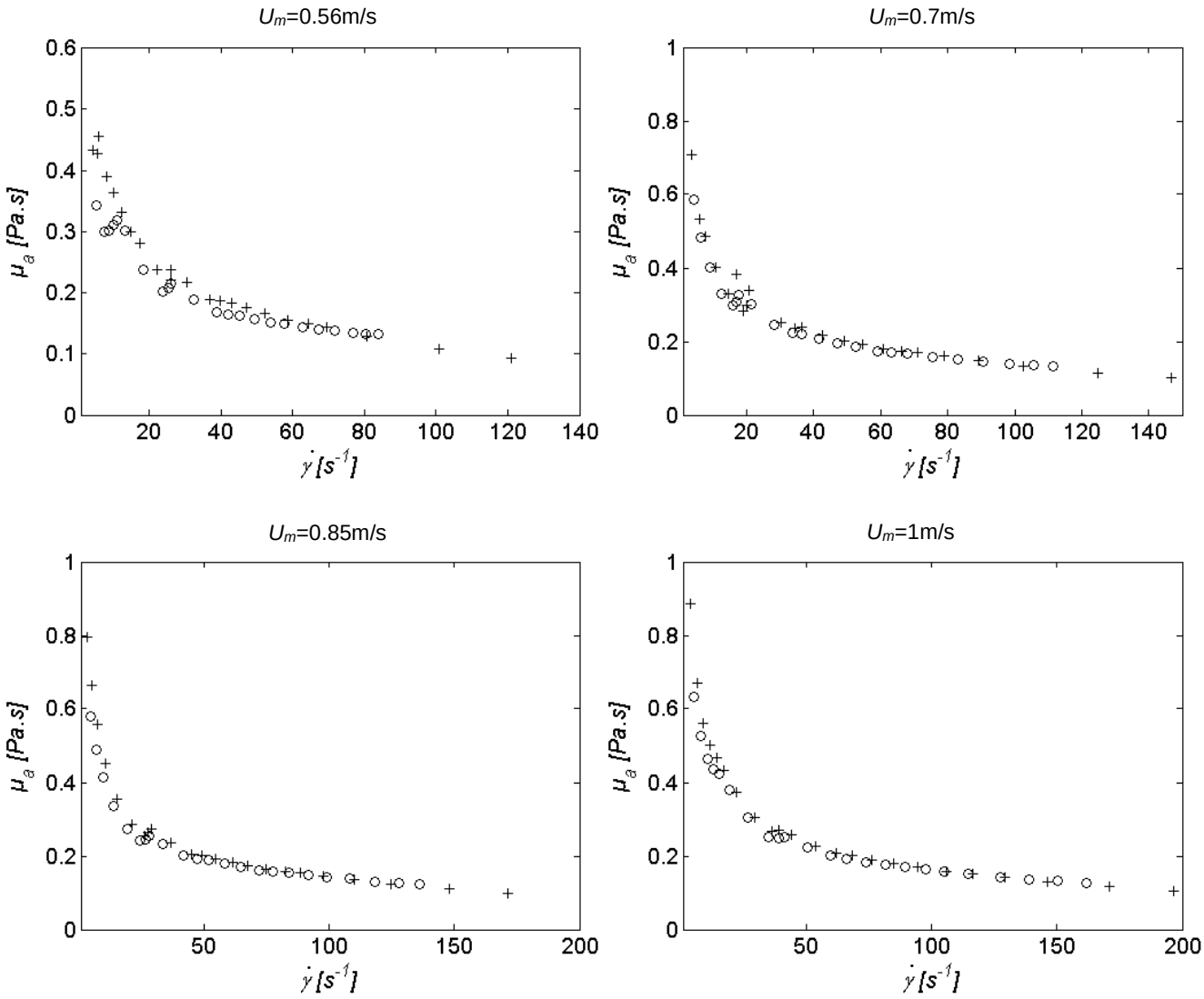


Figure 5.10 : Viscosité apparente en fonction du cisaillement, + (0<*z/D*<0.5), ○ (0.5<*z/D*<1)

On constate également sur la Figure 5.10, que la viscosité apparente tend vers une limite en proche paroi, et que cette valeur limite varie très peu avec la vitesse débitante. Dans le Tableau 5.3, les valeurs de la viscosité apparente à la paroi ont été reportées pour les 4 vitesses de mélange, en distinguant les parties inférieure et supérieure de la conduite. La viscosité est proche de 0.13Pa.s à la paroi supérieure et de 0.1Pa.s à la paroi inférieure, traduisant là encore la légère différence de concentration suivant la verticale. On peut s'interroger sur l'origine de la valeur quasi constante de la viscosité à la paroi. Le cisaillement étant maximal à la paroi, cette viscosité pourrait s'apparenter à la limite newtonienne supérieure des fluides rhéofluidifiants (Steffe 1992, Barnes 2004). Cependant, cette viscosité est indépendante de la vitesse moyenne de l'écoulement (et donc du cisaillement moyen dans la conduite U_m/R). Cette valeur limite est atteinte à des taux de cisaillement plus faibles à faible débit qu'à fort débit. Ce résultat peut se lire directement sur les courbes de la Figure 5.10. Toutefois, si l'on considère la probable évolution de la distribution

de tailles de gouttes lorsque la vitesse augmente (dû au changement de la vitesse de rotation de la pompe), cet effet pourrait être attribué à la diminution du diamètre moyen des gouttes avec l'augmentation du débit, qui étendrait le domaine du régime rhéofluidifiant lorsque le débit est augmenté (Barnes 2004). Précisons également que la viscosité équivalente en écoulement newtonien (calculée avec le modèle de Krieger-Dougherty valable jusqu'à ϕ=0.56, cf. chapitre 3) serait 5 à 6 fois plus élevée que la valeur mesurée de μ_{aw}.

Tableau 5.3 : Valeurs de la viscosité apparente à la paroi en fonction de la vitesse de mélange

U_m [m.s^{-1}]	0.56	0.7	0.85	1
μ_{aw} [Pa.s] paroi supérieure	0.131	0.133	0.123	0.129
μ_{aw} [Pa.s] paroi inférieure	0.094	0.103	0.099	0.104

Cette valeur limite de la viscosité en proche paroi peut trouver une autre explication en considérant la possibilité de formation d'un film de lubrification entre l'émulsion et la paroi, accompagnée d'une vitesse de glissement entre l'émulsion et ce film. Ce point sera abordé dans le paragraphe suivant.

D'après la loi d'Ostwald précédemment identifiée, la viscosité apparente décroît suivant $\dot{\gamma}^{*-0.5}$ avec $\dot{\gamma}^* = \dot{\gamma} R / U_m$, mais le coefficient de proportionnalité (facteur de consistance) augmente avec le débit (du fait de la diminution du diamètre des gouttes). En reportant l'évolution de la viscosité apparente normalisée par la viscosité à la paroi ($\mu^* = \mu_a / \mu_{aw}$) en fonction du taux de cisaillement normalisé par une valeur moyenne dans la conduite ($\dot{\gamma}^* = \dot{\gamma} R / U_m$), on constate (Figure 5.11) que l'ensemble des points se regroupent de façon remarquable autour de la courbe d'équation :

$$\mu^* = 2 / \sqrt{\dot{\gamma}^*} \qquad (5\text{-}9)$$

(valable jusqu'à $\dot{\gamma}^* = 4.25$). Cette loi ne doit pas être considérée comme une loi d'échelle, dans la mesure où la normalisation par la vitesse moyenne traduit de façon artificielle la probable variation du diamètre des gouttes entre les différentes conditions opératoires (on notera au passage que cette corrélation est contradictoire avec les cas à 0.7 et 0.85m/s, où le facteur de consistance est sensiblement constant). Son intérêt est de démontrer la cohérence entre les différents débits étudiés, des valeurs de viscosité apparente déduites du champ local de vitesse.

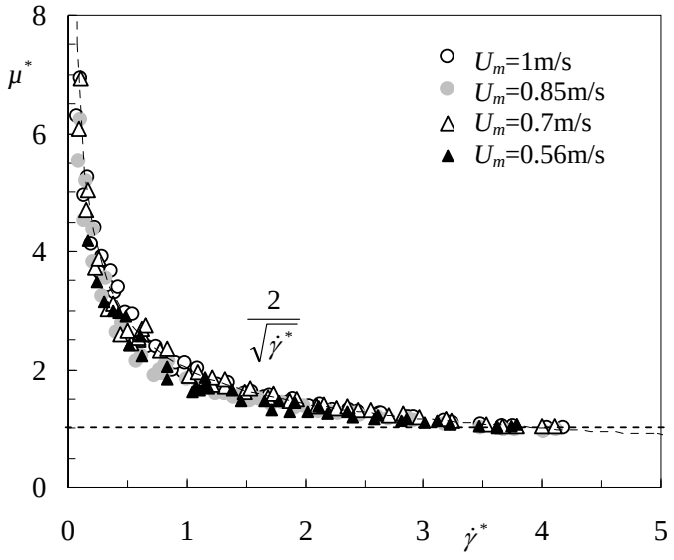


Figure 5.11 : Evolution de μ^* en fonction de pour l'ensemble des débits étudiés. Pour tous les points (partie inférieure et supérieure de la conduite), μ_{aw}=0.13Pa.s.

5.5. Loi de frottement pariétal

Nous examinons à présent, pour un plus grand nombre de débits, la loi de frottement pariétal de l'émulsion dans la conduite, déduite de la mesure du gradient de pression. Dans la zone des concentrations intermédiaires (ϕ=0.7), nous avons montré que l'émulsion se comportait comme un fluide rhéofluidifiant (sans contrainte seuil). Son champ de vitesse dans la conduite est alors donné par l'équation (5-5) que l'on peut également exprimer en fonction de la vitesse de mélange U_m, celle-ci étant reliée à la vitesse sur l'axe par la relation suivante :

$$U_m = \frac{n+1}{3n+1} V_{x\max} \tag{5-10}$$

Le gradient de pression longitudinal s'exprime alors en fonction de la vitesse de mélange suivant :

$$\frac{dP}{dx} = -2\kappa R^{-(n+1)} \left(\frac{3n+1}{n} U_m \right)^n \tag{5-11}$$

Pour l'émulsion considérée, le gradient de pression dans la conduite doit donc croître comme la racine carrée de la vitesse moyenne (n=0.5). Cependant, cette relation suppose que le paramètre κ est constant et indépendant du débit, ce qui n'est pas le cas ici.

La perte de charge a été mesurée en différents points de la conduite, pour une vitesse moyenne de l'émulsion variant entre 0.3 et 1m/s. On constate sur la Figure 5.12 que le gradient de pression évolue linéairement avec la vitesse de mélange, comme pour un fluide newtonien en

pour un fluide newtonien en régime laminaire. Ce résultat semble lié à la valeur quasi-constante de la viscosité à la paroi observée pour les 4 valeurs distinctes du débit déjà étudiées. En régime laminaire la perte de charge s'écrit, pour un fluide newtonien de viscosité μ_0, selon :

$$\frac{dP}{dx} = \frac{8\mu_0}{R^2} U_m \tag{5-12}$$

En appliquant la relation (5-12) aux mesures de perte de charge (Figure 5.12), on trouve :

$$\mu_0 = 0.13 \text{ Pas} \cong \mu_{aw} \tag{5-13}$$

Le coefficient de frottement pariétal de l'émulsion suit donc la loi de Hagen-Poiseuille (Figure 5-.13), avec un nombre de Reynolds défini comme :

$$Re_m = \rho_m U_m D / \mu_{aw} \tag{5-14}$$

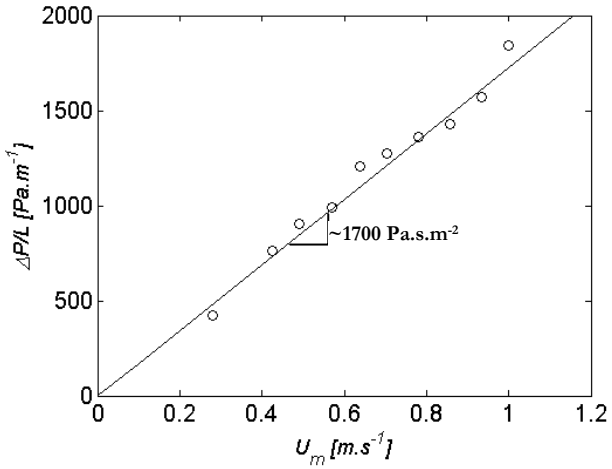


Figure 5.12 : Perte de charge en fonction de la vitesse de mélange de l'émulsion (ϕ=0.7)

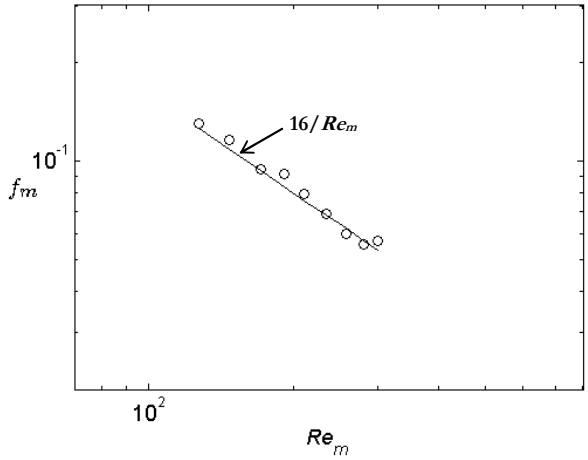


Figure 5.13 : Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds (μ_{aw}=0.13Pa.s)

Ce résultat semble confirmer le comportement newtonien en proche paroi observé sur les rhéogrammes, ainsi que la valeur identifiée de la viscosité apparente à la paroi. Un tel comportement du facteur de frottement pariétal a déjà été observé par Briceño et Joseph (2003) dans le cas du transport de mousses de qualité variable. Cette similitude nous conduit à reprendre le modèle proposé par Briceño et Joseph pour le cas des mousses, qui repose sur l'hypothèse d'une couche de lubrification du fluide porteur à la paroi, de faible épaisseur δ, dans laquelle la contrainte peut être supposée constante, et égale à la contrainte pariétale τ_w :

$$\tau_w = \mu_c \frac{U_\delta}{\delta} \tag{5-15}$$

où U_δ est la vitesse à l'interface film-émulsion (mousse). Dans le cas de la mousse, Briceño et Joseph supposent un écoulement piston dans la conduite (plug flow), de vitesse égale à la vitesse du mélange (U_δ=U_m). Dans la présente étude, l'examen du profil de vitesse montre que cette vitesse est beaucoup plus faible, mais la résolution spatiale du champ de vitesse ne permet pas d'y accéder (il n'est pas possible non plus de prolonger le profil de vitesse jusqu'à R-δ). La seule estimation possible de cette vitesse est la vitesse mesurée sur le premier point à proximité de la paroi. D'après les profils de la Figure 5.3, on obtient :

$$U_\delta \approx 0.08 V_{x\max} = 0.133 U_m \tag{5-16}$$

Le facteur de frottement pariétal est donné par :

$$f_m = \frac{\tau_w}{1/2\,\rho_m U_m^2} = \frac{16}{Re_m} \tag{5-17}$$

En combinant (5-17), (5-16), (5-15) et (5-13), on peut déduire l'épaisseur δ du film de lubrification :

$$\delta = \frac{D}{8}\left(\frac{\mu_c}{\mu_{aw}}\right)\frac{U_\delta}{U_m} \cong 20\mu m \tag{5-18}$$

Cette valeur est vraisemblablement surestimée mais son ordre de grandeur est correct, Briceño et Joseph (2003) obtiennent une épaisseur de film de 10-12µm. Cette dernière relation permet de montrer que l'hypothèse d'une couche de lubrification à peu près constante entre l'émulsion et la paroi de la conduite, est compatible avec une valeur constante de la viscosité en proche paroi, indépendante du débit de l'émulsion.

5.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le champ hydrodynamique local de l'écoulement en conduite d'une émulsion concentrée à 70% volumique. L'analyse de l'écoulement a montré qu'à cette concentration, l'émulsion ne peut plus être assimilée à un fluide newtonien, mais présente un comportement rhéofluidifiant sans contrainte seuil mesurable. La mesure locale du champ de vitesse en régime laminaire établi a permis d'identifier un rhéogramme de l'émulsion pour chacun des 4 débits étudiés. L'analyse de ces 4 différents rhéogrammes a permis d'identifier la loi de comportement à la loi d'Ostwald ($\tau = \kappa\dot{\gamma}^n$) avec un exposant égal à 0.5. D'autre part, le facteur de consistance, compris entre 1.1 et 1.6Pa.s$^{0.5}$, augmente avec la vitesse de rotation de la pompe assurant le transport de l'émulsion dans la conduite. Cet effet est interprété comme une diminution du diamètre des gouttes. Le comportement rhéofluidifiant est ici attribuable au réarrangement des gouttes et à leur polydispersité (distribution bi-modale), et non à leur déformation (nombre capillaire très faible). D'autre part, au voisinage de la paroi, la viscosité apparente tend à devenir constante et sa valeur indépendante du débit étudié, de l'ordre de 0.13Pa.s.

La loi de frottement pariétal suit la loi de Hagen-Poiseuille en fonction d'un nombre de Reynolds basé sur la viscosité apparente à la paroi. L'hypothèse d'un film de lubrification entre l'émulsion et la paroi de la conduite conduit à une estimation de l'épaisseur du film de l'ordre de 20µm. Cette hypothèse permet de justifier la valeur constante de la viscosité à la paroi.

Conclusion Générale

6. Conclusion générale

Dans ce travail expérimental, nous avons étudié un écoulement liquide-liquide dispersé homogène dans une conduite horizontale, dans une plage étendue de conditions opératoires (vitesse de mélange et concentration). Nous avons montré que les écoulements dispersés homogènes, étudiés à faibles nombres de Stokes et de Reynolds particulaires, pouvaient être modélisés par un pseudo-fluide avec des propriétés de mélange (ρ_m , μ_m).

Le champ local de l'écoulement a été mesuré avec une bonne résolution spatio-temporelle en régime turbulent, intermittent et laminaire, au moyen de la PIV en milieu d'indice optique ajusté. Dans un premier temps, une analyse de niveau de gris des images PIV a permis de caractériser le domaine d'existence de la configuration d'écoulement homogène avec le système de phases étudié. L'analyse hydrodynamique et les mesures du gradient de pression ont permis d'identifier les régimes d'écoulements correspondant aux dispersions étudiées.

La viscosité effective de chaque dispersion a été calculée à partir des mesures de perte de charge et des profils de vitesse longitudinale. Nous avons montré que ces écoulements sont des fluides newtoniens dont la viscosité effective peut être décrite par la relation de Krieger et Dougherty (1959). L'utilisation de cette loi de viscosité de mélange a permis de calculer le frottement pariétal de tous les écoulements dispersés en fonction du nombre de Reynolds basé sur les propriétés de mélange ($Re_m = \rho_m U_m D/\mu_m$).

En régime turbulent, le frottement des écoulements dispersés suit la loi de frottement de Blasius. Ce régime apparaît au delà d'un nombre de Reynolds compris entre 4000 et 5000 suivant la concentration en phase dispersée et jusqu'à 12000. Une analyse hydrodynamique détaillée a montré que les écoulements dispersés en régime turbulent avaient un comportement similaire à celui d'écoulements monophasiques, à un même nombre de Reynolds. L'atténuation de la turbulence de la phase continue est uniquement due à l'augmentation de la viscosité effective. De plus, en régime turbulent et en milieu dilué (ϕ <0.05), les dispersions formées avec des gouttes de taille plus élevée (d_{32}~400µm) ont le même comportement, et peuvent être décrites avec les propriétés de mélange. Les écoulements étant faiblement turbulents, nous avons observé une faible séparation d'échelles, le rapport entre la macro et la micro échelle de Taylor étant inférieur à 5. D'ailleurs, aucun effet de la phase dispersée n'a été observé sur les macro et micro échelles de Taylor. Ces échelles ainsi que l'échelle de Kolmogorov sont de taille supérieure au diamètre des gouttes (~25µm). L'analyse des composantes radiales du tenseur de Reynolds n'a révélé aucune modification de l'anisotropie de la turbulence par la phase dispersée.

Lorsque $400 \leq Re_m \leq 2450$, le régime d'écoulement est laminaire. Pour Re_m<1200, le frottement pariétal suit la loi de Hagen-Poiseuille. L'analyse du champ de vitesse a montré, dans ce cas, qu'il n'y avait pas de fluctuations de vitesse et que les profils de vitesse longitudinale correspondants étaient paraboliques. Pour un nombre de Reynolds compris entre 1200 et 2450, le frottement s'écarte légèrement de la loi de Hagen-Poiseuille. A partir de l'analyse des fluctuations de vitesse, nous avons mis en évidence la présence d'instabilités ce qui pourrait expliquer ce phénomène. Cependant l'étude des contraintes montre que le frottement est dominé par la contrainte visqueuse et que le régime d'écoulement reste laminaire.

Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 2450, le régime devient intermittent. Les instabilités donnent naissance à des bouffées turbulentes séparées par des sections laminaires. A un même Reynolds de mélange, le taux de turbulence semble cependant modulé par la concentration en phase dispersée, pour $0.31 \leq \phi \leq 0.43$. Le taux de turbulence est plus faible lorsque la concentration est élevée. Ce phénomène se traduit par un retard à l'apparition du régime intermittent et une extension de ce régime lorsque la concentration augmente : le régime pleinement turbulent (loi de Blasius) est atteint à des nombres de Reynolds plus élevés.

Enfin, nous avons étudié un écoulement homogène en milieu dense (ϕ=0.7). Dans ce cas, l'analyse locale de l'écoulement (champ de vitesse et de déformation) en régime permanent établi, a permis de montrer que l'émulsion avait un comportement rhéofluidifiant. Les dispersions suivent une loi d'Ostwald, avec un indice de comportement égal à 0.5, comme pour les dispersions millimétriques très concentrées de Conan (2007). Cependant le facteur de consistance dépend du diamètre et du caractère polydispersé de l'émulsion. Par ailleurs, la viscosité apparente à la paroi est indépendante de la vitesse et du facteur de consistance. La perte de charge est proportionnelle à la vitesse, et le facteur de friction suit la loi de Hagen-Poiseuille en fonction d'un nombre de Reynolds basé sur cette viscosité apparente à la paroi.

A l'issue de ce travail, quelques perspectives peuvent être envisagées :

- D'un point de vue de l'application pétrolière, l'effet de la présence de fines de réservoir (argiles) dans les émulsions eau/huile constitue une situation d'intérêt pour l'écoulement en conduite, sachant que ces particules peuvent, même en très faible quantité, modifier de façon significative la rhéologie de l'émulsion à des concentrations modérées (induisant des comportements visco-élastiques, Torres *et al.* 2007). L'étude du champ hydrodynamique local avec ce type d'émulsions dans des régimes d'écoulement variés, constituerait sans doute un prolongement intéressant à la suite de ce travail.

- Le régime intermittent constitue un cas d'écoulement particulièrement intéressant à étudier avec les émulsions newtoniennes. L'effet de la concentration sur le retard à la turbulence suggère l'existence de mécanismes que nous ne sommes pas en mesure d'expliquer aujourd'hui. La simulation numérique directe résolue à l'échelle de la turbulence, mais surtout à celle des particules est sans doute une approche pertinente pour étudier ces mécanismes, à condition toutefois que les capacités de calcul le permettent, compte tenu de la taille d'un tel domaine de calcul.

- Les mécanismes du caractère rhéofluidifiant dû au caractère polydispersé de l'émulsion dans la zone de concentration intermédiaire, restent encore à appréhender. Le fait qu'un même indice de comportement (n=0.5) corresponde à la fois à ce type d'émulsion et à des émulsions très concentrées, pour lesquelles la déformation des gouttes est le mécanisme dominant, est un résultat surprenant qui offre des perspectives de recherche intéressantes. Là encore, l'apport de la simulation numérique peut s'avérer pertinent.

Références bibliographiques

Abbas M., Climent E., Simonin O. (2007), Fully coupled simulations of non-colloidal monodispersed sheared suspensions, *Trans IChemE*, Part A, Chemical Engineering Research and Design, **85** (A6), 778–791

Adrian R. J. (2005), Twenty years of particle image velocimetry, *Experiments in Fluids,* **39**, 159–169

Angeli P. (1996), Liquid-liquid dispersed flows in horizontal pipes, *Thesis Imperial College*

Angeli P., Hewitt G.F. (2000), Flow structure in horizontal oil-water flow, *Int. J. Multiphase Flow*, **26**, 1117-1140

Arirachakaran S., Oglesby K.D., Malinovski M.S., Shoham O., Brill J.P. (1989), An analysis of oil/water flow phenomena in horizontal pipes, *SPE Production Operating Symposium*, Oklahoma, March 13-14, 155-167

Augier F., Guiraud P., Masbernat O. (2007), Fluctuating Motion in a Homogeneous Liquid-Liquid Dispersed Flow at High Phase Fraction, *Phys. of Fluids,* **19**, 057105

Barnes H.A. (1994), Rheology of emulsion-A review, *Colloids and Surfaces A-Physicochemical and Engineering Aspects*, **91**, 89-95

Baron T., Sterling C.S., Schueler A.P. (1953), Viscosity of suspensions-Review and application to two-phase flow, *Proc. Midwest Conf. Fluid Mech*., 3:103

Batchelor G.K. (1977), The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles, *J. Fluid Mech.,* **83**, 97–117

Bécu L., Grondin P., Colin A. (2005), How does a concentrated emulsion flow? Yielding, local rheology, and wall slip, *Colloids and Surfaces A-Physicochemical and Engineering Aspects*, **263**, 146-152

Bentley B.J., Leal L.G. (1986), An experimental investigation of drop deformation and break-up in steady, two-dimensional linear flows, *J. Fluid Mech.,* **167**, 241–283

Bird R., Stewart W., Lightfoot E. (2002), Transport Phenomena, Second Edition, Wiley Edition

Blondin E., Doubliez L. (2002), Particle imaging velocimetry of a wet aqueous foam with an underlying liquid film, *Experiments in fluids*, **32**, 294-301

Briceno M.I, Joseph D.D. (2003), Self-lubricated transport of aqueous foams in horizontal conduits, *Int. J. Multiphase Flow*, 29, 1817-1831

Brauner N. (1995), Modelling and Control of Two-Phase Phenomena: Liquid-Liquid Two-Phase Flow Systems, *cours* (www.eng.tau.ac.il/~brauner/brauner.pdf)

Cengel J.A., Faruqui A.A., Finnigan J.W., Wright C.H., Knudsen J.G (1962), Laminar and Turbulent Flow of Unstable Liquid-Liquid Emulsions, *AIChE Journal*, **8**, 3, 335-339

Chakrabarty D.P., Das G., Das P.K. (2006), The transition from water continuous to oil continuous flow pattern, *AIChE Journal*, **52**, 3668-3678

Charles M.E., Lilleleht L.U. (1966), Correlation of Pressure Gradient for the Stratified Laminar-Turbulent Pipeline Flow of two Immiscible Liquids, *Can. J. Chem. Eng.*, **44**(1), 47-79

Chassaing P. (2000), Turbulence en mécanique des fluides, Cépaduès Editions

Chesters A.K. (1991), The modelling of coalescence processes in fluid liquid dispersions-A review of current understanding, *Chemical Engineering and Design*, **69**, 4, 259-270

Christensen K. T. (2004), The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles, *Experiments in Fluids,* **36**, 484-497

Climent E., Maxey M.R. (2003), Numerical simulations of random suspensions at finite Reynolds numbers, *Int. J. Multiphase Flow*, **29**, 579-601

Comte-Bellot G. (1963), Contribution à l'étude de la turbulence de conduite, *Thèse de l'Université de Grenoble*, France

Conan C., Masbernat O., Décarre S., Liné A. (2007), Local hydrodynamics in a dispersed-stratified liquid-liquid pipe flow, *AIChE Journal*, **53**, 11, 2754-2768

Conan C. (2007), Etude expérimentale et modélisation des écoulements liquide-liquide en conduite horizontale, *Thèse INPT*

Darbyshire A.G., Mullin T. (1995), Transition to turbulence in a constant-mass-flux pipe flow, *J. Fluid Mech.*, **289**, 83-114

Derkach S.R. (2009), Rheology of emulsion, *Advances in Colloid and Interface Science*, **151**, 1-23

van Doorne C.W.H., Westerweel J. (2009), The flow structure of a puff, Philosophical, *Trans. of the Royal Society A-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, **367**, 489-507

Draad A.A., Kuiken G.D.C., Nieuwstadt F.T.M. (1998), Laminar-turbulent transition in pipe flow for Newtonien and non-Newtonien fluids, *J. Fluid Mech.*, **377**, 267-312

Eaton J.K. (1994), Experiments and simulations on turbulence modification by dispersed particles, *Appl. Mech. Rev.*, **47**, S44-48

Eckhardt B., Schneider T.M., Hof B., Westerweel J. (2007), Turbulence transition in pipe flow, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **39**, 447-468

Eggels J.G.M, Unger F., Weiss M.H., Westerweel J., Adrian R.J., Friedrich R., Nieuwstadt F.T.M. (1994), Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment, *J. Fluid Mech.*, **268**, 175-209

Eilers H. (1941). Die Viskosität von Emulsionen hochviskoser Stoffe als Funktion der Konzentration, *Kolloid-Z*, 97:313

Elseth G. (2001), An Experimental Study of Oil/Water Flow in Horizontal Pipes, *Thesis NTNU*

Faruqui A.A., Knudsen J.G. (1962), Velocity and temperature profiles of unstable liquid-liquid dispersions in vertical turbulent flow, *Chemical Engineering Science*, **17**, 897-907

Galinat S., Masbernat O., Guiraud P., Dalmazzone C., Noïk C. (2005), Drop break-up in turbulent pipe flow downstream of a restriction, *Chem. Eng. Sci.*, **60**, 6511-6528

Galinat S., Risso F., Masbernat O. (2007), Dynamics of drop breakup in inhomogeneous turbulence at various volume fractions, *J. Fluid Mech.,* **578**, 85-94

Gore R.A., Crowe C.T. (1989), Effect of particle size on modulating turbulent intensity, *Int J. Multiphase Flow*, **15**, 2, 279-285

Grace H.P. (1982), Dispersion phenomena in high viscosity immiscible fluid systems and application to static mixers as dispersion devices in such systems, *Chem. Eng. Commun*, **14**, 225-277

Grassi B., Strazza D., Poesio P. (2008), Experimental validation of theoretical models in two-phase high-viscosity ratio liquid-liquid flows in horizontal and slightly inclined pipes, *Int. J. Multiphase Flow*, **34**, 950-965

Greene G.A., Irvine T.F., Gyves Jr.T., Smith T. (1993), Drag relationships for liquid droplets in settling in a continuous liquid, *AIChE Journal.,* **39**, 37-41

Hestroni G. (1989), Particles-turbulence interaction, *Int J. Multiphase Flow*, **15**, 5, 735-746

Hinze J.O. (1955), Fundamentals of the Hydrodynamics of Splitting Dispersion Processes, *AIChE Journal*, **1**, 3, 289-295

Hinze J.O. (1959), Turbulence, MacGraw-Hill Book Compagny

Hof B., Juel A., Mullin T. (2003), Scaling of the turbulence transition threshold in a pipe, *Physical Review Letters*, **91**, 244502

Hosokawa S., Tomiyama A. (2004), Turbulence modification in gas–liquid and solid–liquid dispersed two-phase pipe flows, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25**,489-498

Hu B., Matar O.K., Hewitt G.F., Angeli P. (2007), Mean and turbulent fluctuating velocities in oil-water vertical dispersed flows, *Chemical Engineering Science*, **62**, 1199-1214

Jansen K.M.B., Agterof W.G.M., Mellema J. (2001), Droplet breakup in concentrated emulsions, *J. Rheol.*, **45**, 227-236

Kaftori D., Hestroni G., Banerjee S. (1998), The effect of particles on wall turbulence, *Int J. Multiphase Flow*, **24**, 359-386

Keane R.D., Adrian R.J. (1992), Theory of cross-correlation analysis of PIV images, *Appl Sci Res,* **49**, 191–215

Kerswell R.R. (2005), Recent progress in understanding the transition to turbulence in a pipe, *Nonlinearity*, **18**, R17-R44

Kim J., Moin P., Moser R. (1987), Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, **177**, 133-166

Kitagawa A., Hishida K., Yoshiaki Kodama Y. (2005), Flow structure of microbubble-laden turbulent channel flow measured by PIV combined with the shadow image technique, *Experiments in Fluids*, **38**, 466-475

Krieger I.M., Dougherty T.J. (1959), A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres, *Trans. Soc. Rheol.*, III:137-152

Kulick, J.D., Fessler J.R., Eaton J.K. (1994), Particle response and turbulence modification in fully developed channel flows, *J. Fluid Mech.*, **277**, 109-134

Kvandal H. K., Elseth G., Melaaen M.C. (2000), Measurement of velocity and phase fraction in dispersed two-phase flow, *International symposium on multi-phase flow and transport phenomena, Antalya, Turquie*, 333-340

Faruqui A.A., Knudsen J.G. (1962), Velocity and temperature profiles of unstable liquid-liquid dispersions in vertical turbulent flow, *Chemical Engineering Science*, **17**, 897-907

Lance M., Bataille J. (1991), Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow, *J. Fluid Mech.,* **222**, 95-118

Laufer J. (1950), Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel, *NACA report 1053*, 1247-1265

Laufer J. (1953), The structure of turbulence in fully developed pipe flow, *NACA report 1174*, 417-434

Lecordier B. (1997), Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules, *Thèse de la faculté des sciences de Rouen*

Lemenand T., Della Valle D., Zellouf Y., Peerhossaini H. (2003), Droplets formation in turbulent mixing of two immiscible fluids in a new type of static mixer, *Int. J. of Multiphase Flow*, **29**, 813-840

Ljus C., Johansson B., Almstedt A.E. (2002), Turbulence modification in a horizontal pipe flow, *Int. J. Multiphase Flow*, **28**, 1075-1090

Manley R., Mason S.G. (1952), Particle motion in sheared suspensions. II. Collisions of uniform spheres, *Journal of Colloid Science,* **7**, 354–369

Masalova I., Malkin A. Ya., Slatter P., Wilson K. (2003), The rheological characterization and pipeline flow of high concentration water-in-oil emulsions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **112**, 104-114

Mason T.G., Bibette J., Weitz D.A. (1996), Yieldling and flow of monodispersed emulsions, *J. Colloid and Interface Science*, **179**, 439-448

Mason T.G. (1999), New fundamental concepts in emulsion rheology, *Current opinion in Colloid and Interface Science,* **4**, 231-238

Matas J-P., Morris J.F. Guazzelli E. (2003), Transition to turbulence in Particulate Pipe Flow, *Physical Review Letters*, **90**, 1

Meeker, S.P., Bonnecaze R.T., Cloitre M. (2004), Slip and flow in pastes of soft particles: Direct observation and rheology, *J. Rheol.*, **48**, 1295-1320

Mellibovsky F., Meseguer A., Schneider T.M. (2009), Transition in Localized Pipe Flow Turbulence, *Physical Review Letters*, **103**, 054502

Nädler M., Mewes D. (1997), Flow Induced Emulsification in the Flow of Two Immiscible Liquids in Horizontal Pipes, *Int. J. Multiphase Flow*, **23**, 55-68

Nikuradse J. (1950), Laws of Flow in Rough Pipes, *NACA TM 1292*

Pal R. (1993), Pipeline Flow of Unstable and Surfactant-Stabilized Emulsion, *AIChE Journal*, **39**, 1754-1763

Pal R. (1996), Effect of Droplet Size on the Rheology of Emulsions, *AIChE Journal,* **42**, 11, 3181-3190

Pal R. (2000), Shear viscosity behavior of Emulsions of Two Immiscible Liquids, *J. of Colloid and Interface Science,* **225**, 359-366

Pal R. (2001), Novel viscosity equations for emulsions of two immiscible liquids, *J. Rheol.*, **45**, 509-520

Raffel M., Willert C., Wereley S., Kompenhans J. (2007), Particle Image Velocimetry: A Practical Guide, Heidelberg: Springer-Verlag

Rashidi M., Hestroni G., Banerjee S. (1990), Particle-turbulence interaction in a boundary layer, *Int. J. Multiphase Flow*, **16**, 6, 935-949

Rensen J., Luther S., Lohse D. (2005), The effect of bubbles on developed turbulence, *J. Fluid Mech.*, **538**, 153-187

Riethmuller M.L. (2005), Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides, rapport école d'automne de vélocimétrie laser

Rotta J.C. (1956), Experimentaller Beitrag zur Entstehung turbulenter Strömung im Rohr, *Ing.-Arch.*, **24**, 258-281

Schlichting H., Gersten K. (2000), Boundary Layer Theory, Springer

Sevrain A. (2006), Traitement des signaux aléatoires en mécanique des fluides, cours ENSEEIHT, INPT

Sharp K.V., Adrian R. (2001), PIV study of small-scale flow structure around a Rushton turbine. *AIChE Journal.*, **47**, 776-778

Soleimani A., Lawrence C.J., Hewitt G.F. (2002), The decay of swirl in horizontal dispersed oil-water flow, *Institution of Chemical Engineers*, **80**, Part A, 145-154

Sprow F.B. (1967), Distribution of drop sizes produced in turbulent liquid–liquid dispersion, *Chemical Engineering Science*, **22**, 435-442

Steffe J.F. (1992), Rheological methods in food process engineering, Second edition, Freeman Press

Streiff F. (1977), In-line Dispersion and Mass Transfer using Static Mixing Equipement, *Sulzer Technical Review*, **3**, 108-113

Streiff F.A., Mathys. P., Fisher T.U. (1997), New fundamentals for liquid–liquid dispersion using static mixers, *Rec Prog Génie Proc*, **11**, 307-314

Sundaresen S., Eaton J., Koch D.L, Ottino J.M. (2003), Appendix 2: Report of study group on dispersed flow, *Int. J. Multiphase Flow*, **29**, 1069-1087

Suzuki Y., Ikenoya M., Kasagi N. (2000), Simultaneous measurement of fluid and dispersed phases in a particle-laden turbulent channel flow with the aid of 3-D PTV, *Experiments in Fluids*, **29** (suppl.), 185-193.

Thakur R., Vial C., Nigam K., Nauman E., Djelveh G. (2003), Static mixers in the process industries- A review, *Trans IChemE*, **81**, part A, 787-826

den Toonder J.M.J, Nieudstadt F.T.M. (1997), Reynolds number effects in a turbulent pipe flow for low to moderate Re, *Phys. Fluids*, **9**, 3398-3409

Torres L.G., Iturbe R., Snowden M.J., Chowdhry B.Z., Leharne S.A. (2007), Preparation of o/w emulsions stabilized by oscillatory rheology, *Colloids and surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects*, **302**, 439-448

Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. (1984), LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe, *J. Fluid Mech.,* **139**, 417-434

Trallero J.L. (1995), Oil water flow patterns in horizontal pipes, *Thesis University of Tulsa*

Trallero J.L., Brill J.P. (1996), A study of oil-water flow patterns in horizontal pipes, *SPE*, **3**, 6609

Vrij J. (1966), Possible mechanism for the spontaneous rupture of thin free liquid films, *Discuss. Farad. Soc.*, **42**, 23-33

Walstra P. (1983), Principles of Emulsion Formation, *Chem. Eng. Sci.*, **48**, 2, 333-349

Ward J.P., Knudsen J.G. (1967), Turbulent Flow of Unstable Liquid-Liquid Dispersions: Drop Sizes and Velocity Distribution, *AIChE Journal*, **13**, 2, 356-365

Westerweel J. (1994), Efficient Detection of Spurious Vectors in Particle Image Velocimetry, *Experiments in Fluids*, **16**, 236-247

Willis A.P., Peixinho J., Kerswell R.R., Mullin T. (2008), Experimental and theoretical progress in pipe flow transition, *Philosophical Trans. of the Royal Society A,* 101098

Whittaker E.T. (1915), Expansions of the Interpolation-Theory, *Proc. Roy. Soc.*, Edinburgh, 35, 181

Wu X., Moin P. (2008), A direct numerical study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow, *J. Fluid Mech.*, **608**, 81-112

Wygnanski I.J., Champagne F.H. (1973), On transition in a pipe. Part1: The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug, *J. Fluid Mech*, **59**, 281-335

Wygnanski I.J., Sokolov S., Friedman D. (1975), On the transition in a pipe. Part 2: The equilibrium puff, *J. Fluid Mech.*, **69**, 283-304

Yarin L.P., Hetsroni G. (1994), Turbulence intensity in dilute two-phase flows. 3. The particles-turbulence interaction in dilute two-phase flows, *Int. J. Multiphase Flow,* **20**, 27-44

Annexes

1. Régime turbulent

1.1. Profils de vitesse longitudinale

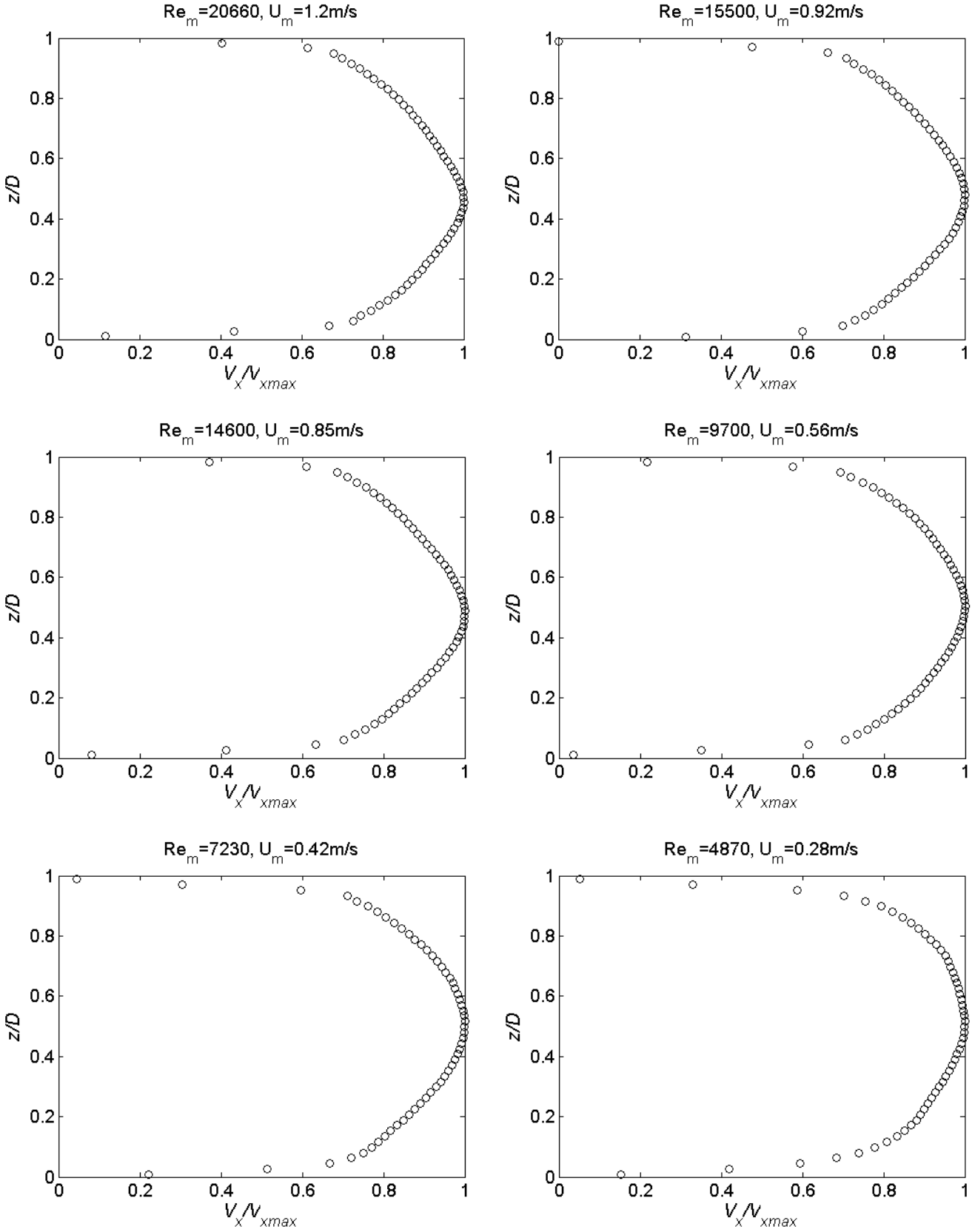


Figure 1.1 : Profils de vitesse longitudinale en écoulement monophasique V_{xmax}=1.5, 1.2, 1.1, 0.71, 0.54, 0.36m/s

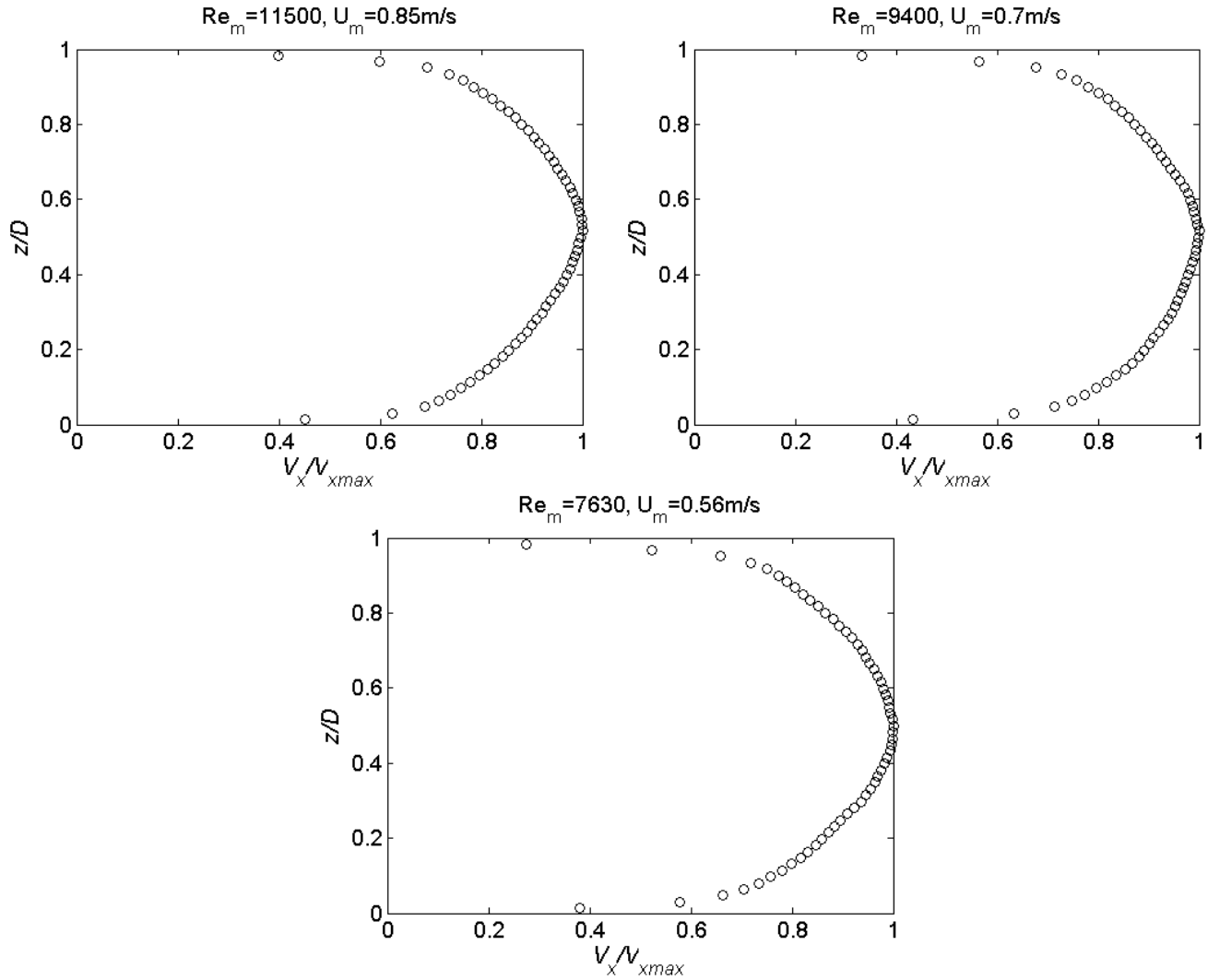


Figure 1.2 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.08 avec V_{xmax}=1.1, 0.88, 0.72m/s

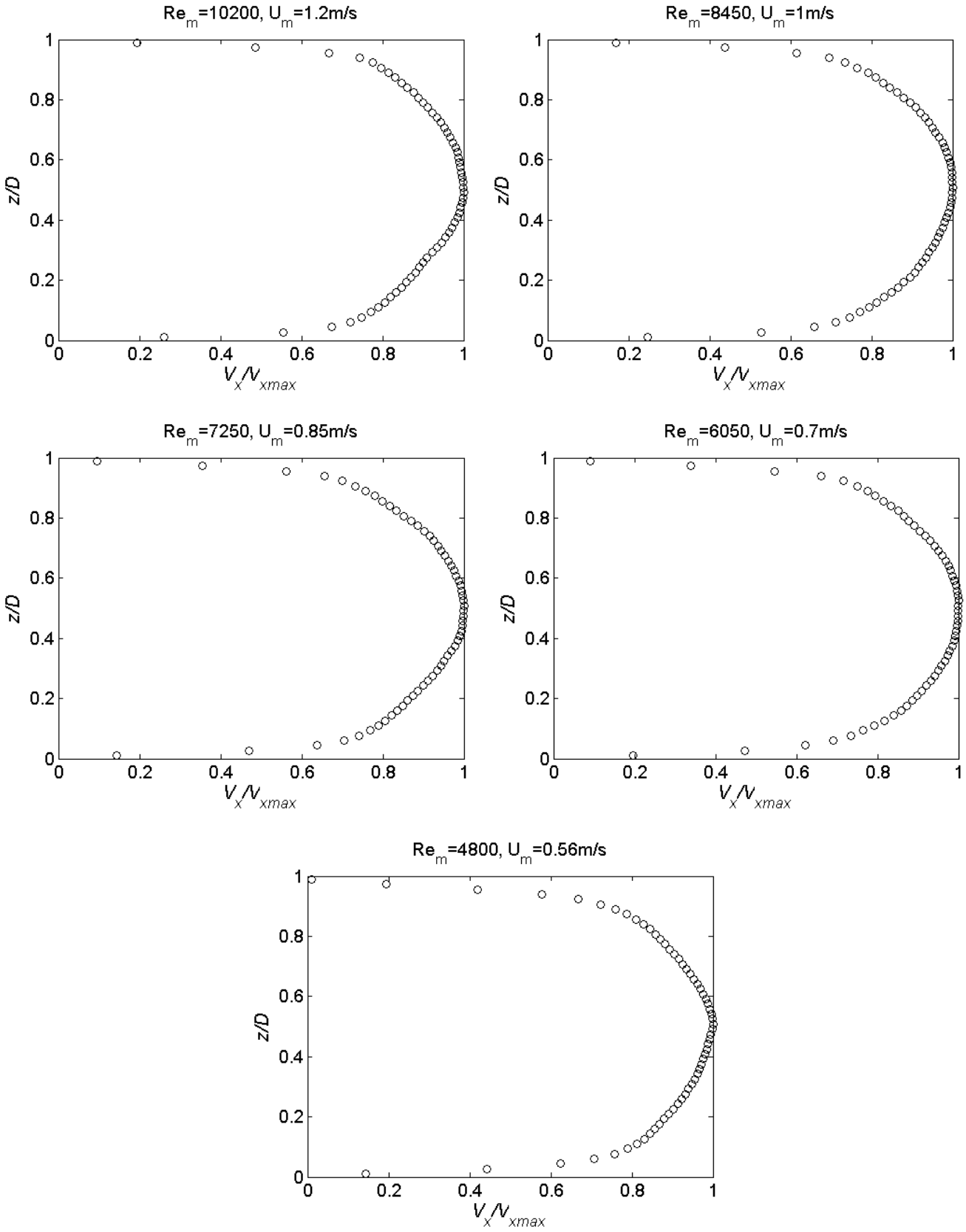


Figure 1.3 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.21 avec V_{xmax}=1.5, 1.2, 1.1, 0.89, 0.72m/s

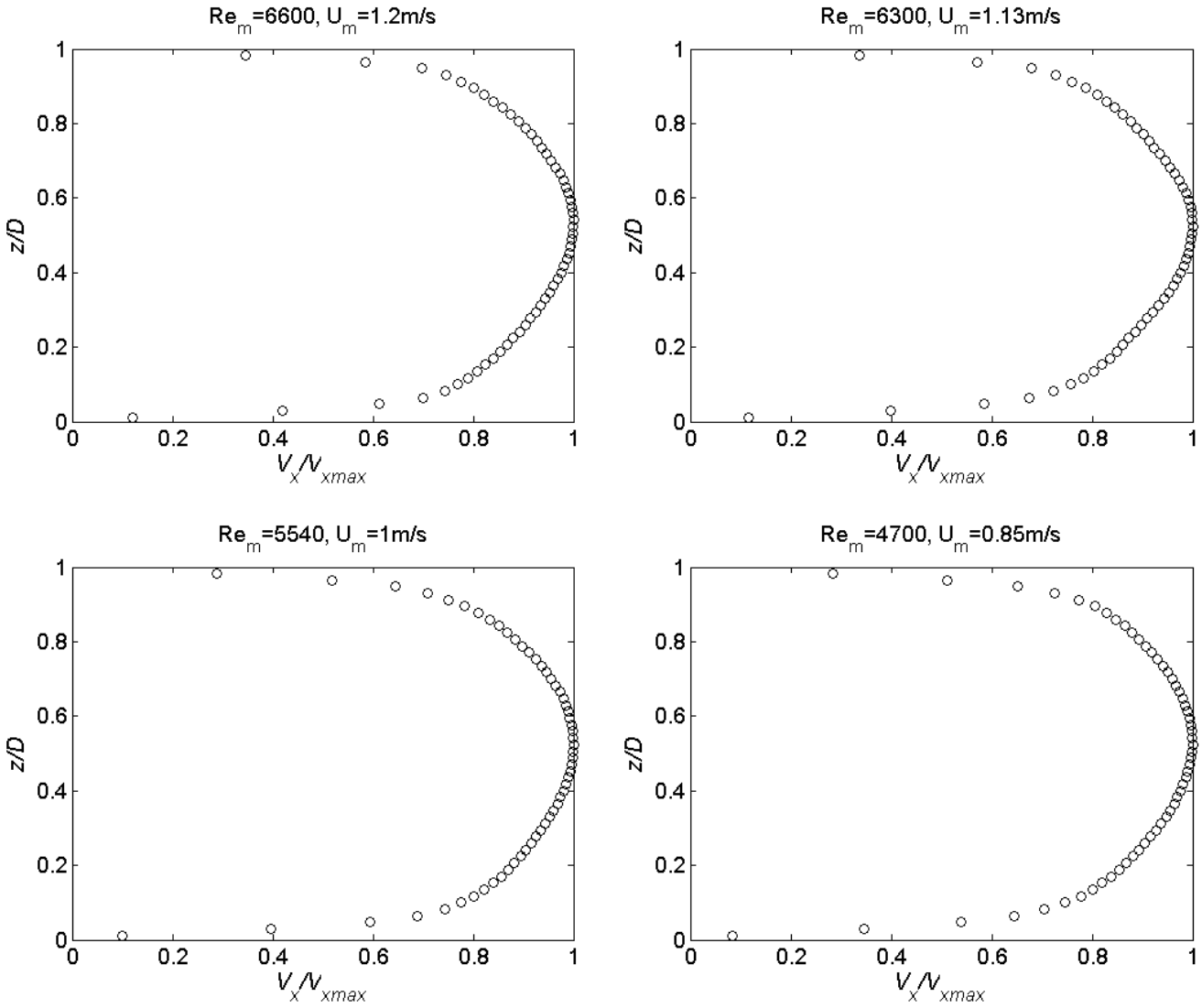


Figure 1.4 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.31 avec V_{xmax}=1.5, 1.4, 1.3, 1.1m/s

1.2. Profils normalisés de vitesse longitudinale

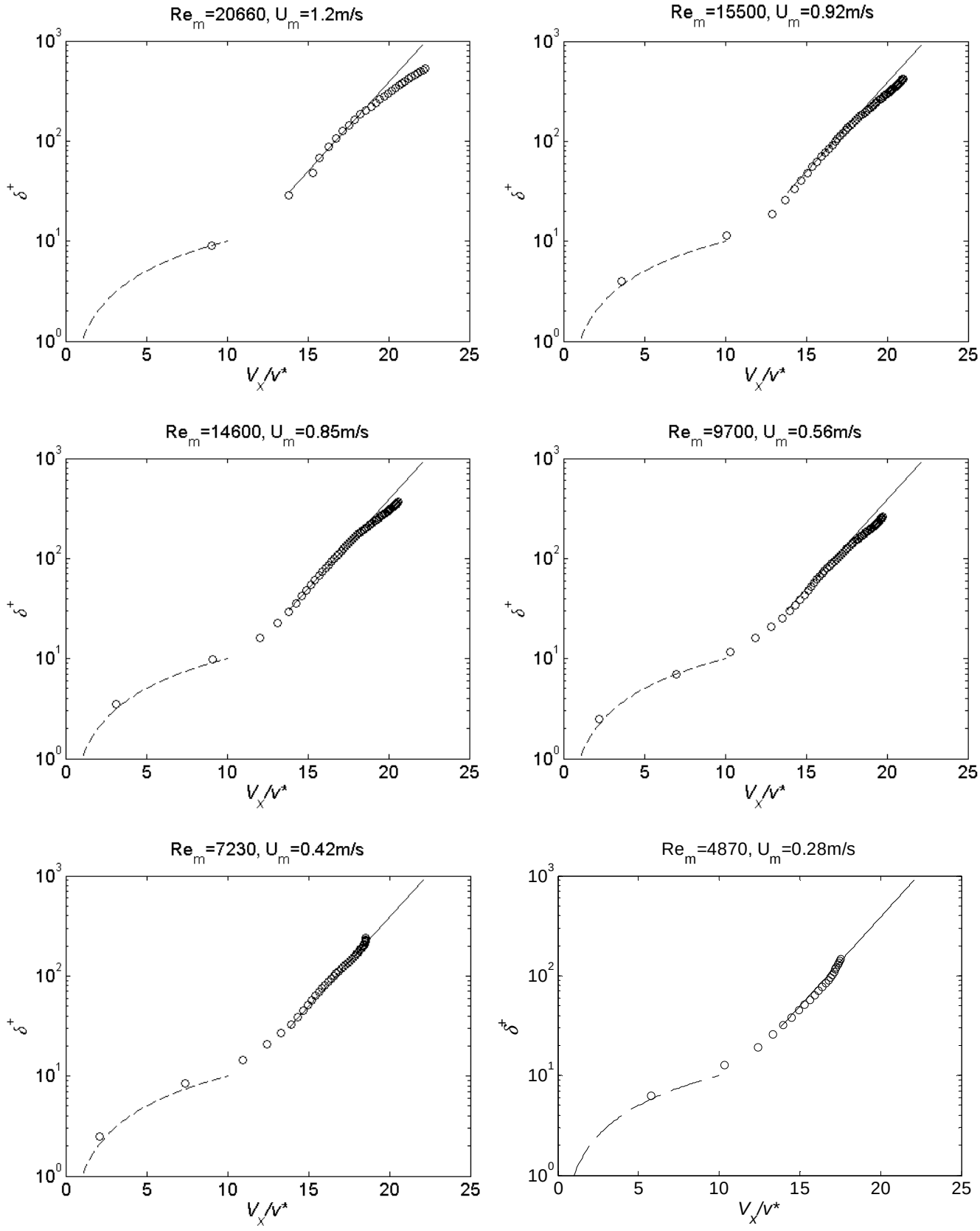


Figure 1.5 : Profils normalisés de vitesse longitudinale en écoulement monophasique

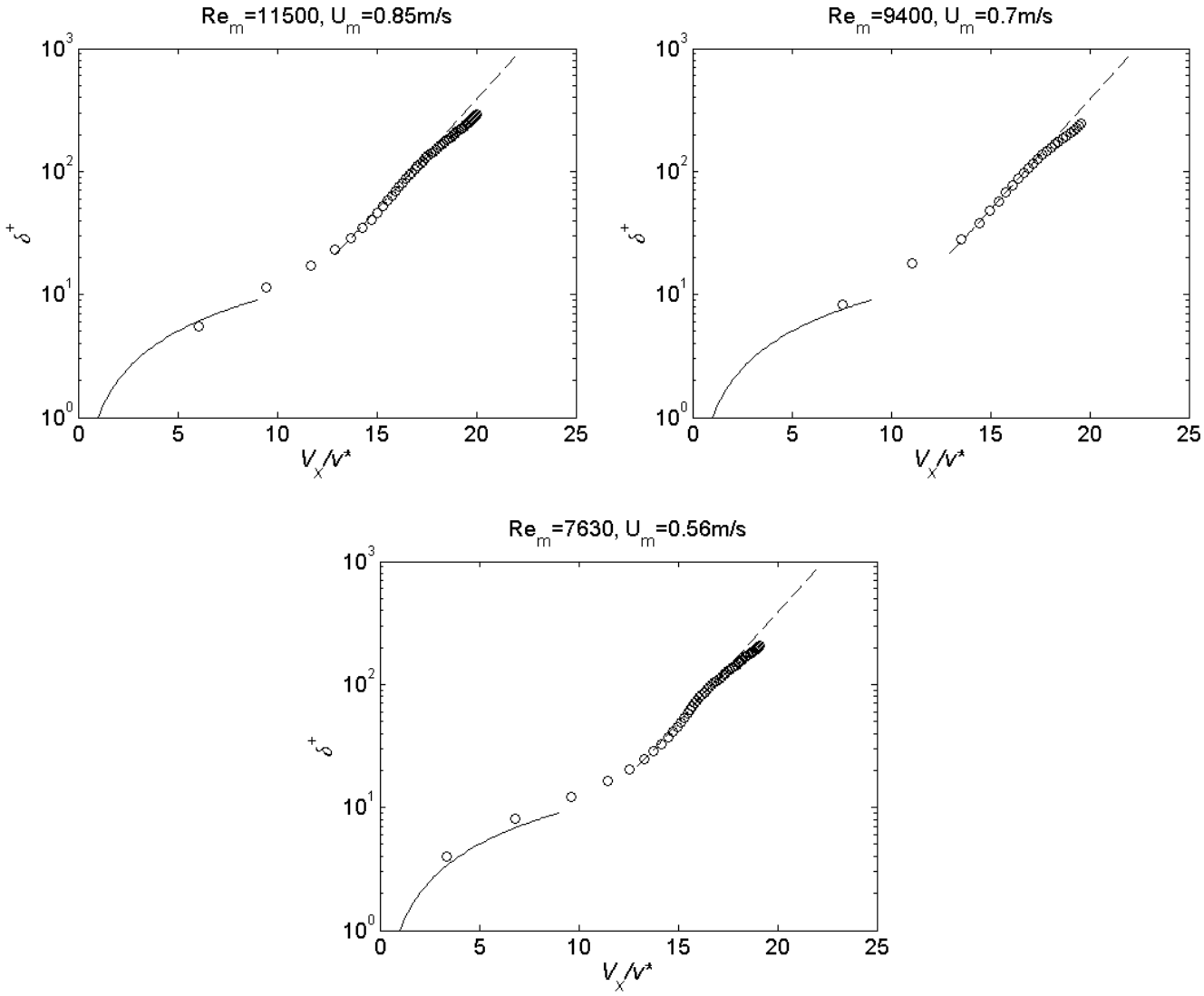


Figure 1.6 : Profils normalisés de vitesse longitudinale ϕ=0.08

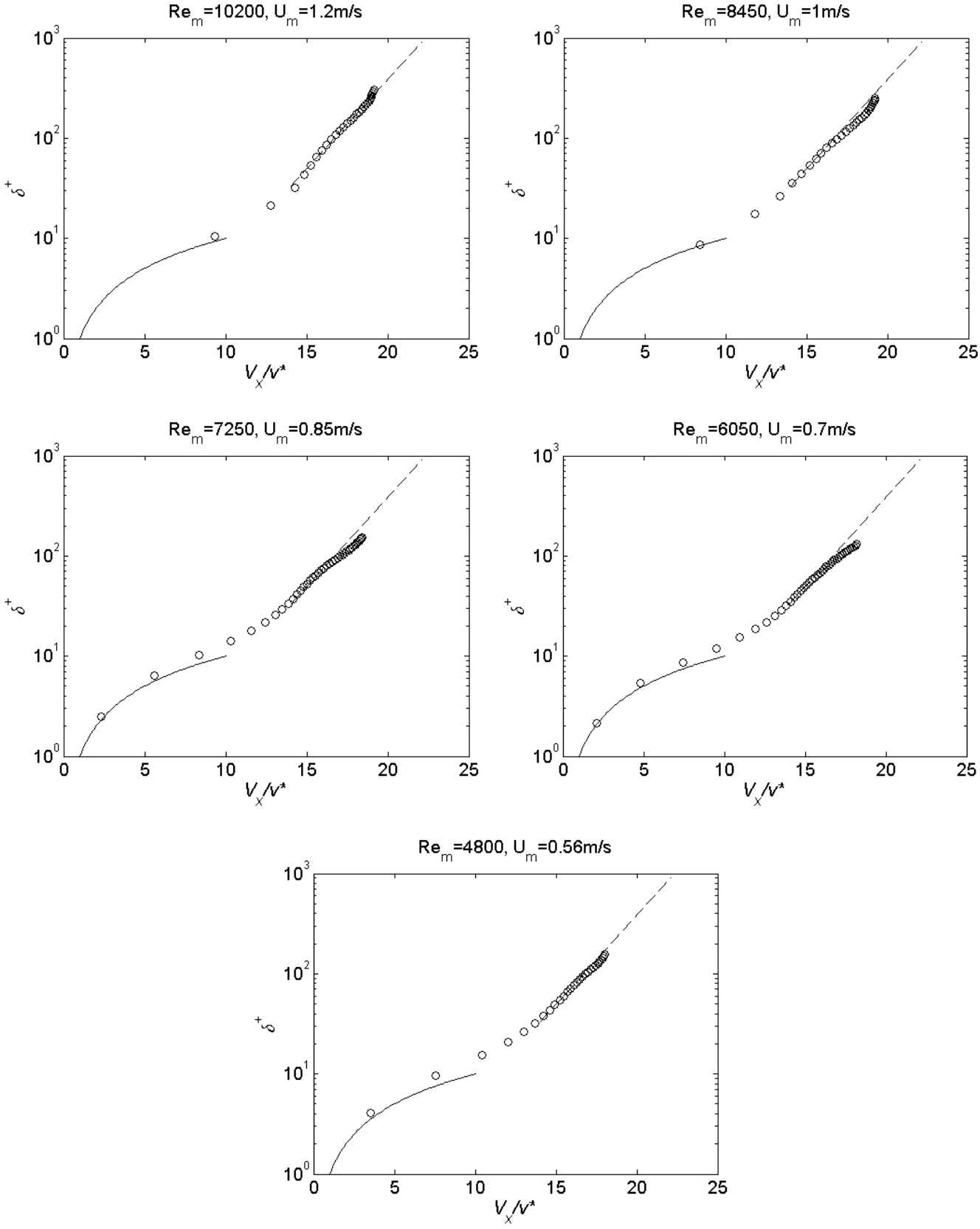


Figure 1.7 : Profils normalisés de vitesse longitudinale ϕ=0.21

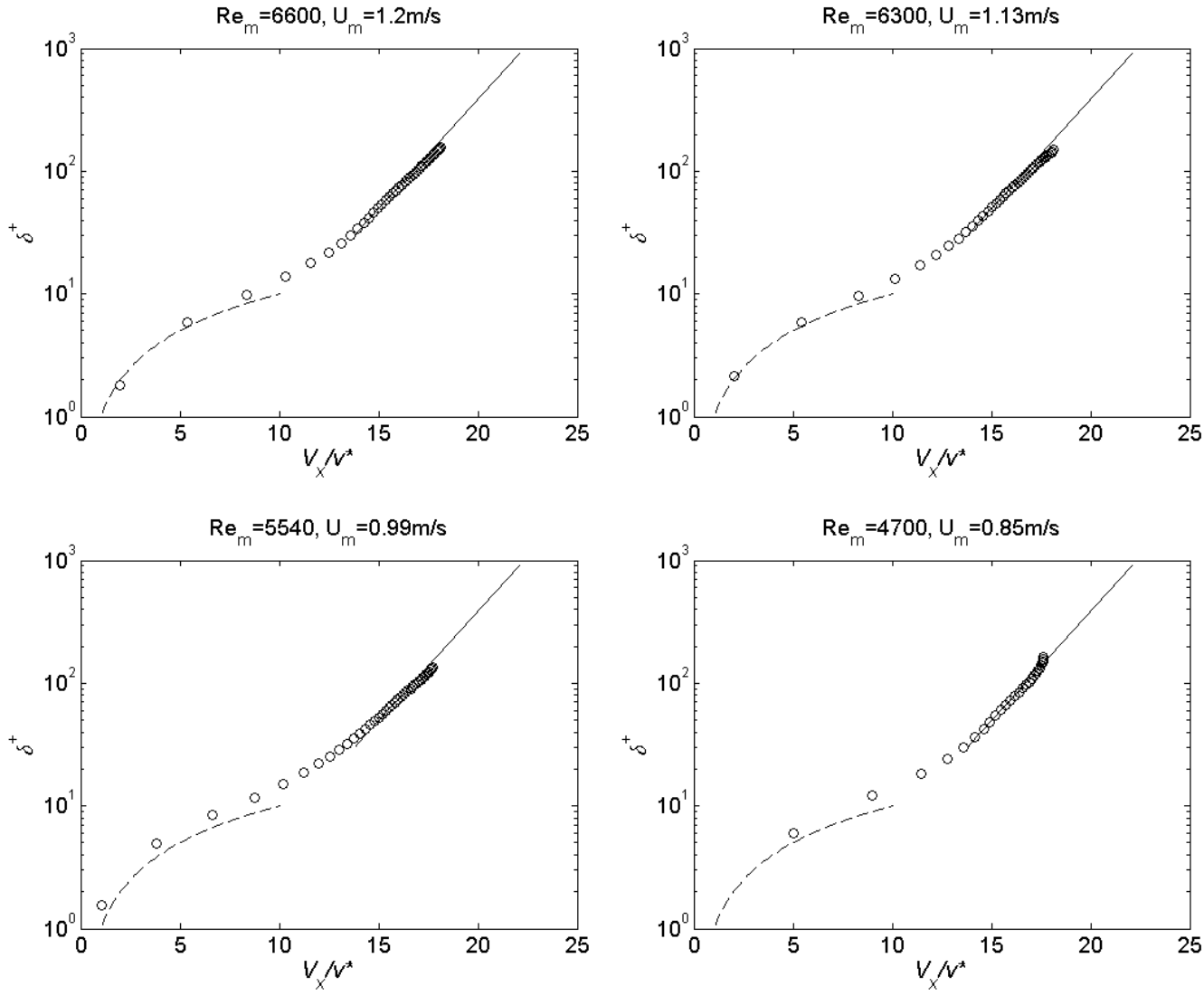


Figure 1.8 : Profils normalisés de vitesse longitudinale ϕ=0.31

1.3. Profil de vitesse radiale

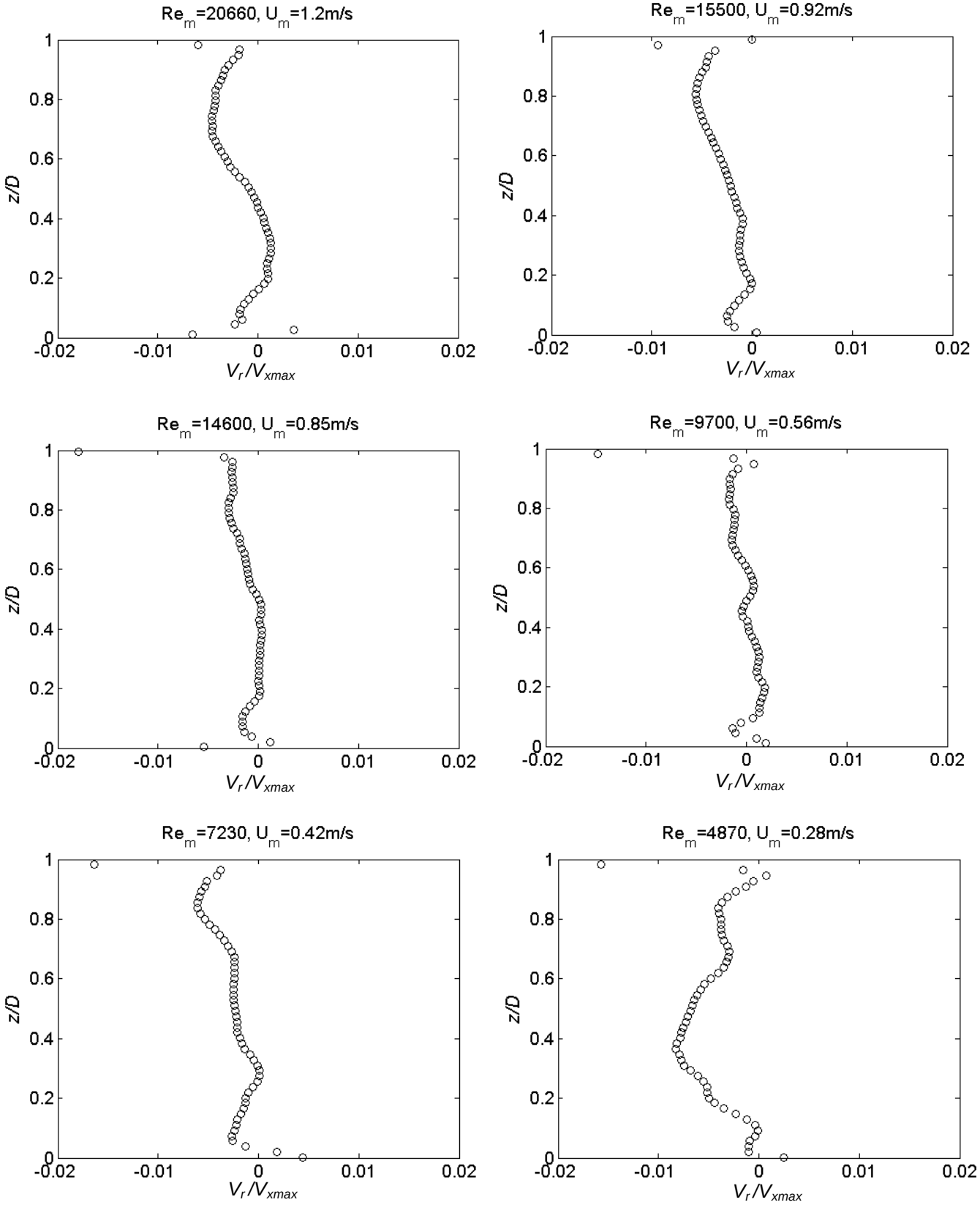


Figure 1.9 : Profils de vitesse radiale en écoulement monophasique V_{xmax}=1.5, 1.2, 1.1, 0.71, 0.54, 0.36m/s

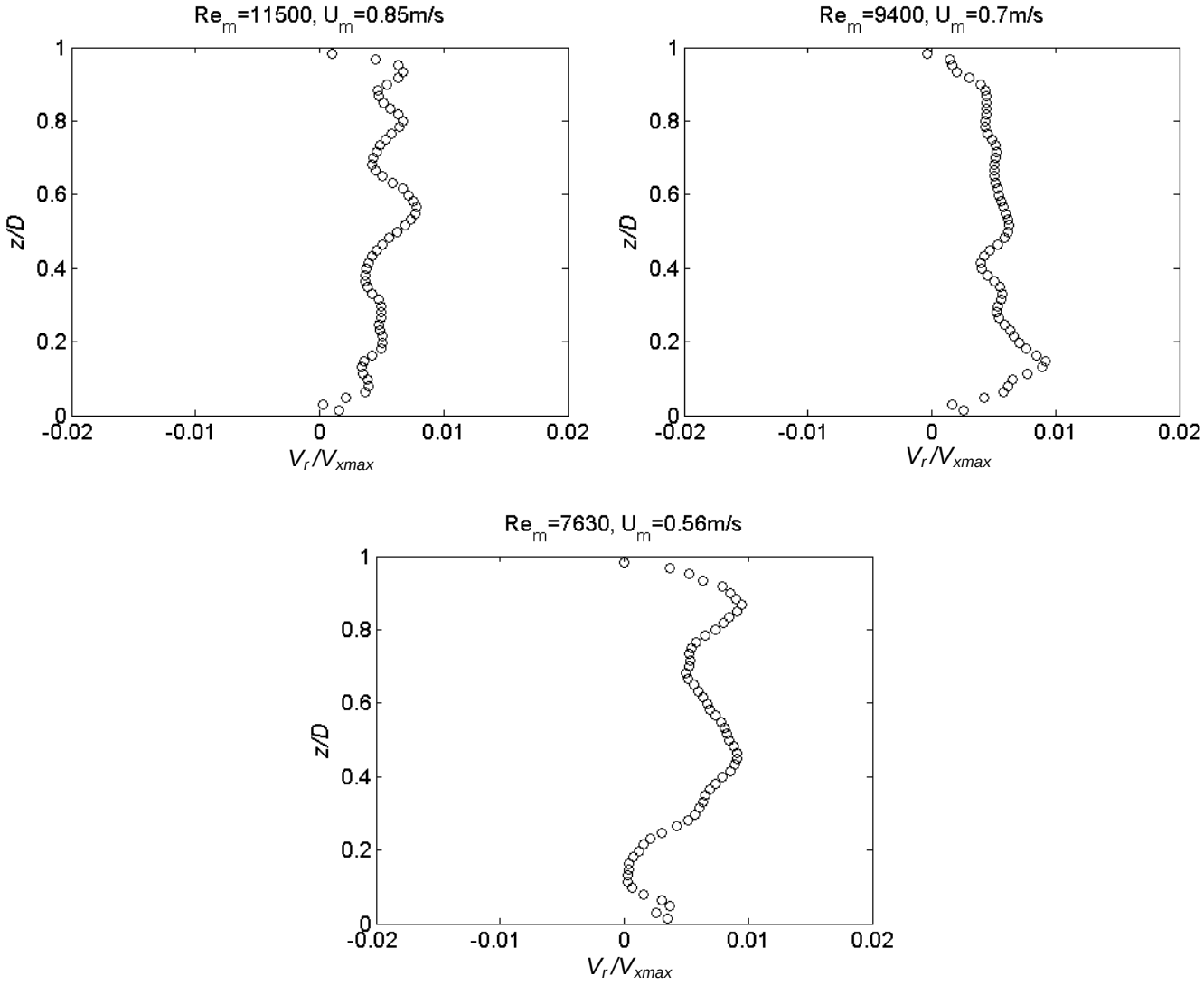


Figure 1.10 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.08, V_{xmax}=1.1, 0.88, 0.72m/s

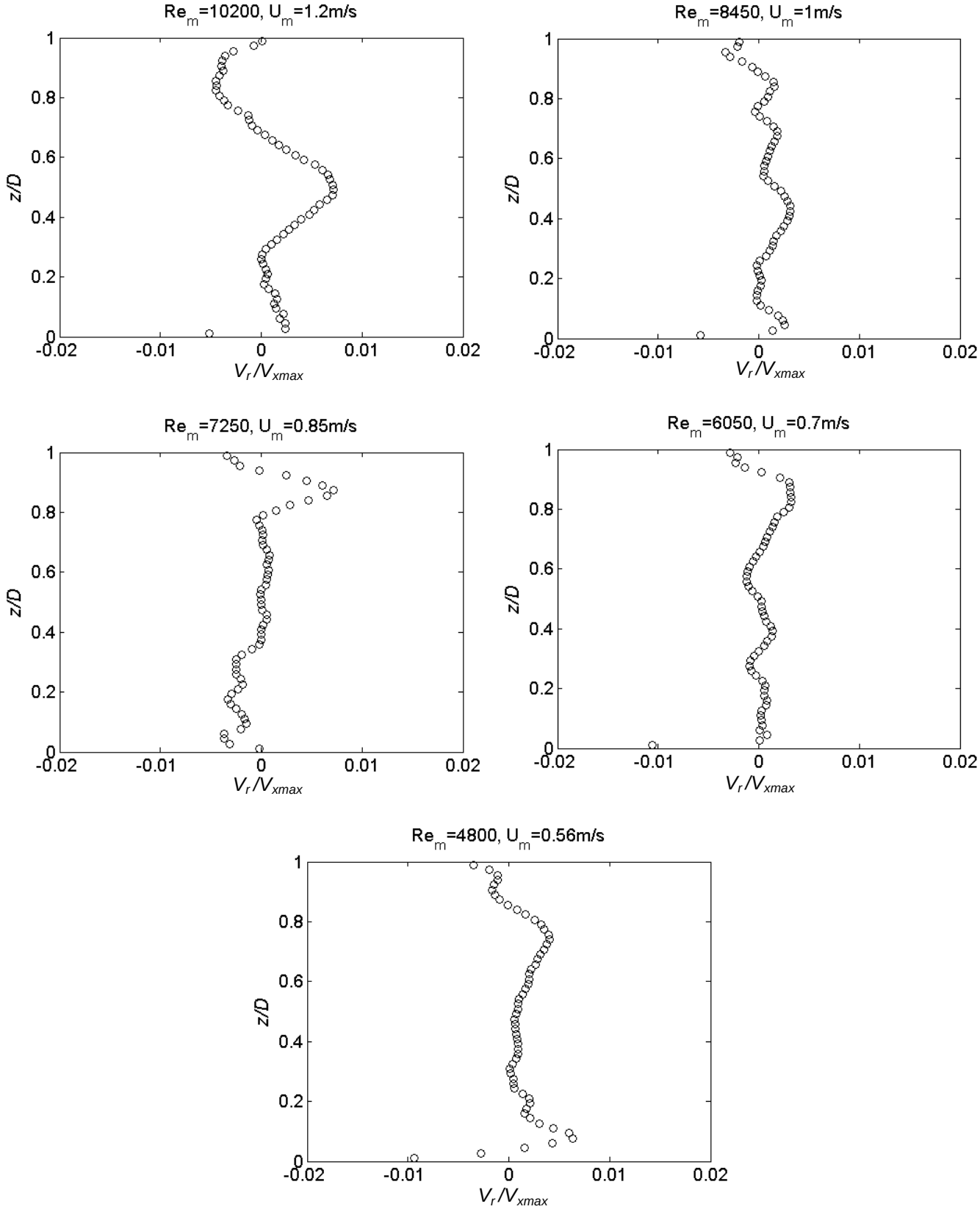


Figure 1.11 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.21, V_{xmax}=1.5, 1.2, 1.1, 0.89, 0.72m/s

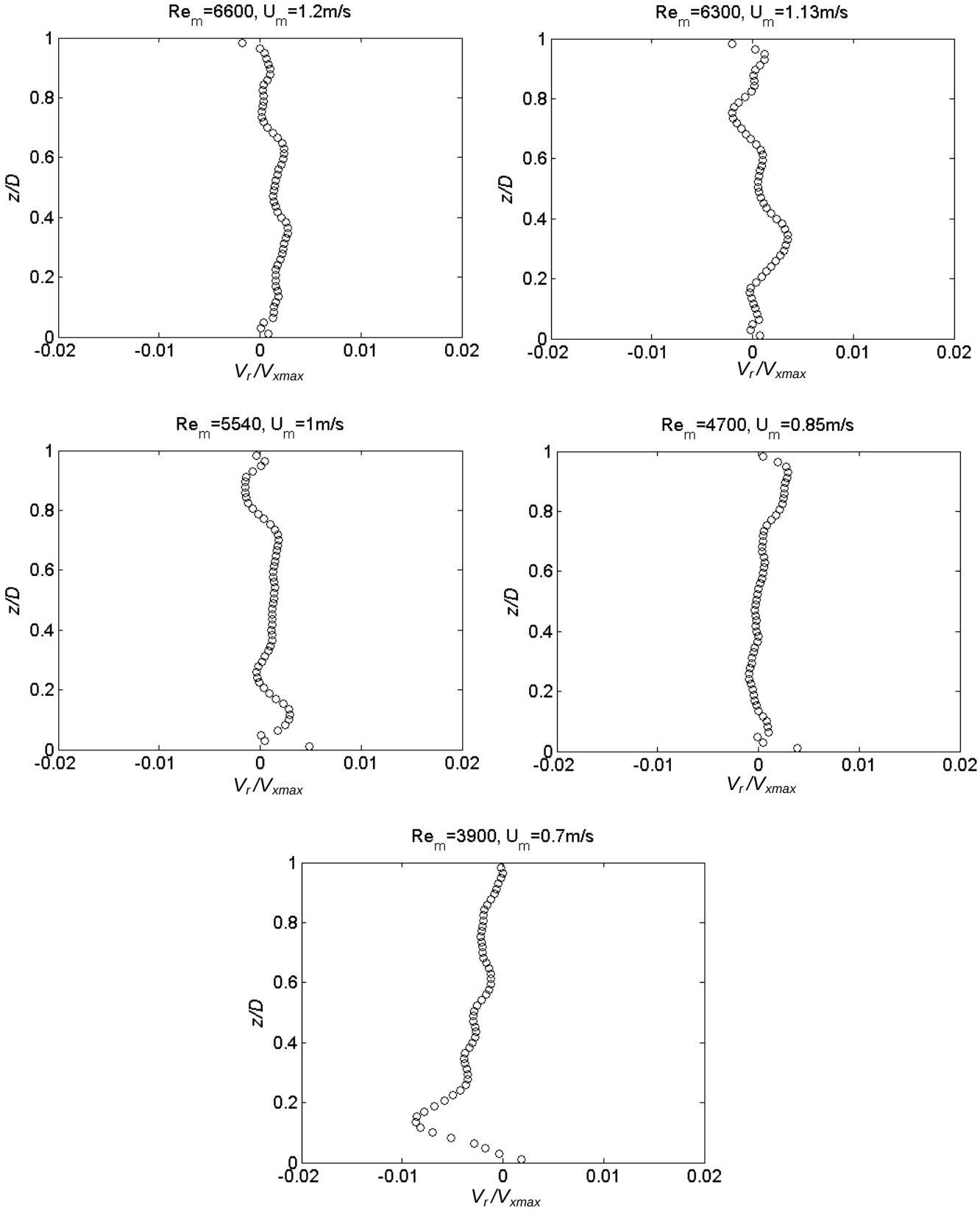


Figure 1.12 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.31, V_{xmax}=1.5, 1.4, 1.3, 1.1, 0.93m/s

1.4. Profils des vitesses rms

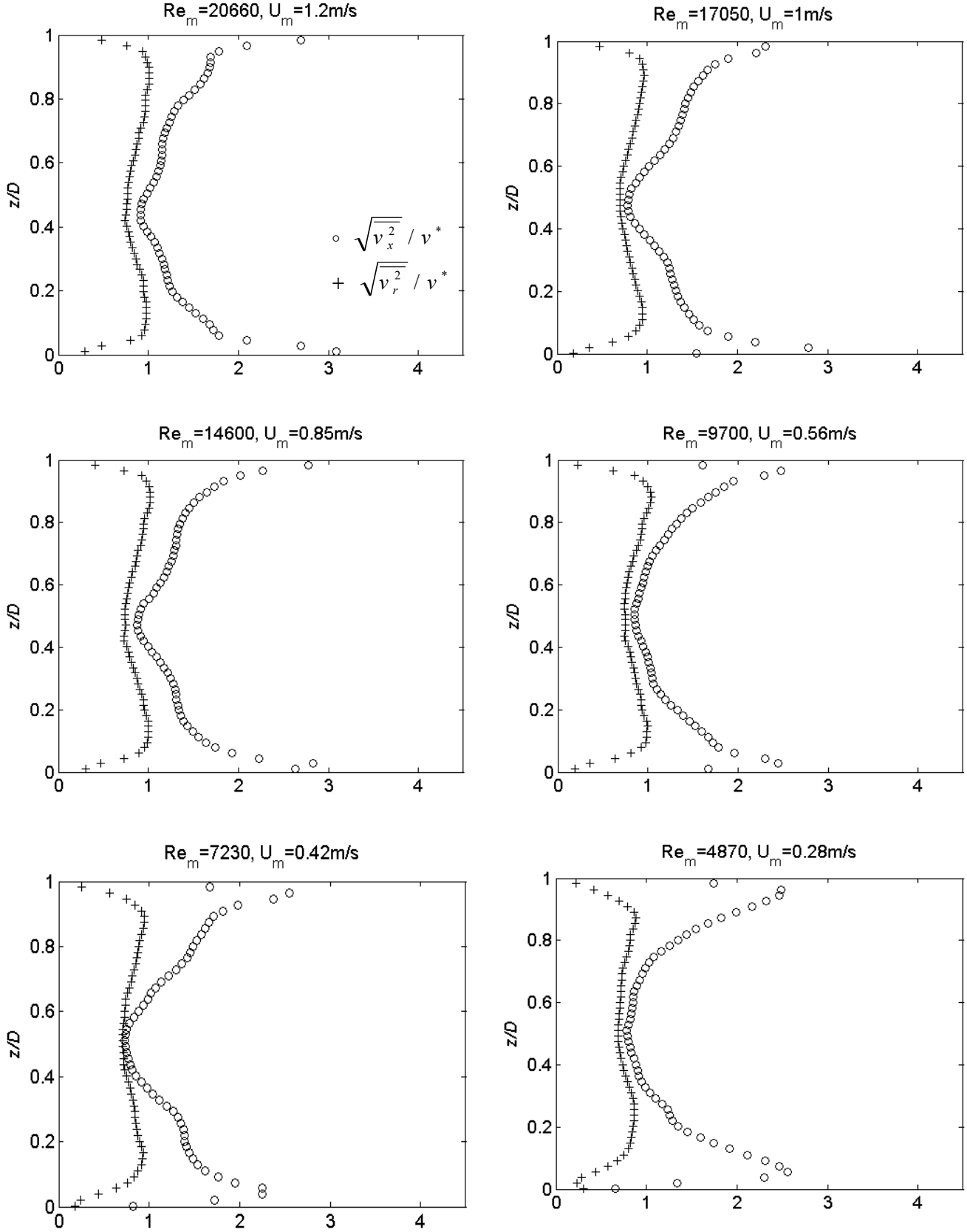


Figure 1.13 : Profils des vitesses *rms* en écoulement monophasique

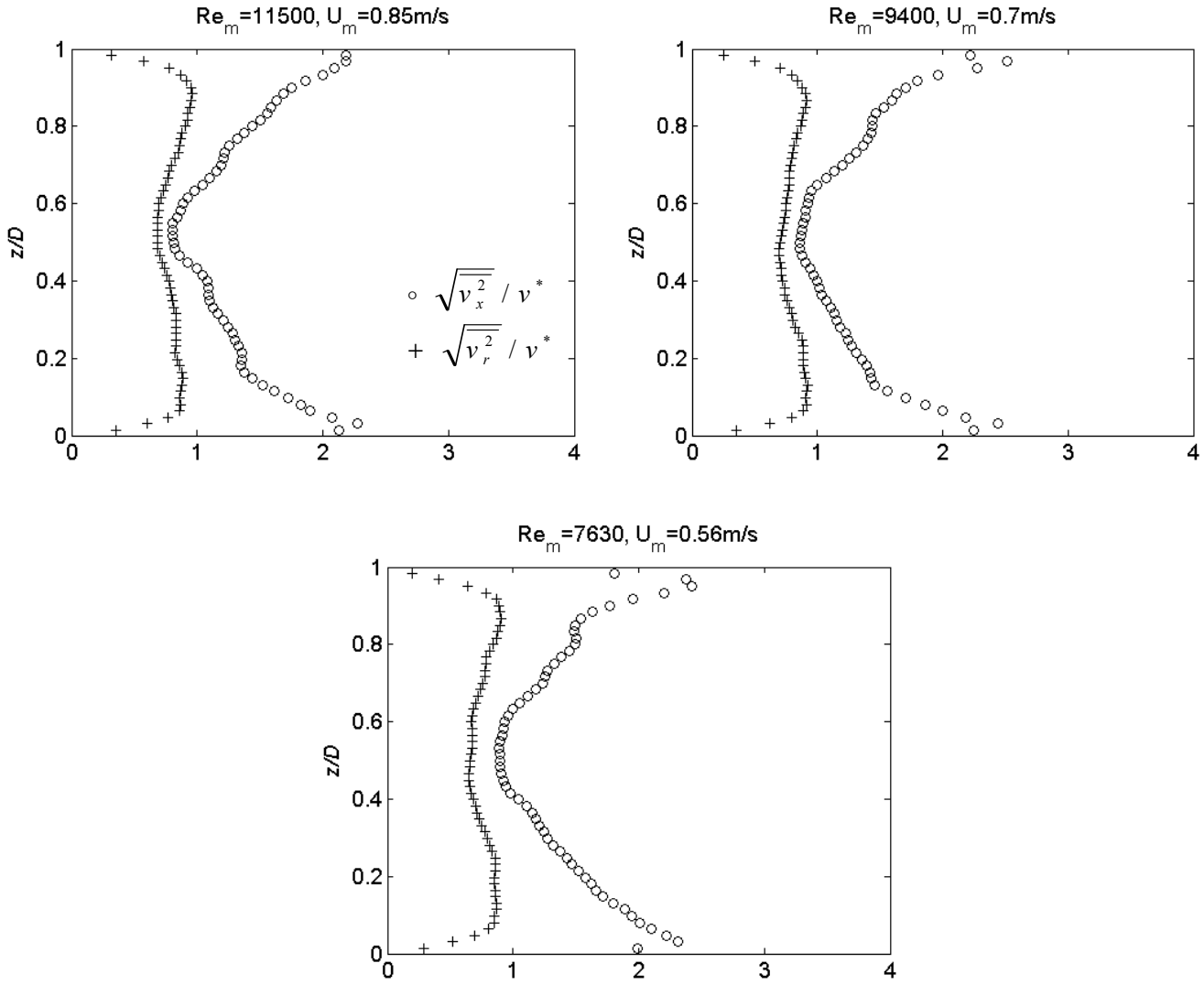


Figure 1.14 : Profils des vitesses *rms*, ϕ=0.08

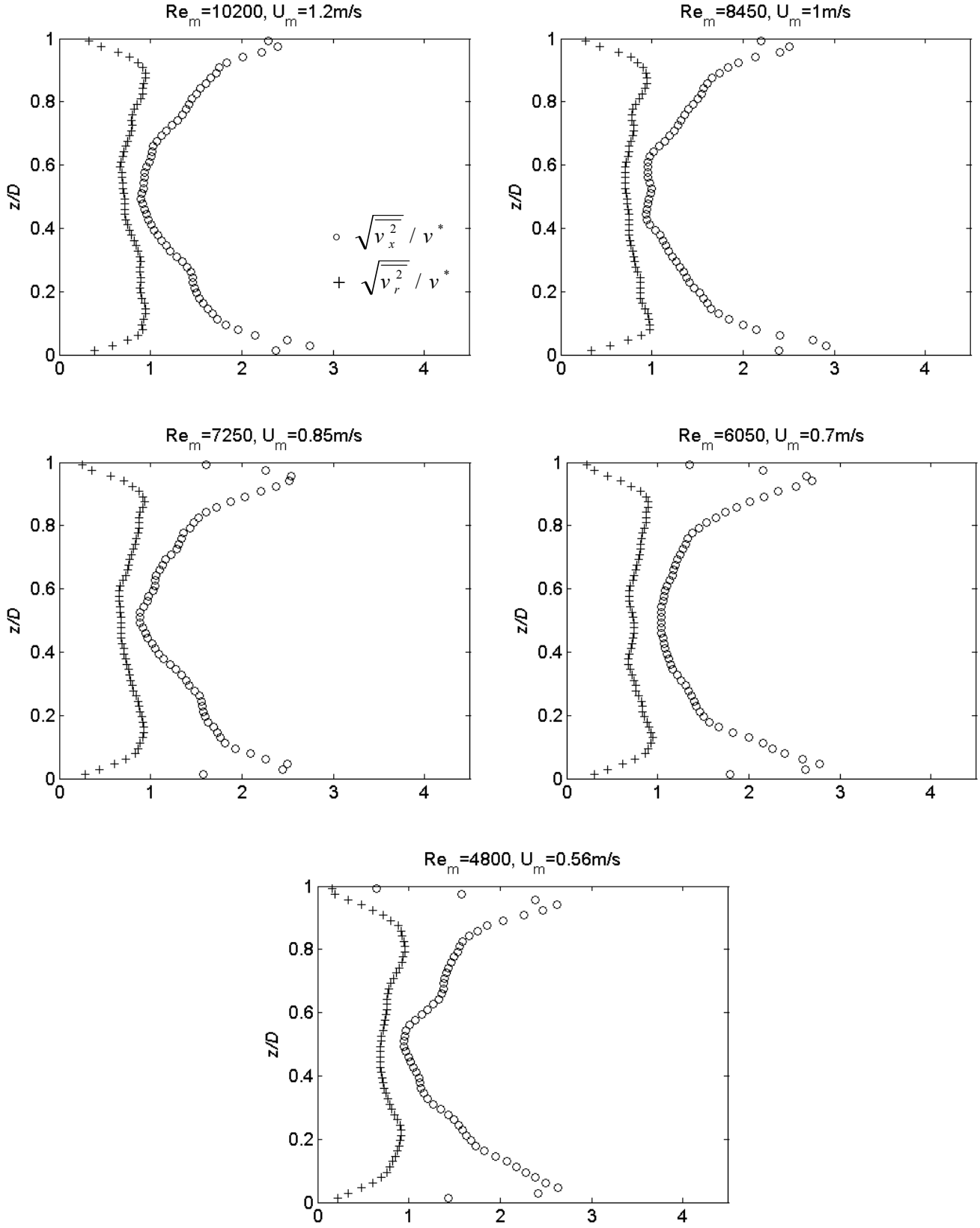


Figure 1.15 : Profils des vitesses *rms*, ϕ=0.21

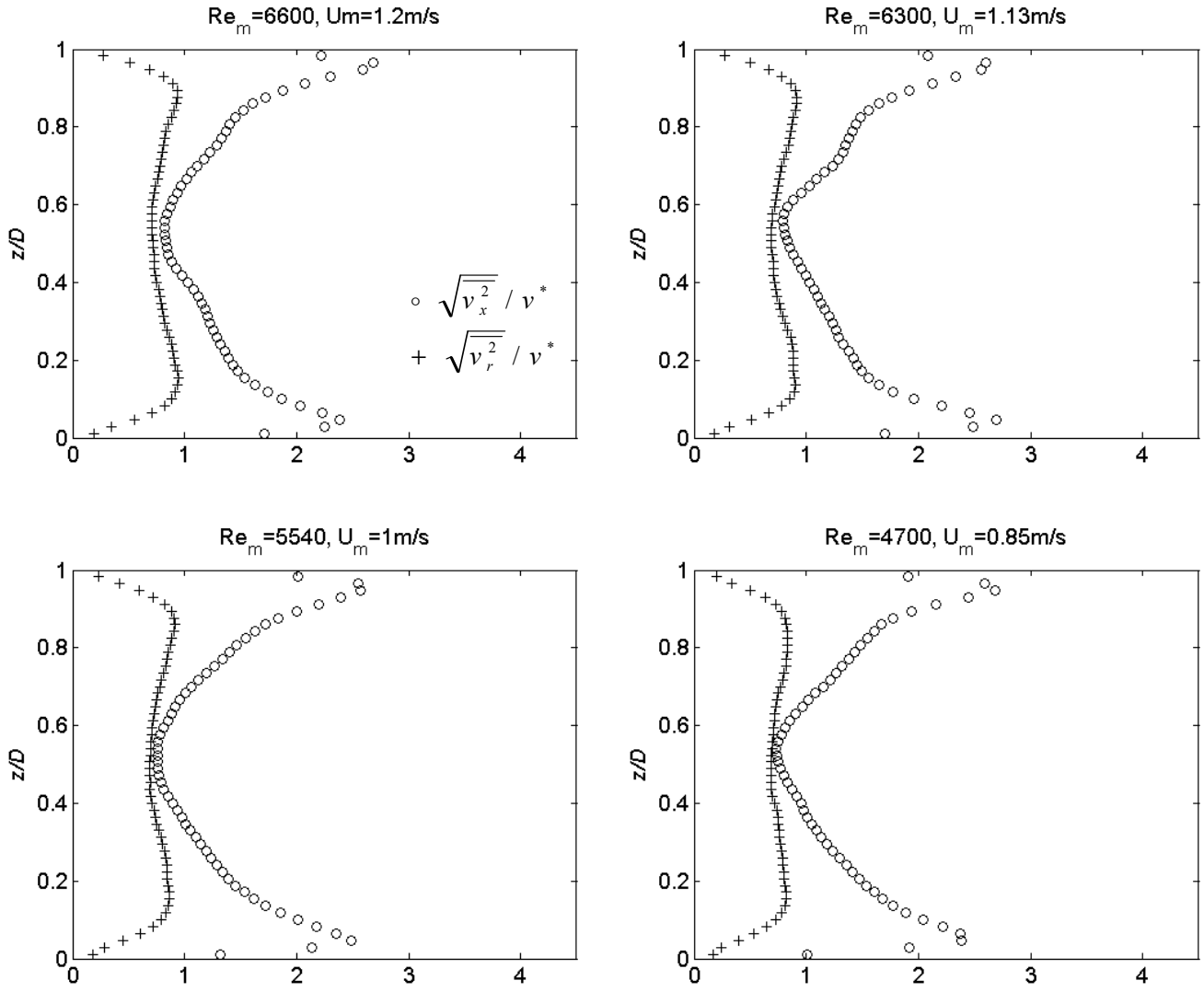


Figure 1.16 : Profils des vitesses *rms*, ϕ=0.31

1.5. Bilan de quantité de mouvement

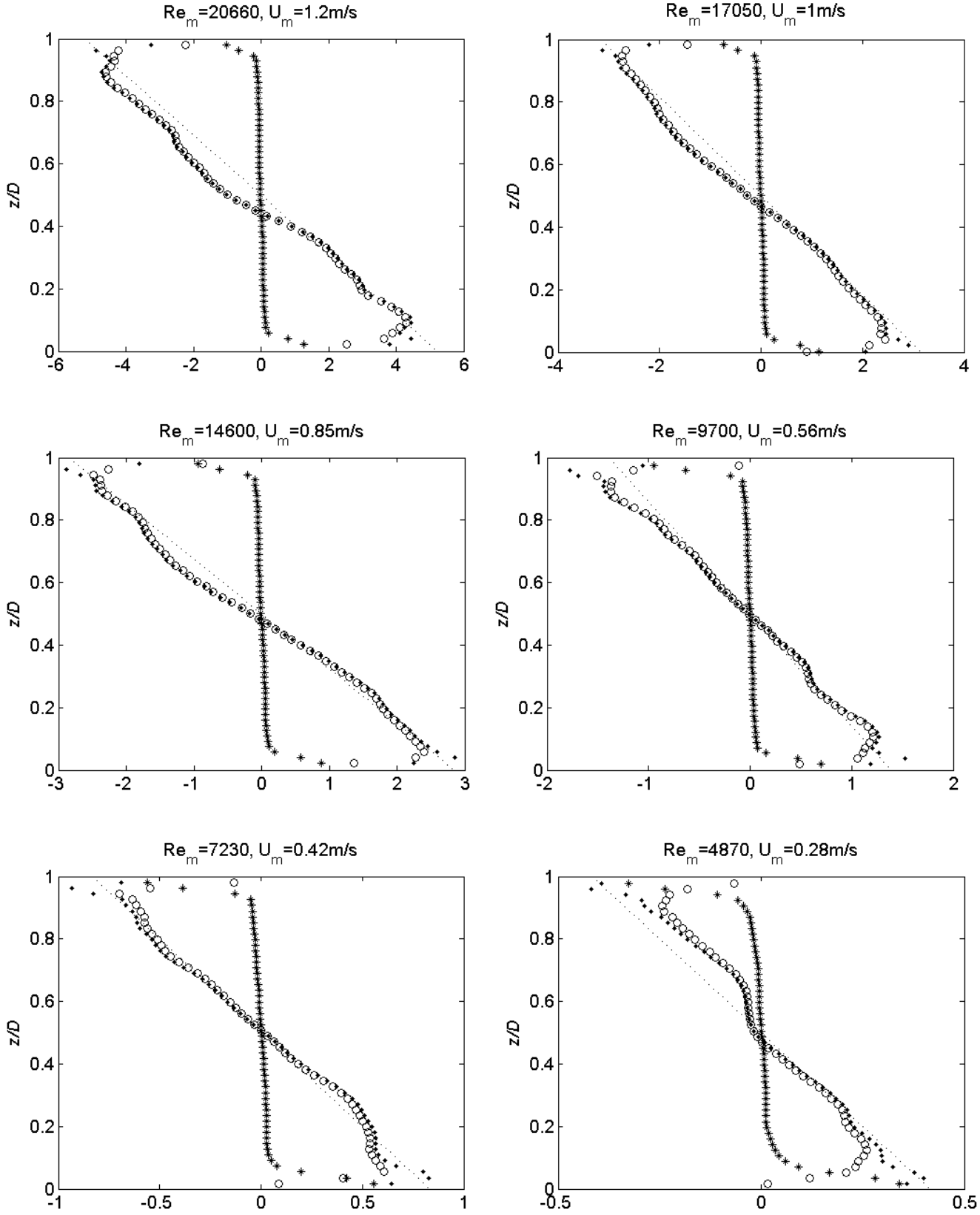


Figure 1.17 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (♦), terme de perte de charge (···)

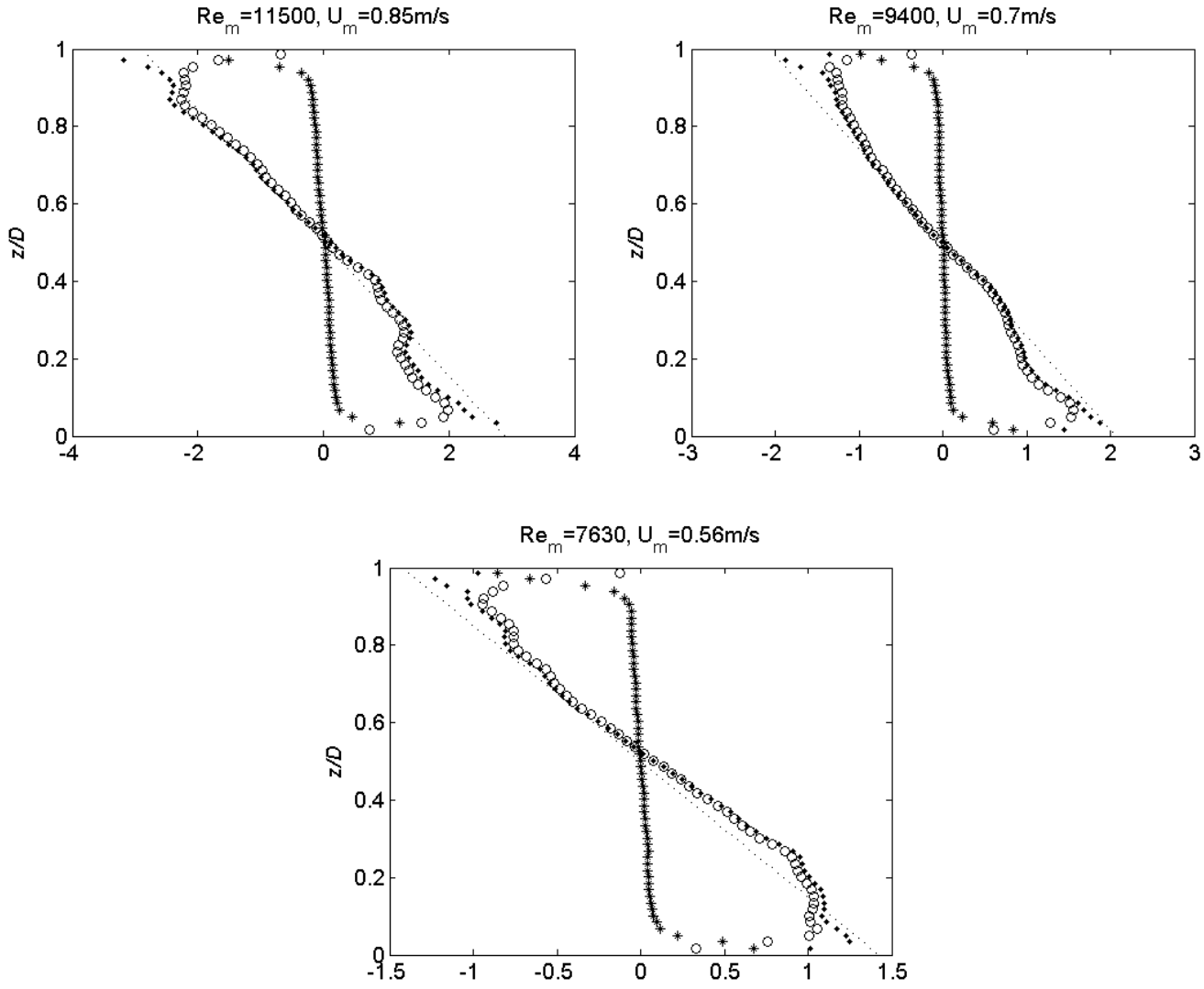


Figure 1.18 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (◆), terme de perte de charge (···), ϕ=0.08

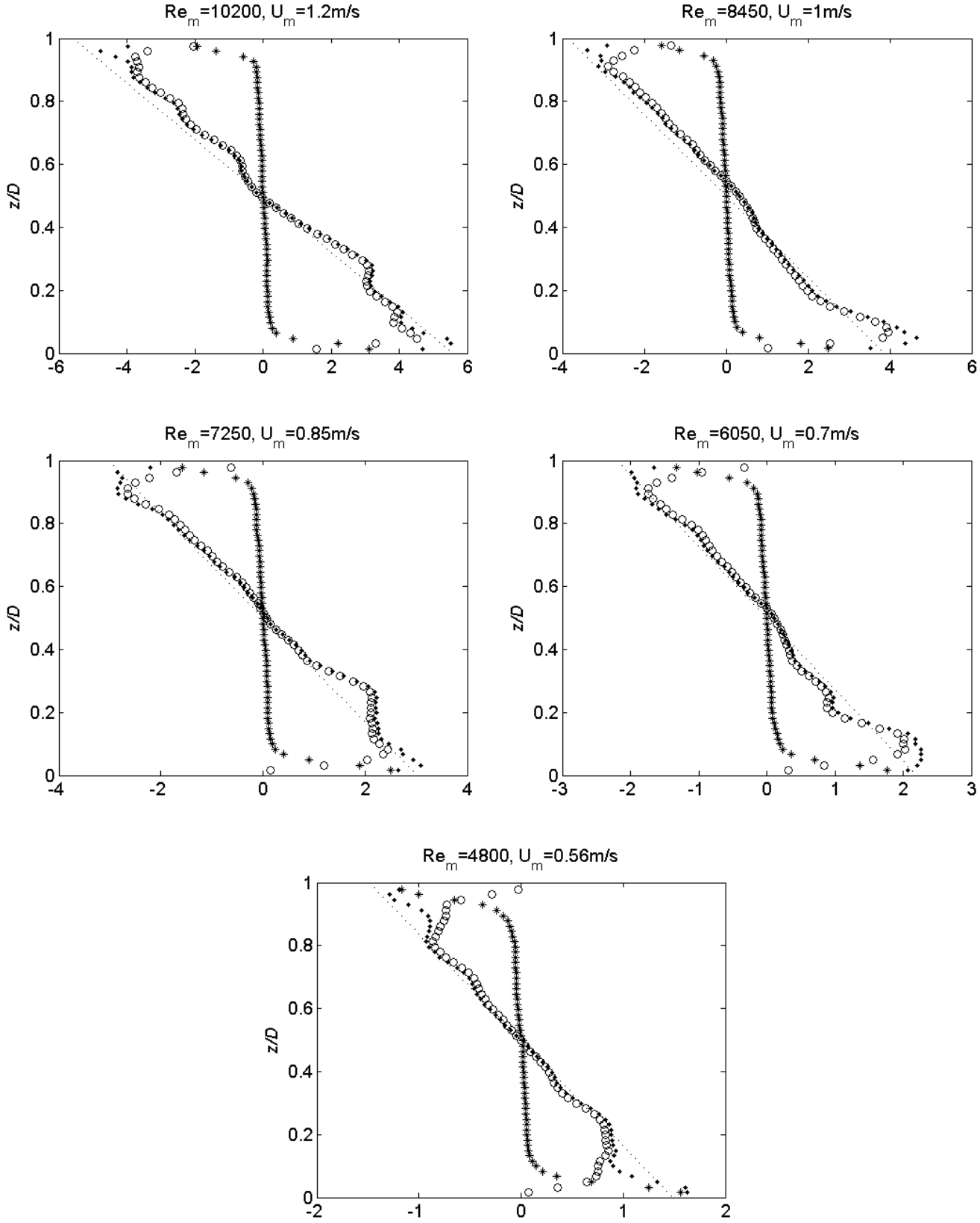


Figure 1.19 : Termes de contrainte visqueuse (∗) et turbulente (o), somme des contraintes (◆), terme de perte de charge (···), ϕ=0.21

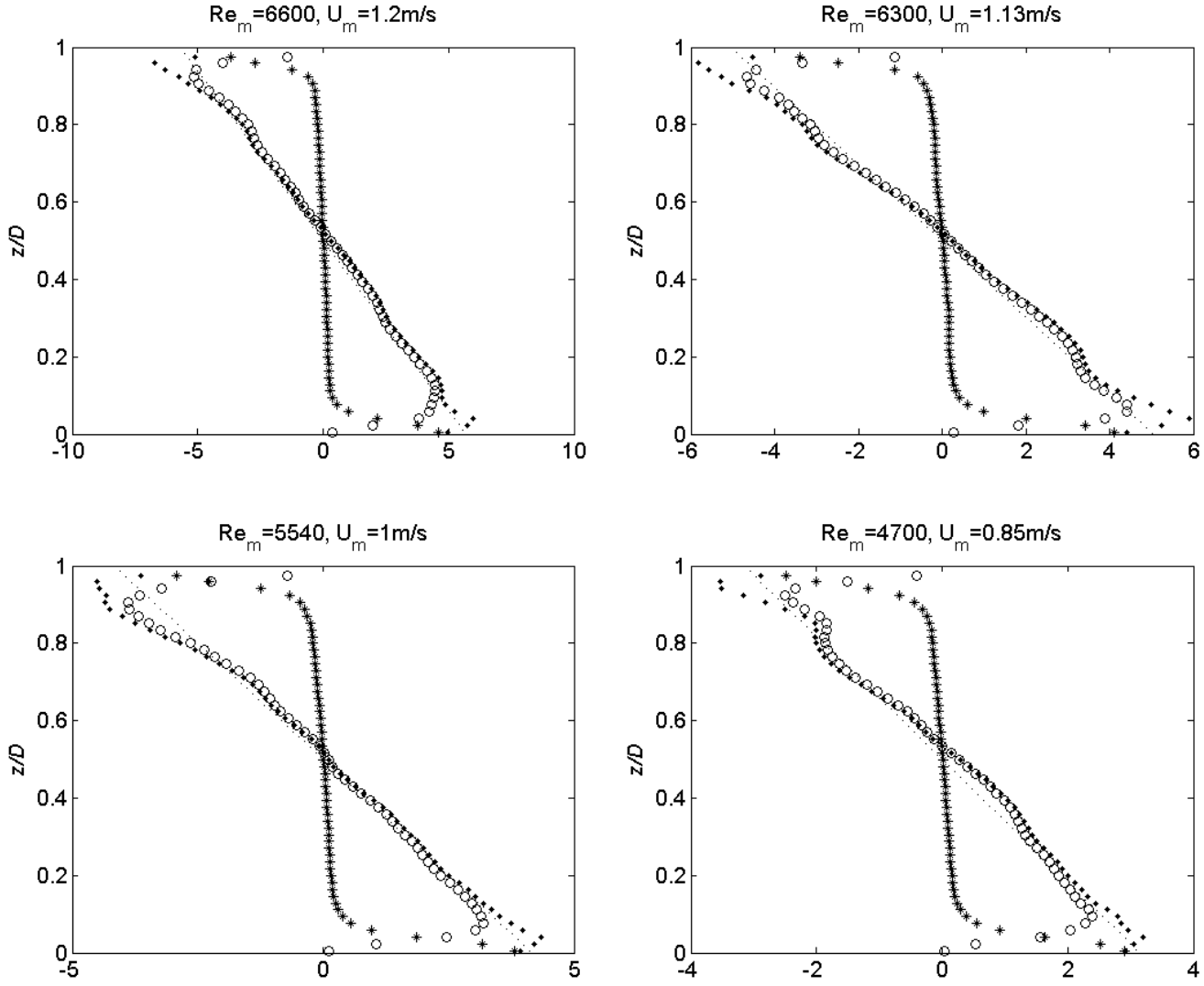


Figure 1.20 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (♦), terme de perte de charge (···), ϕ=0.31

2. Régime intermittent

2.1. Profils de vitesse longitudinale

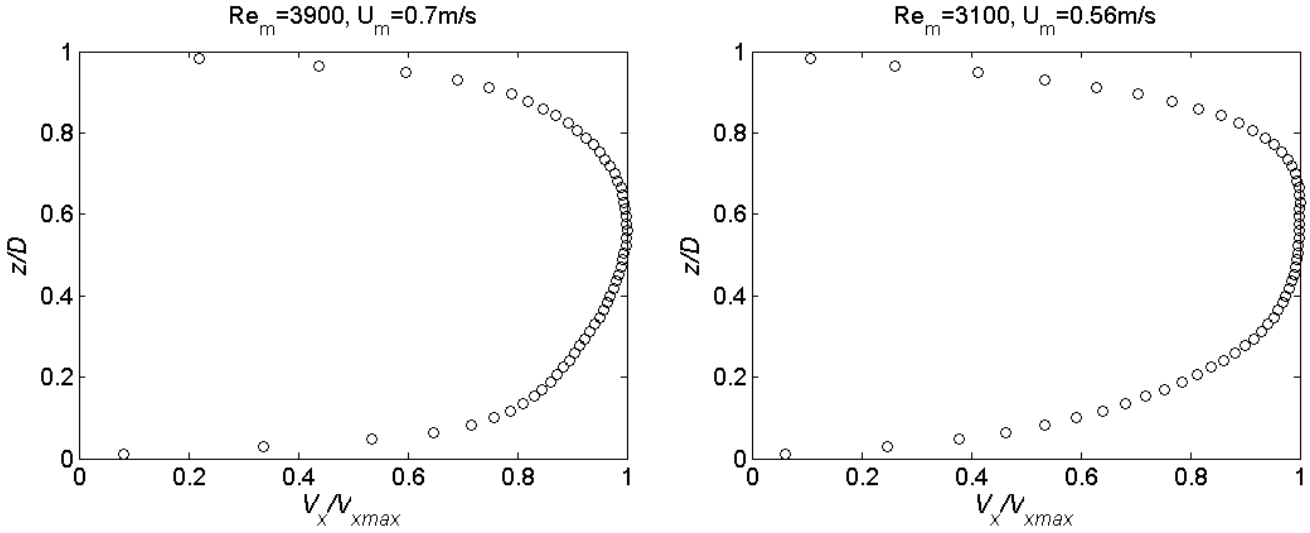


Figure 2.1 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.31, V_{xmax}=0.93, 0.79m/s

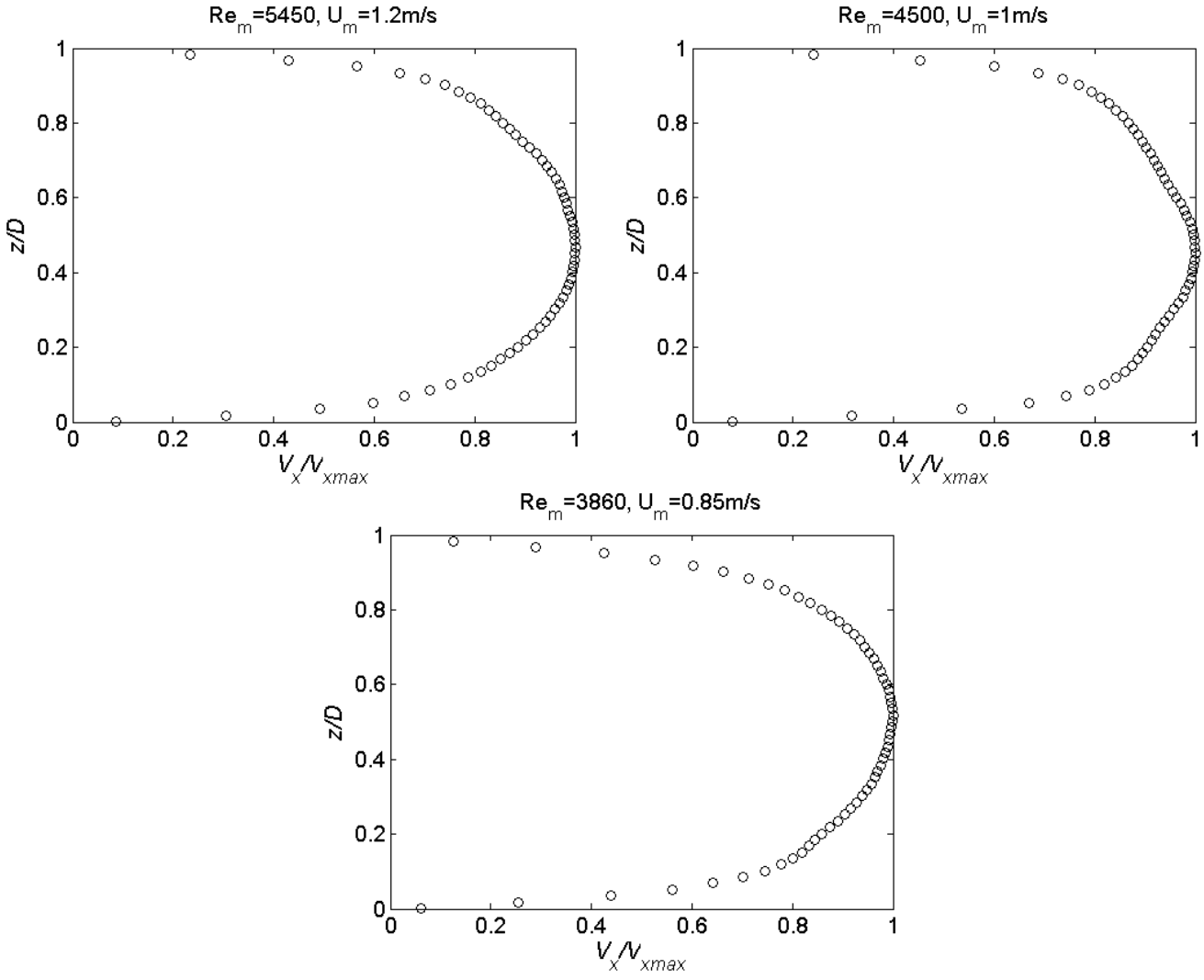


Figure 2.2 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.35, V_{xmax}=1.5, 1.3, 1.1m/s

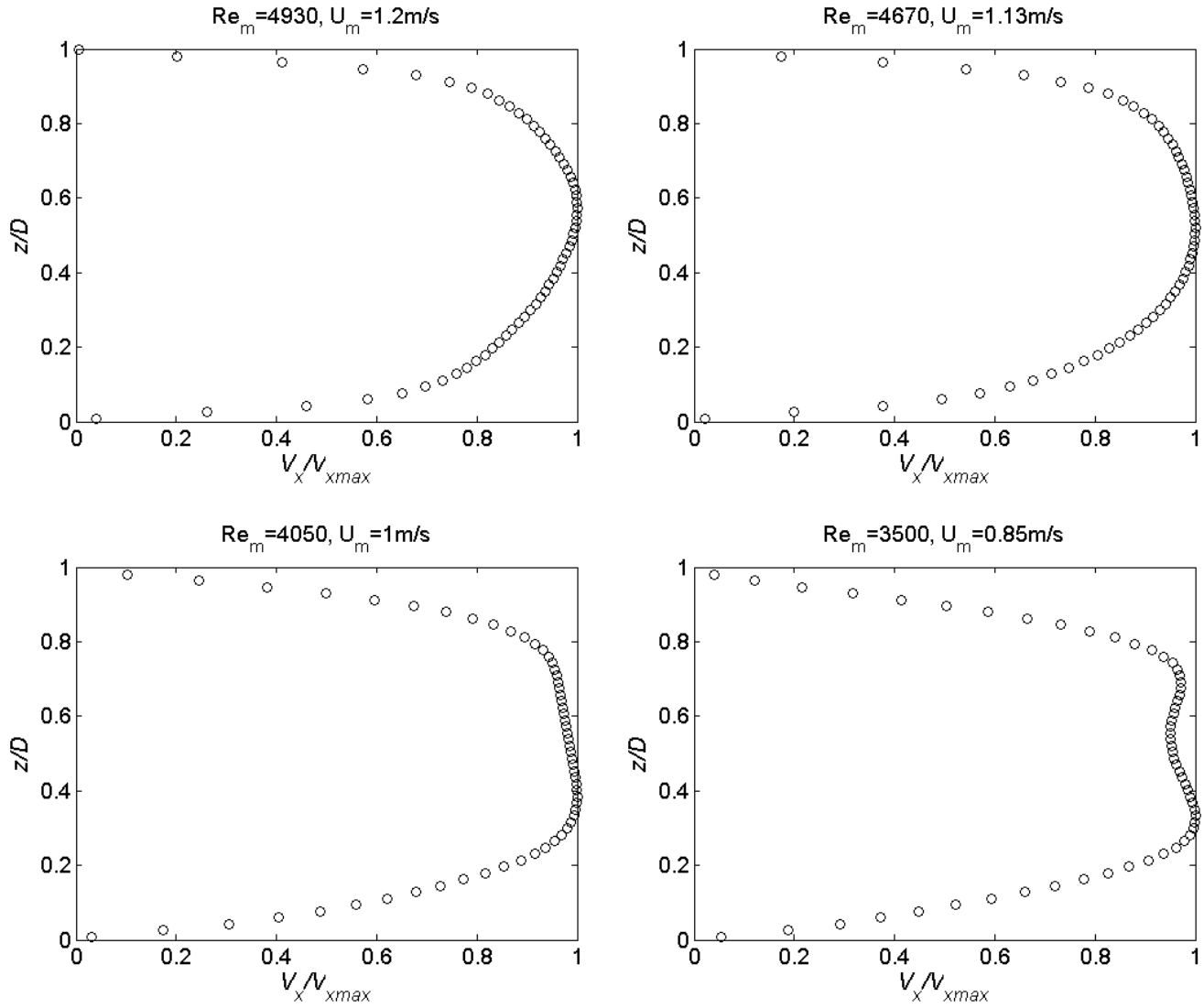


Figure 2.3 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.37, V_{xmax}=1.6, 1.5, 1.4, 1.3m/s

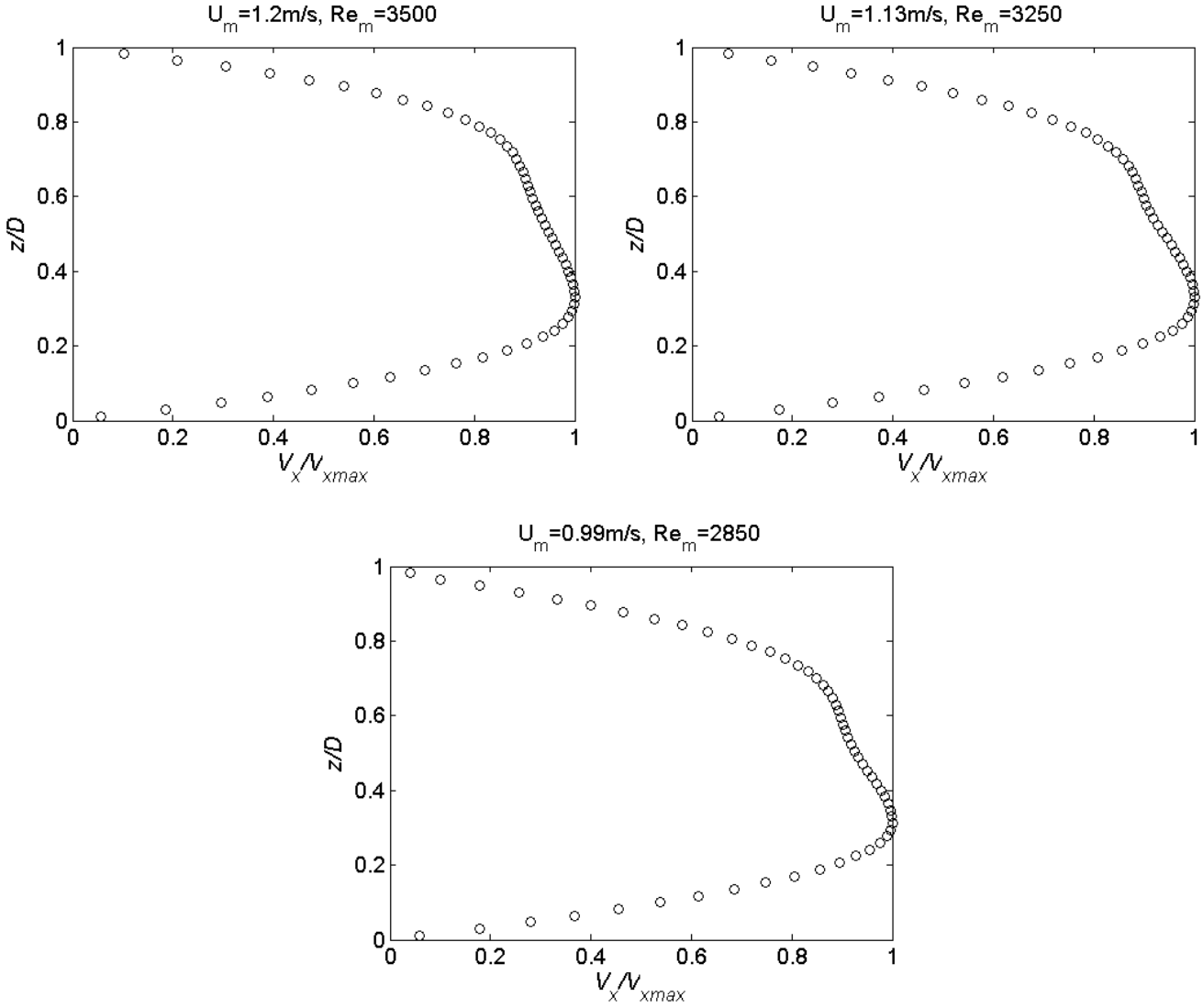


Figure 2.4 : Profils de vitesse longitudinale ϕ=0.43, V_{xmax}=1.8, 1.8, 1.6m/s

2.2. Profil de vitesse radiale

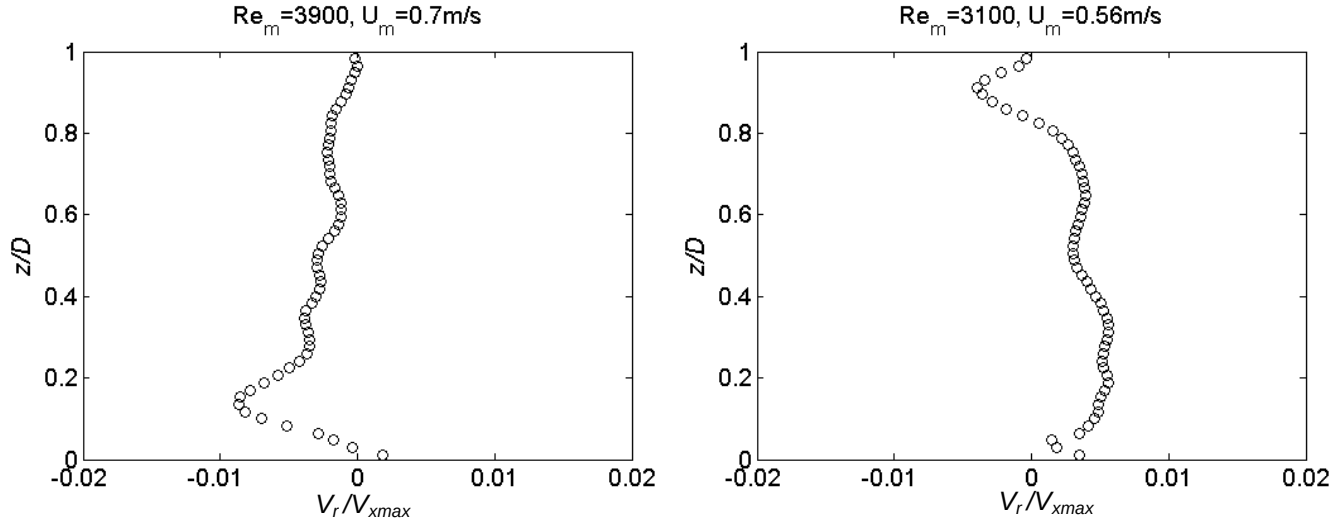


Figure 2.5 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.31, V_{xmax}=0.93, 0.79m/s

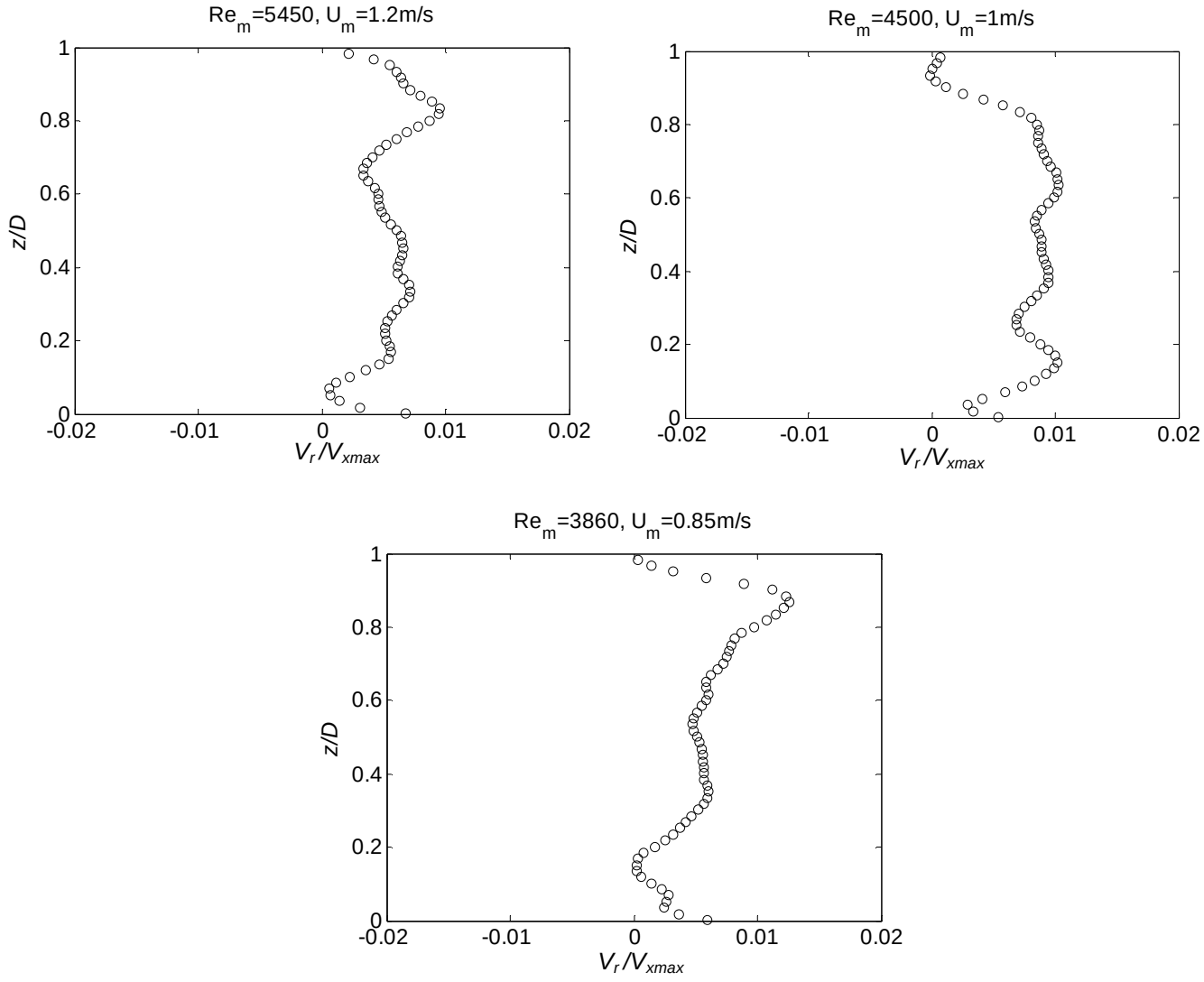


Figure 2.6 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.35, V_{xmax}=1.5, 1.3, 1.1m/s

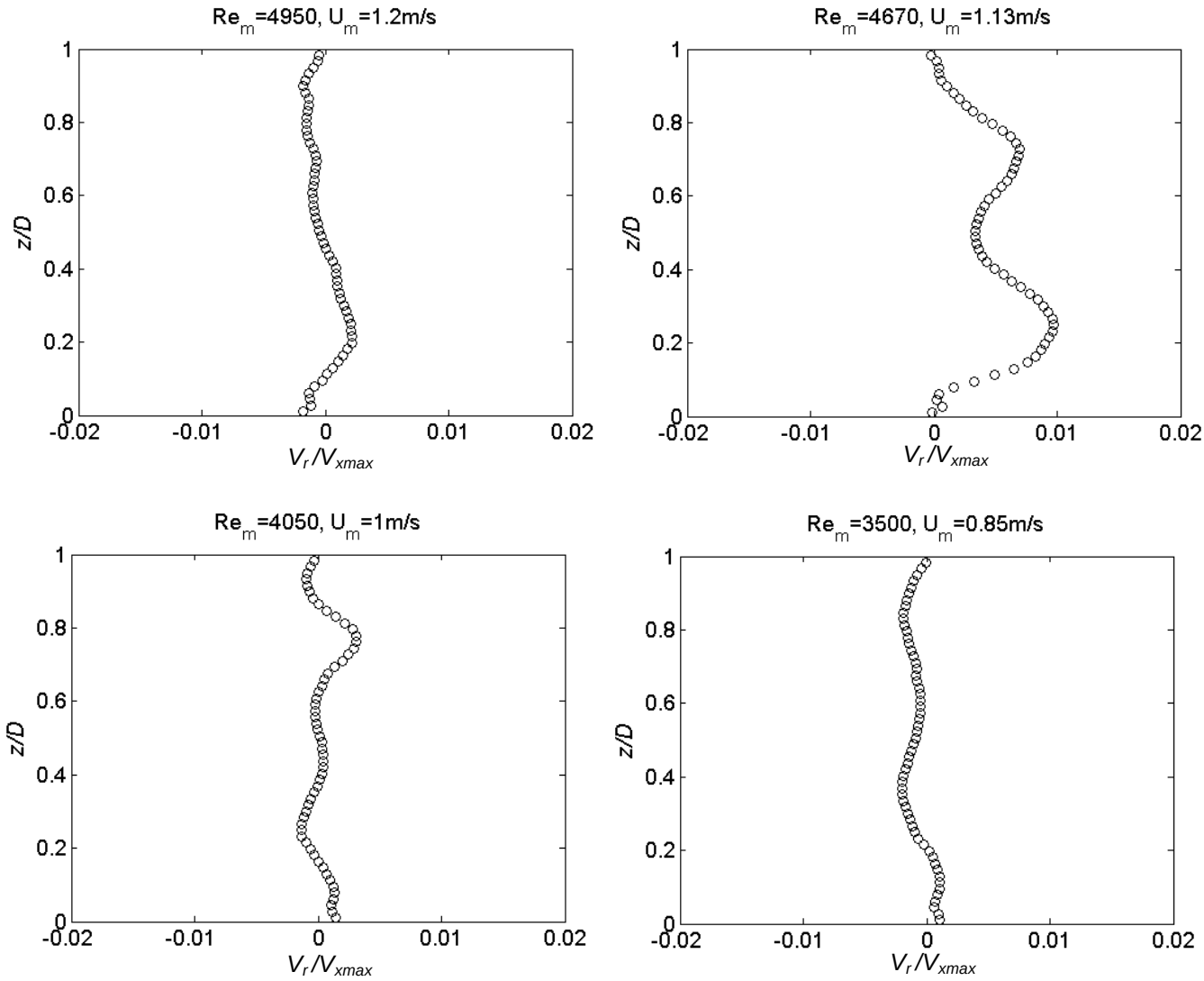


Figure 2.7 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.37, V_{xmax}=1.6, 1.5, 1.4, 1.3m/s

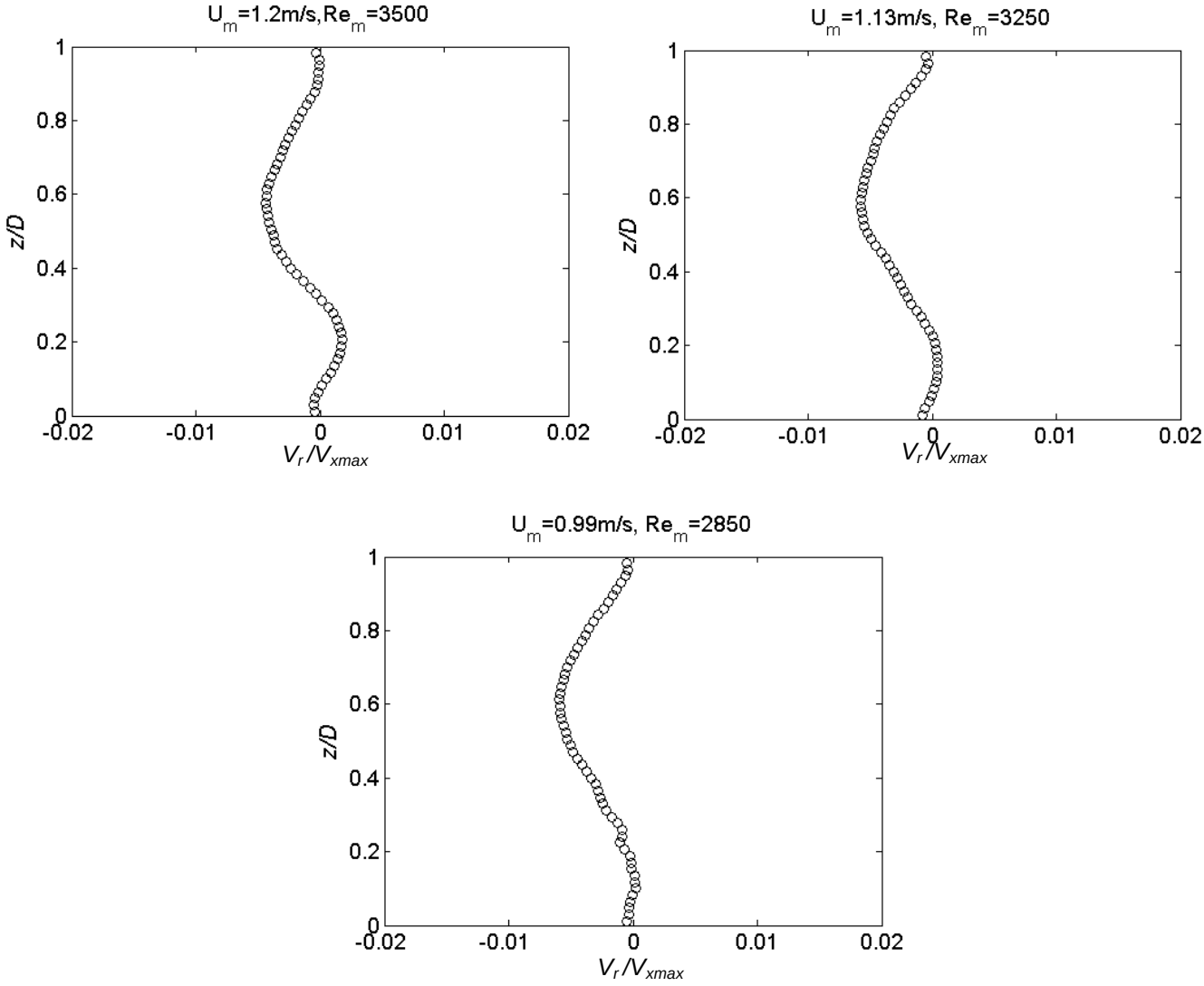


Figure 2.8 : Profils de vitesse radiale ϕ=0.43, V_{xmax}=1.8, 1.8, 1.6m/s

2.3. Profils des vitesses rms

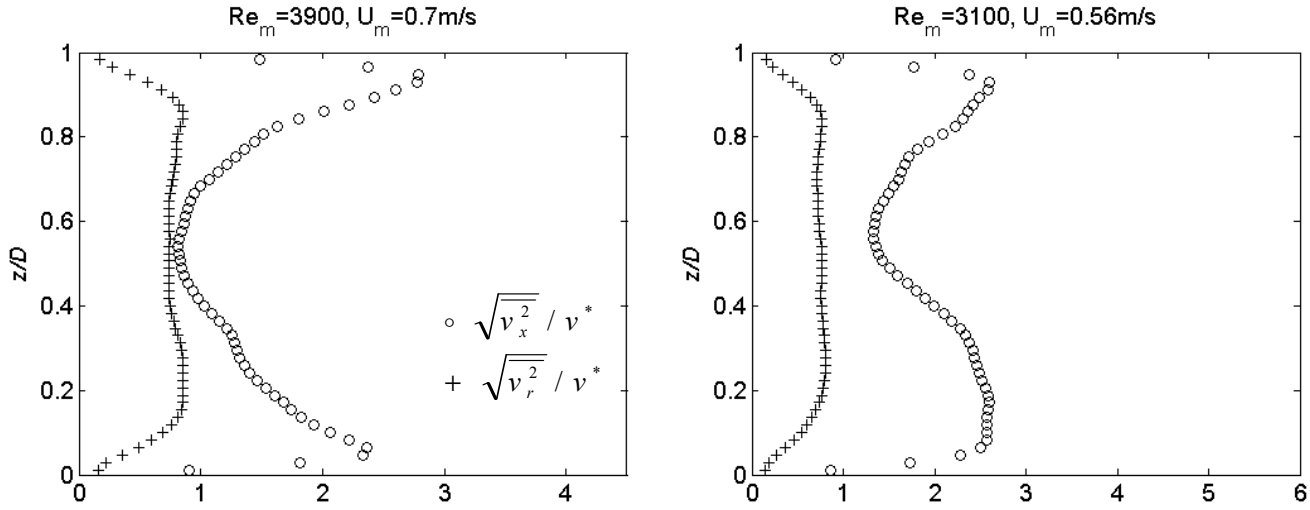


Figure 2.9 : Profils des vitesses *rms* ϕ=0.31

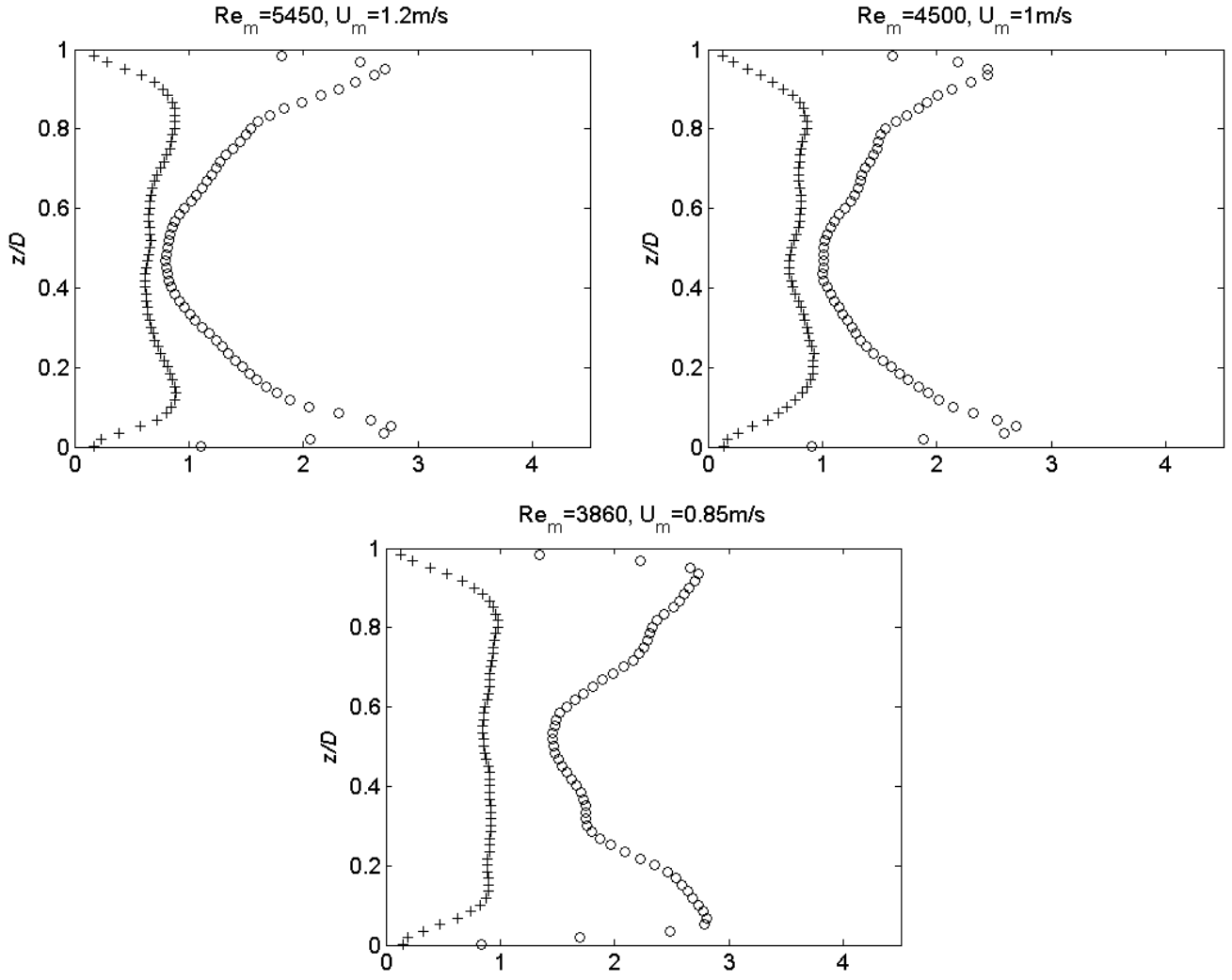


Figure 2.10 : Profils des vitesses *rms* ϕ=0.35

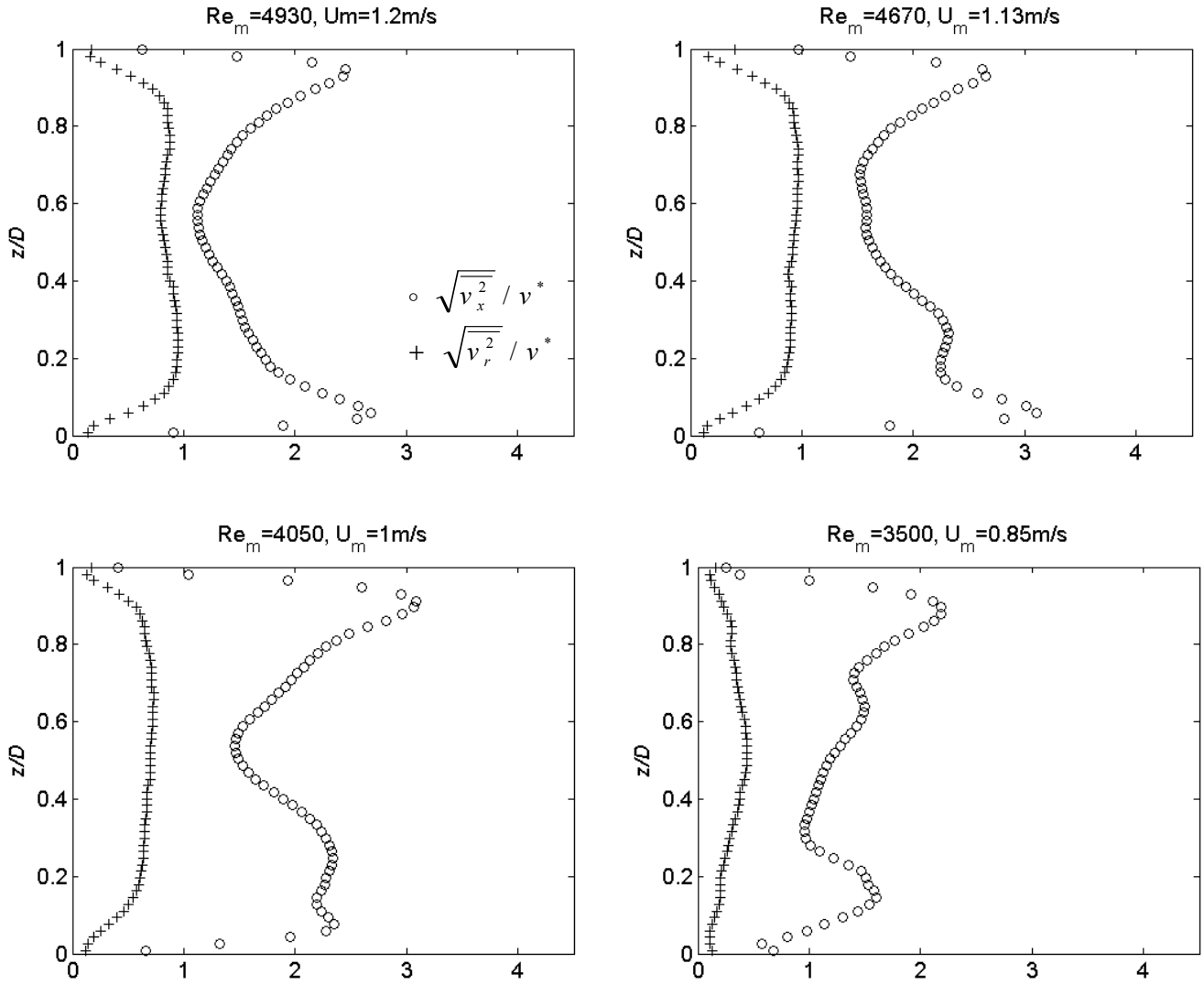


Figure 2.11 : Profils des vitesses *rms* ϕ=0.37

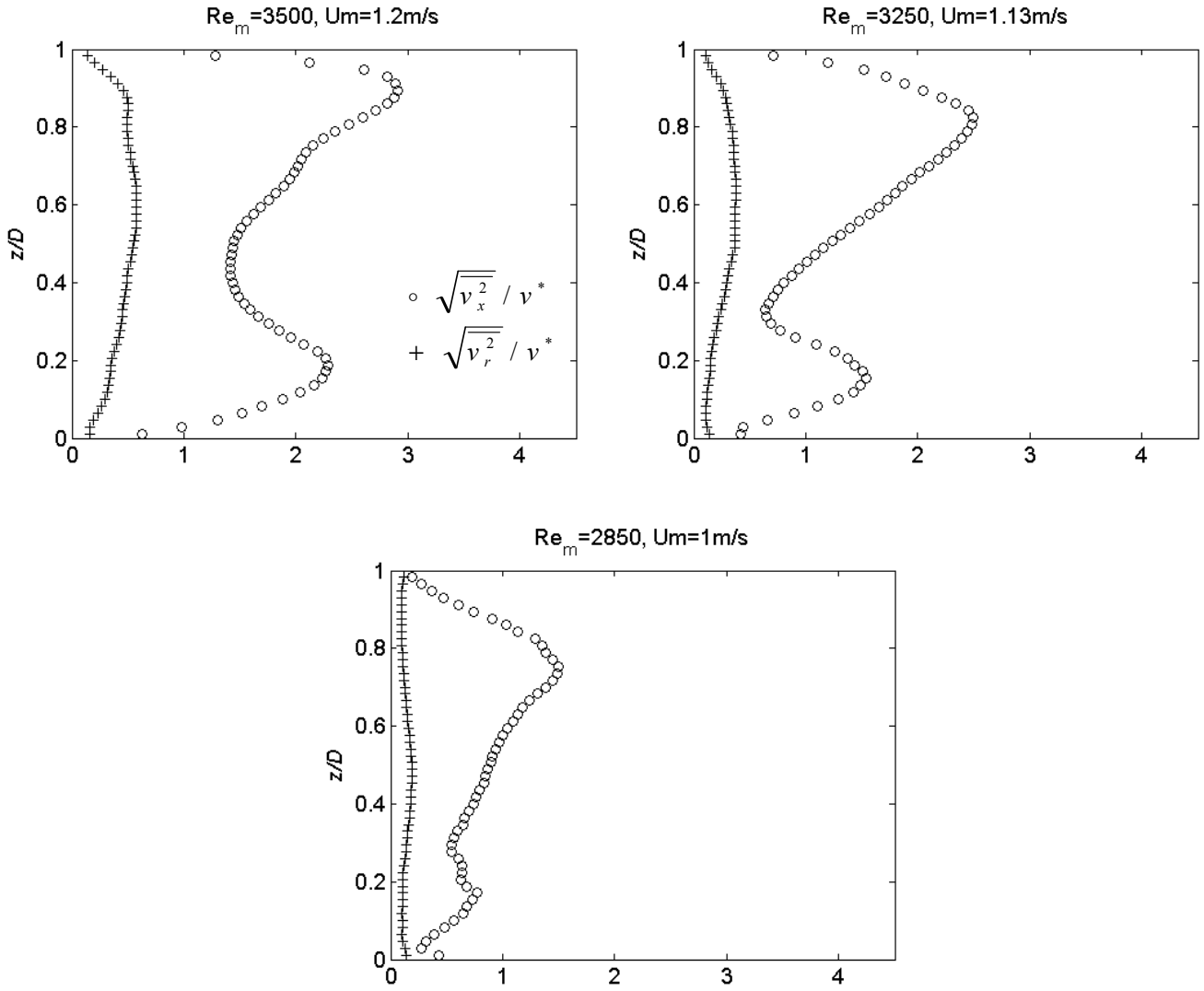


Figure 2.12 : Profils des vitesses *rms* ϕ=0.43

2.4. Termes de contraintes visqueuse et turbulente

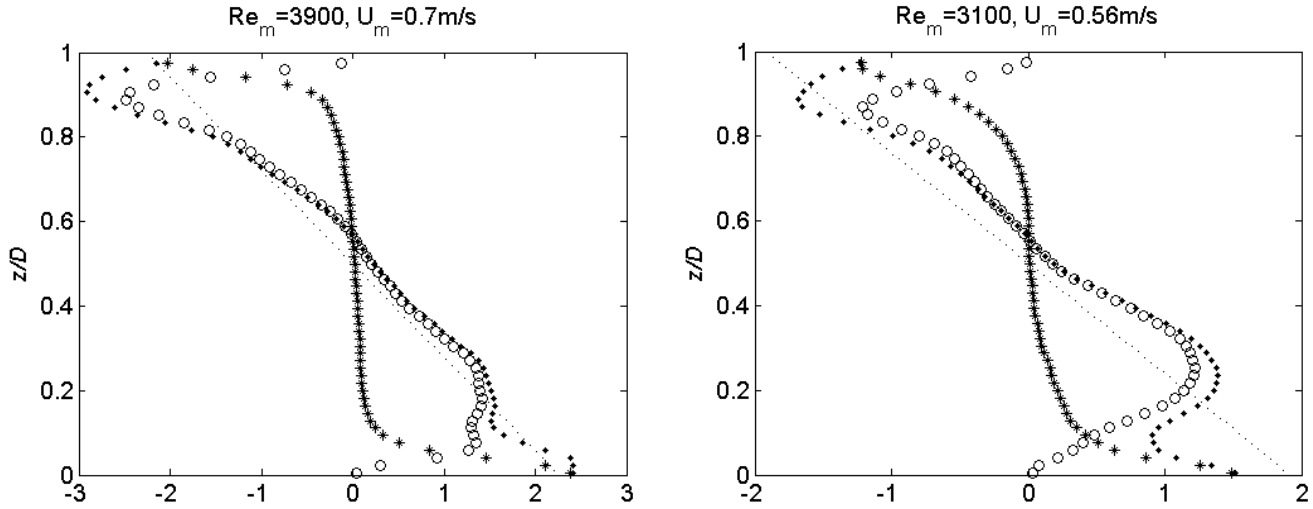


Figure 2.13 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (♦), terme de perte de charge (···), ϕ=0.31

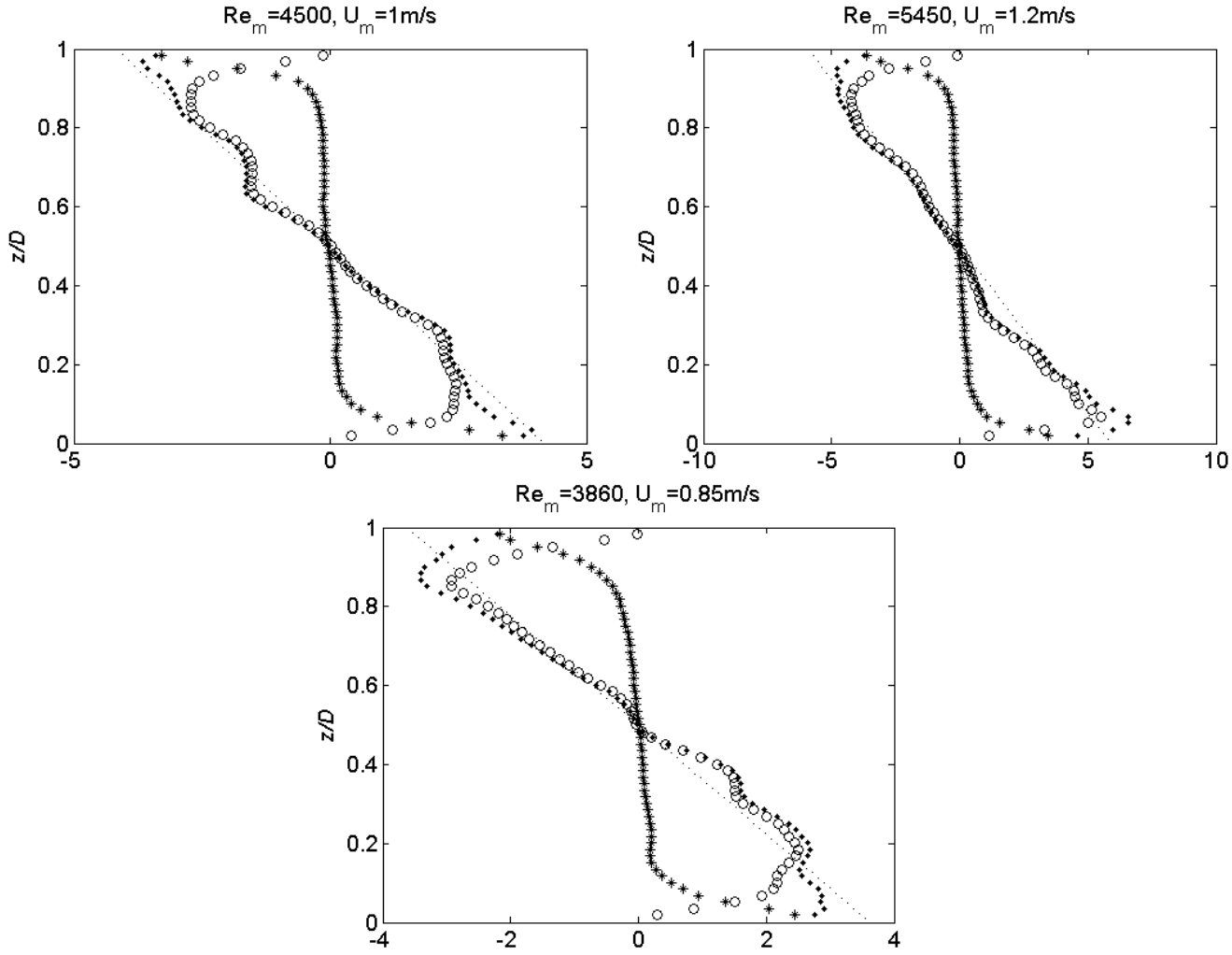


Figure 2.14 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (♦), terme de perte de charge (···), ϕ=0.35

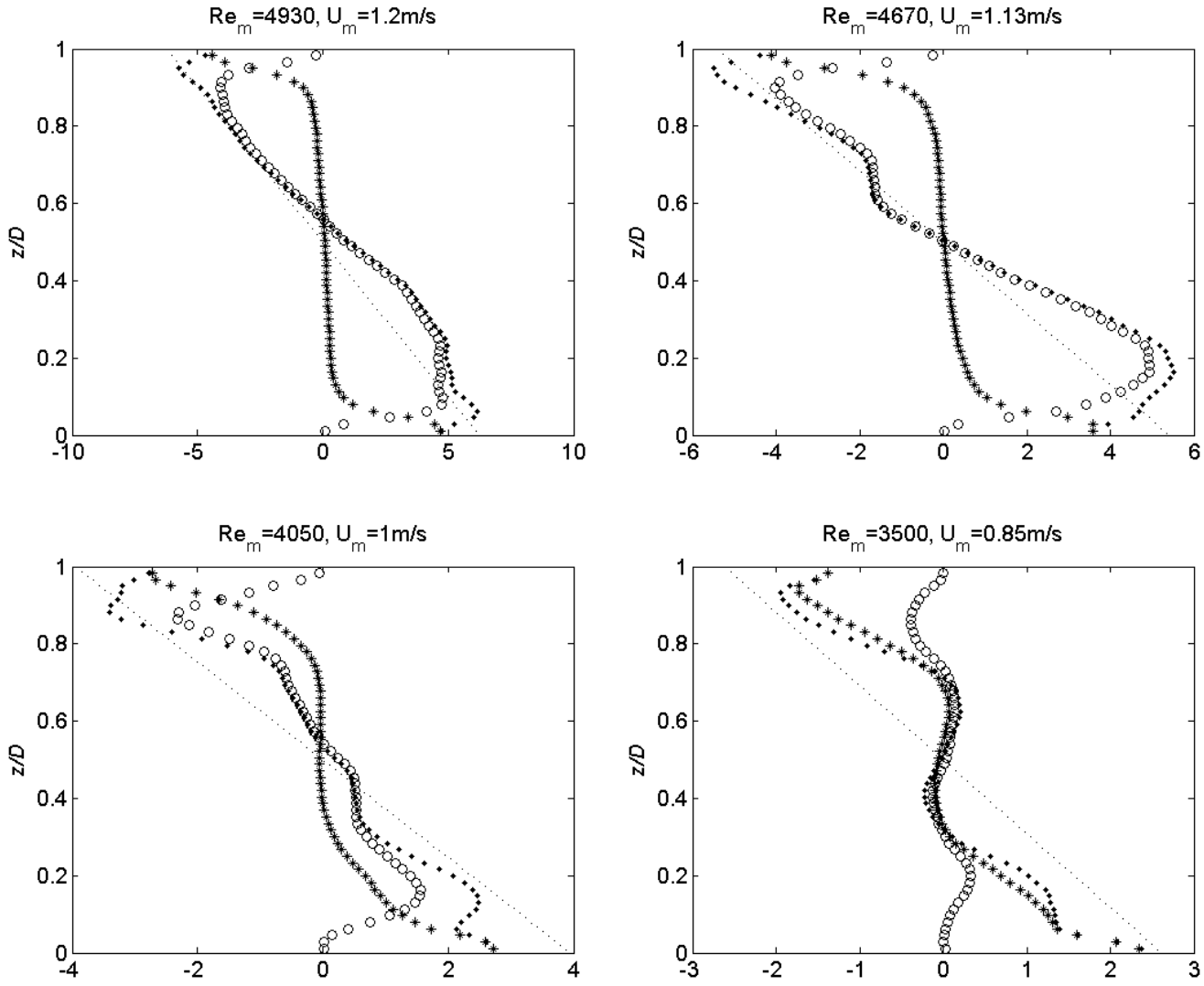


Figure 2.15 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (◆), terme de perte de charge (···), ϕ=0.37

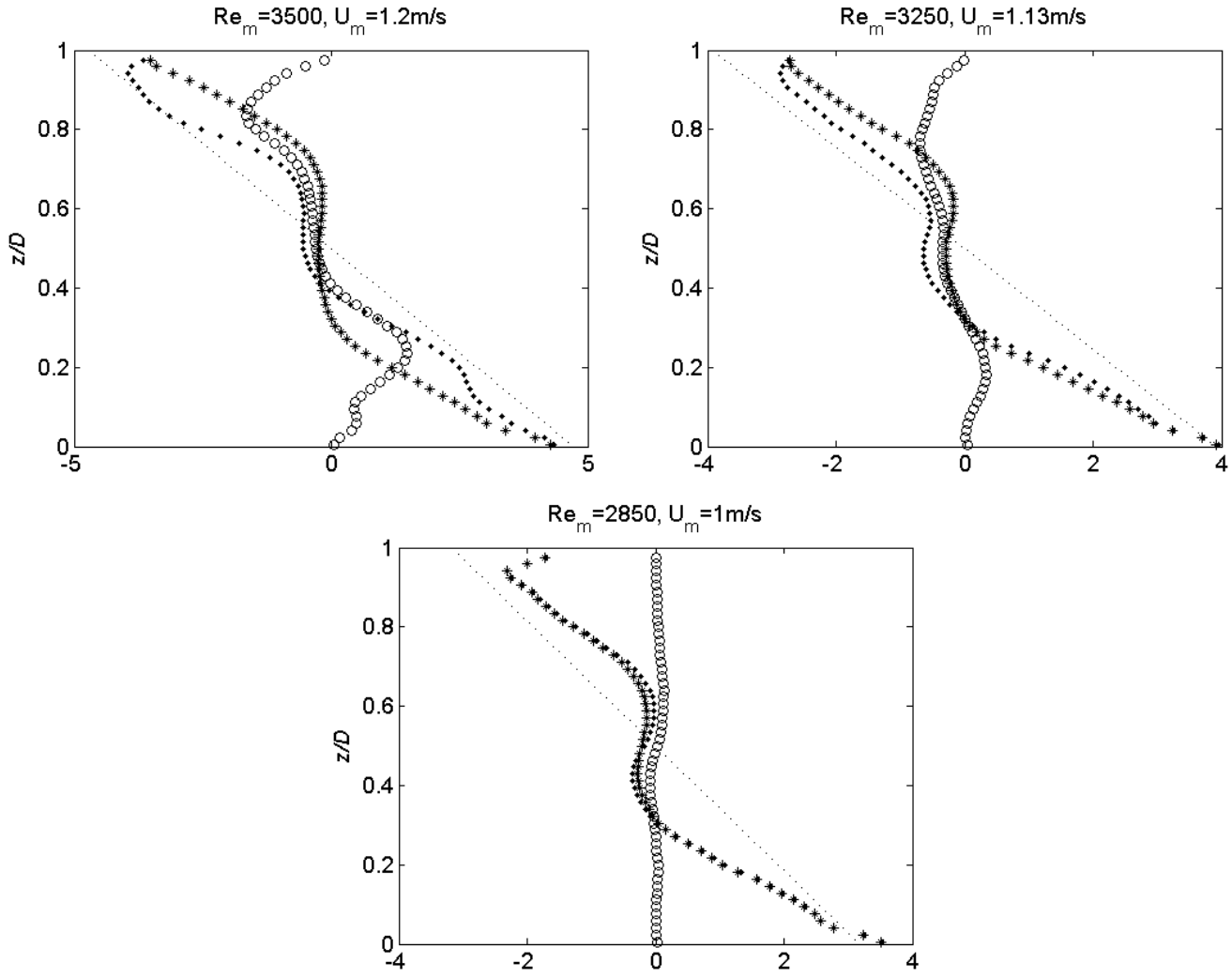


Figure 2.16 : Termes de contrainte visqueuse (✳) et turbulente (o), somme des contraintes (◆), terme de perte de charge (···), ϕ=0.43

3. Régime laminaire

3.1. Profils de vitesse longitudinale

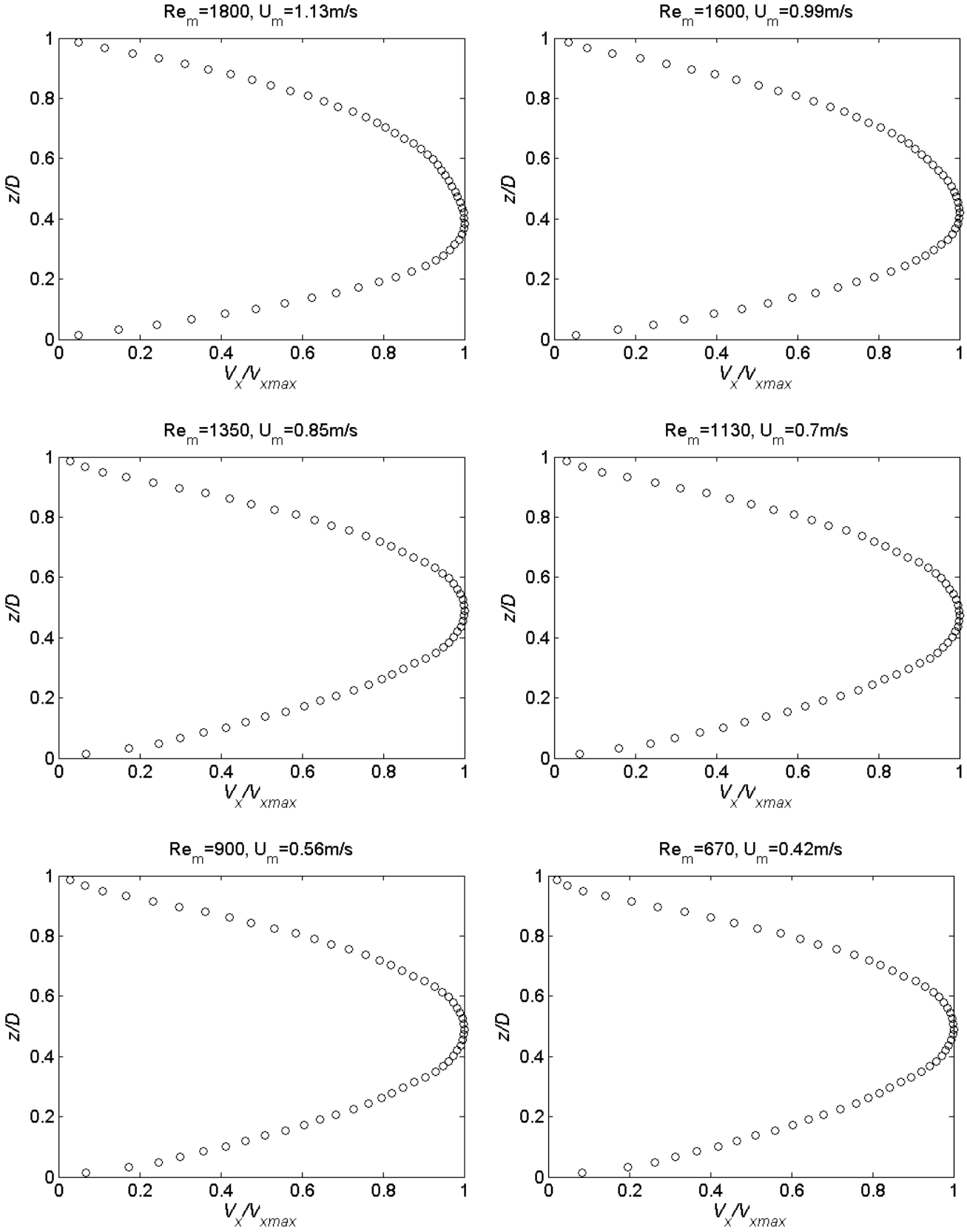


Figure 3.1 : Profils de vitesse longitudinale, ϕ=0.51, V_{xmax}=2, 1.8, 1.6, 1.3, 1.1, 0.8m/s

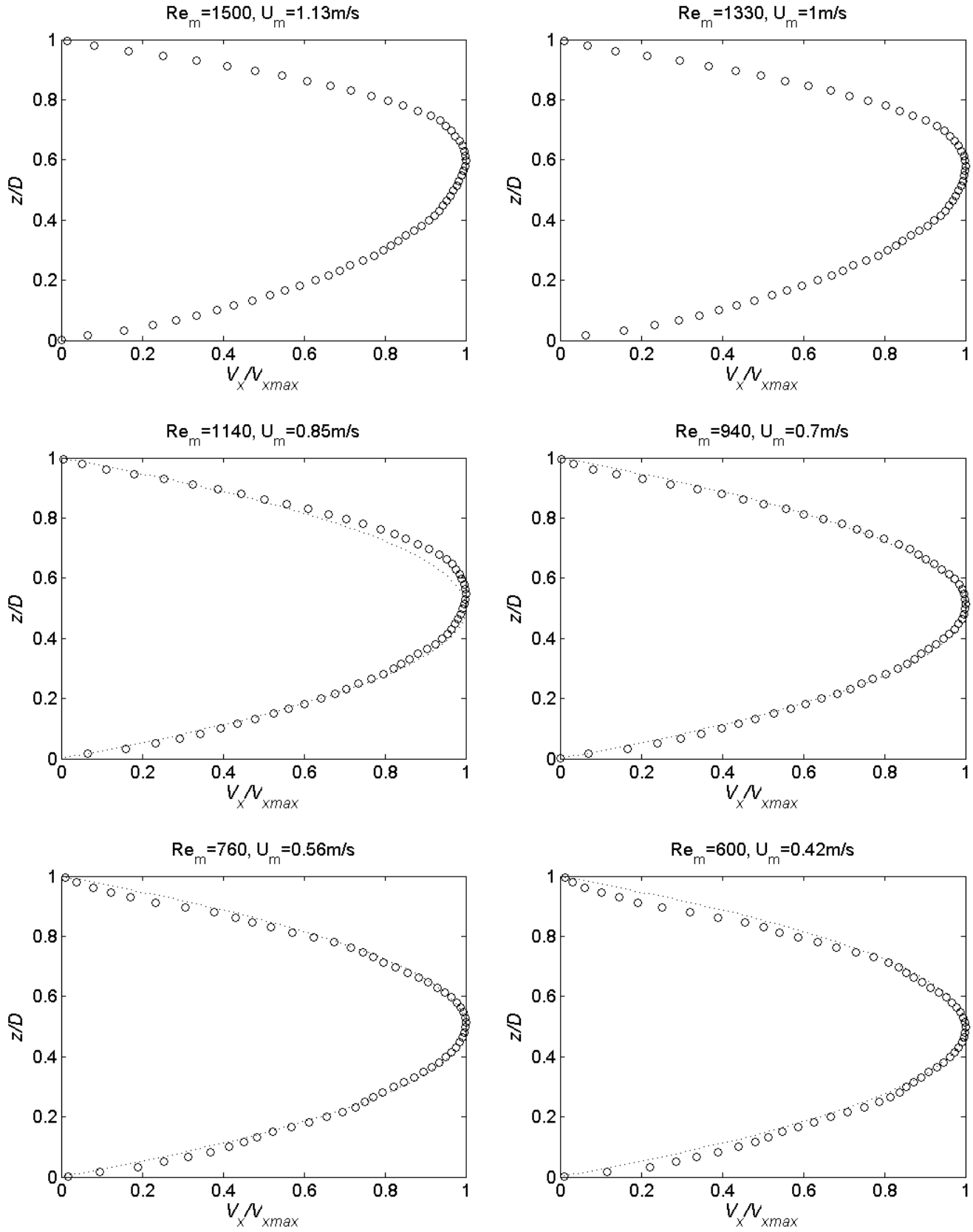


Figure 3.2 : Profils de vitesse longitudinale, ϕ=0.53, V_{xmax}=2, 1.8, 1.5, 1.3, 1.1, 0.8m/s

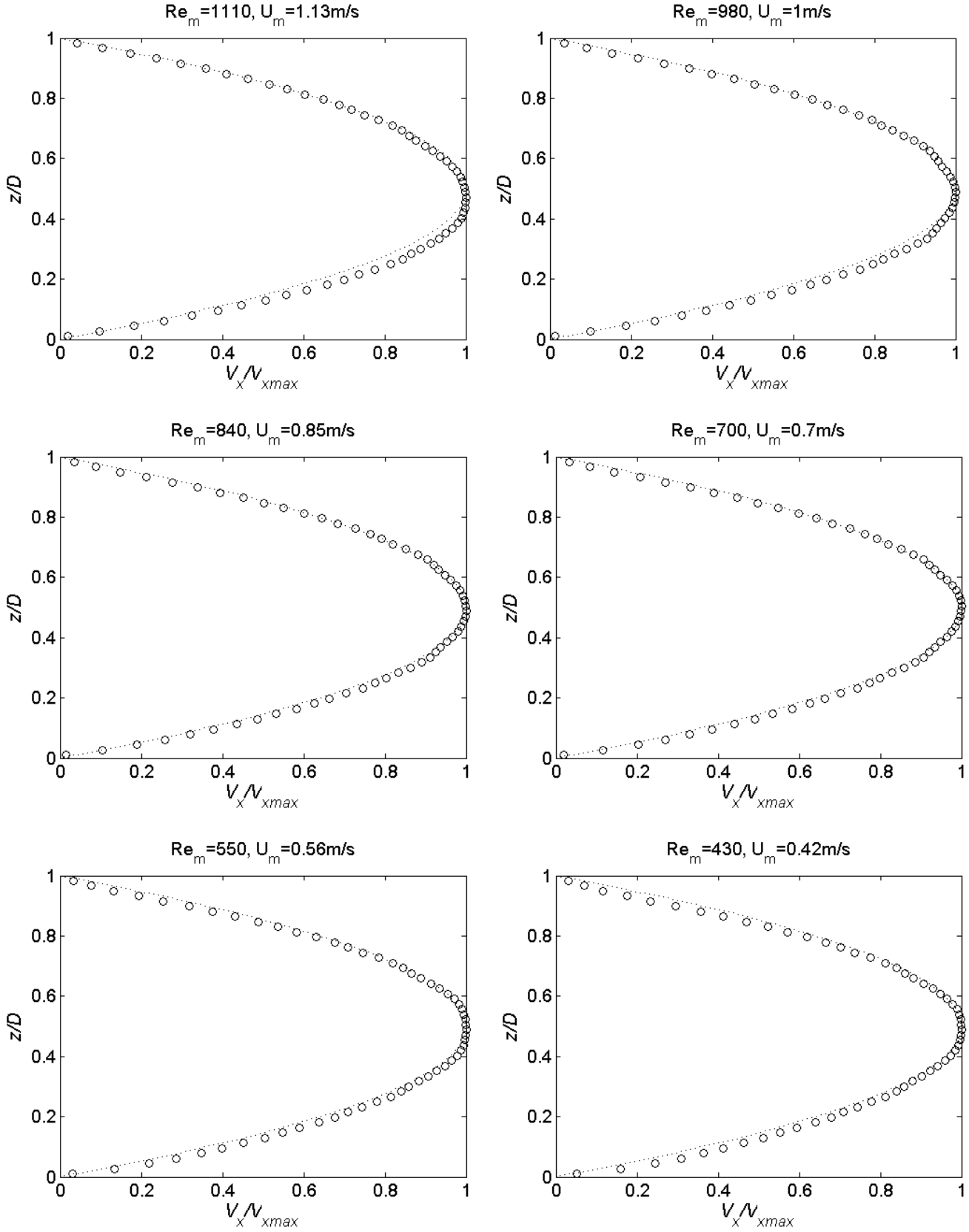


Figure 3.3 : Profils de vitesse longitudinale, ϕ=0.56, V_{xmax}=2, 1.8, 1.6, 1.3, 1, 0.8m/s

3.2. Comparaison entre la contrainte visqueuse et le terme de perte de charge

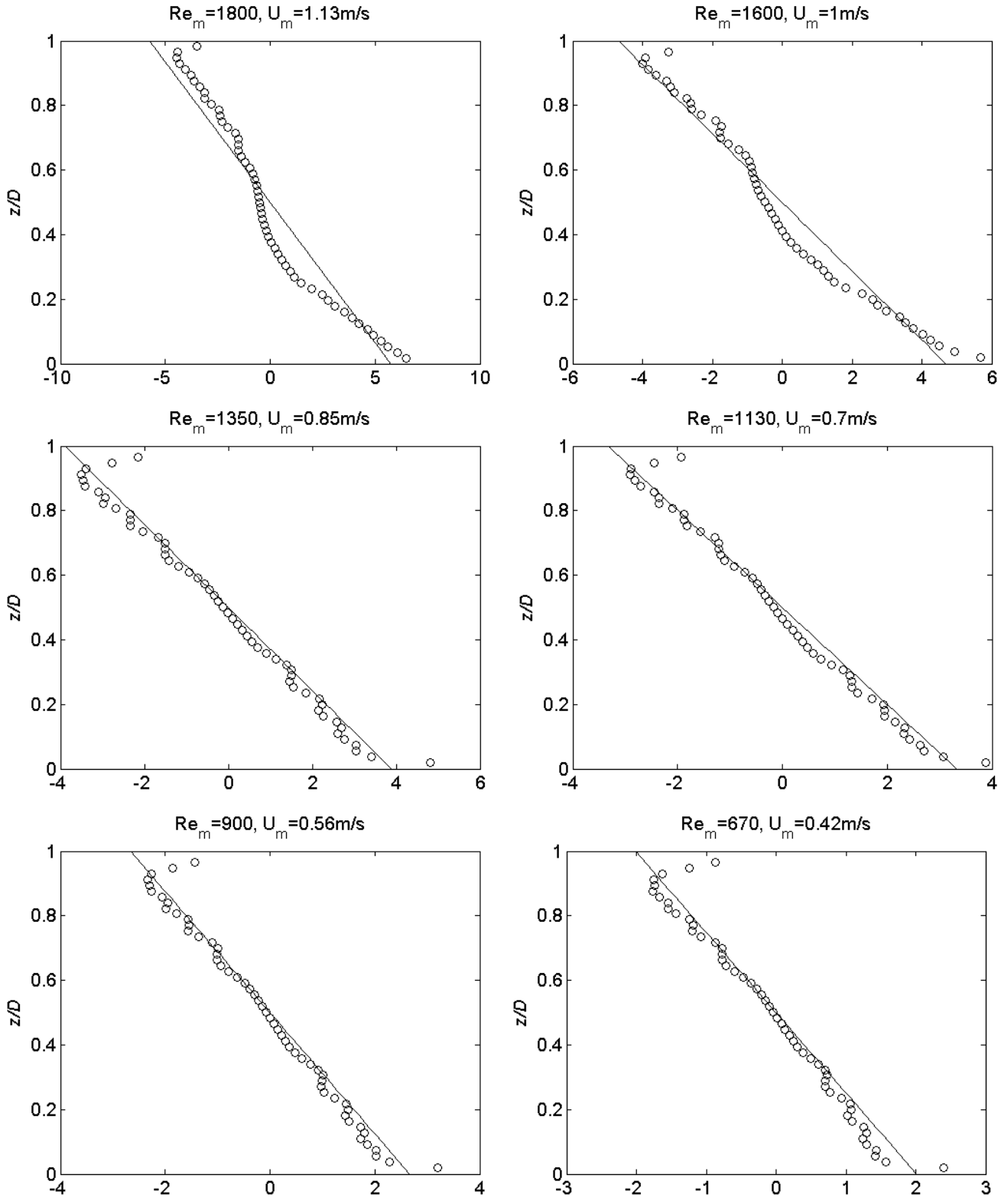


Figure 3.4 : Terme de contrainte visqueuse (○) et de perte de charge (—), ϕ=0.51

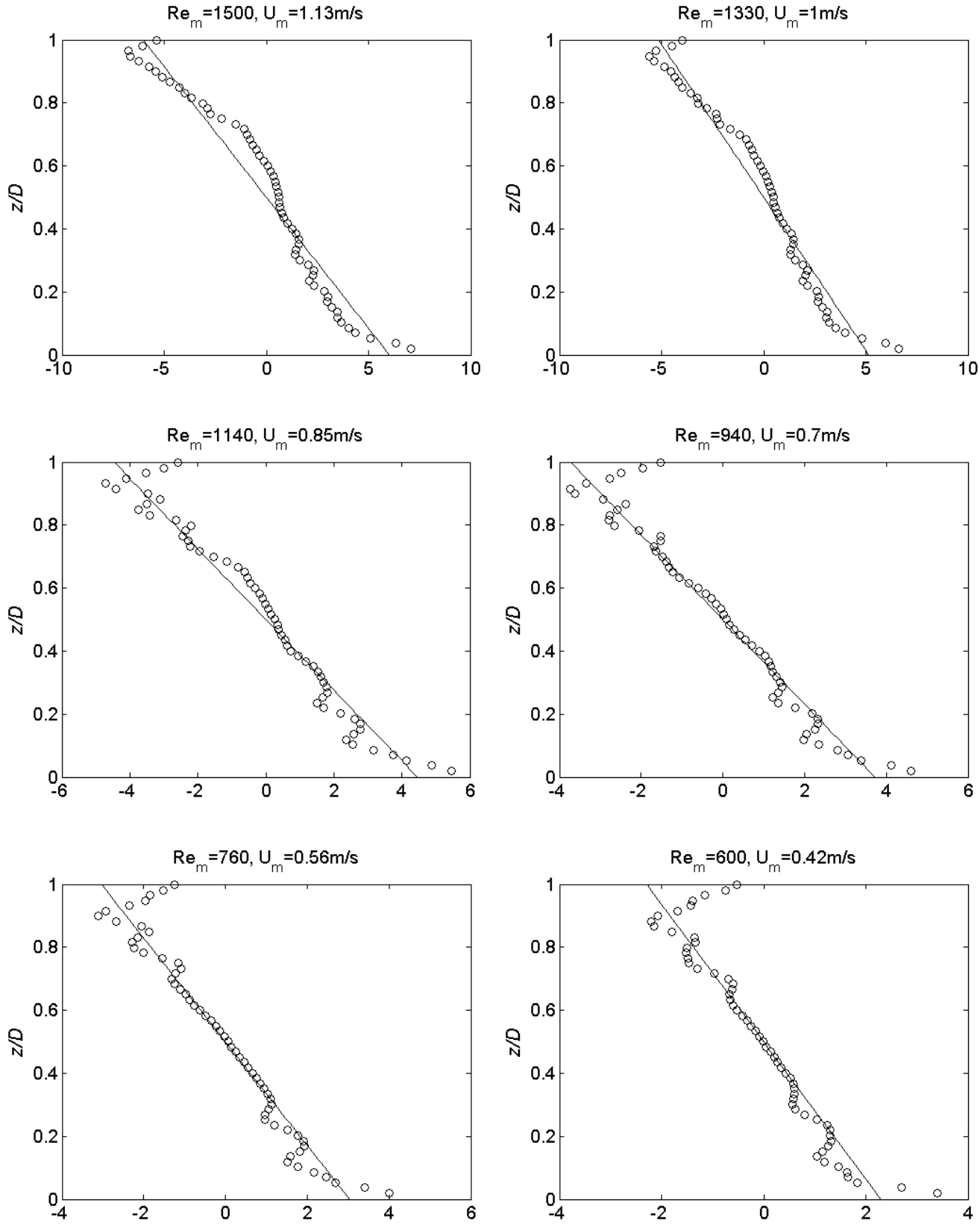


Figure 3.5 : Terme de contrainte visqueuse (○) et de perte de charge (—), ϕ=0.53

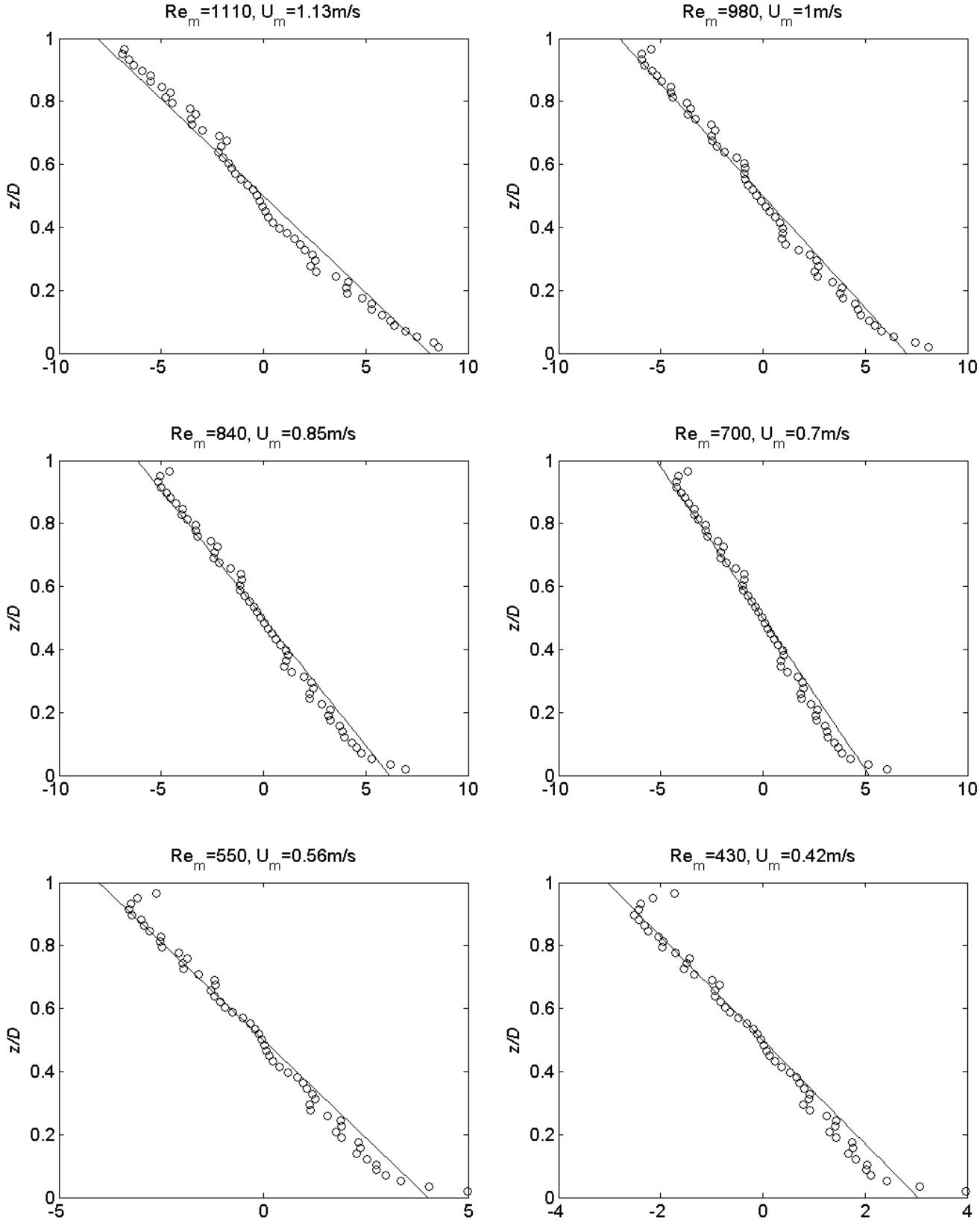


Figure 3.6 : Terme de contrainte visqueuse (○) et de perte de charge (—), ϕ=0.56