



HAL
open science

Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules

Julie Le Louvetel-Poilly

► **To cite this version:**

Julie Le Louvetel-Poilly. Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. INSA de Lyon, 2008. Français. NNT : . tel-00327093

HAL Id: tel-00327093

<https://theses.hal.science/tel-00327093>

Submitted on 7 Oct 2008

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

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

Thèse

Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules

présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

le grade de docteur

Ecole doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil et Acoustique de Lyon....

.....
Spécialité : Mécanique des Fluides

par

Julie LE LOUVETEL-POILLY
(Epouse ALMER)

Soutenue le 16 Septembre 2008 devant la Commission d'examen

Jury

| | |
|---------------------|-------------------|
| METIVIER François | Président du jury |
| BARTHELEMY Eric | Rapporteur |
| ASTRUC Dominique | Rapporteur |
| NINO Yarko | Examineur |
| CHAMPAGNE Jean-Yves | Directeur |
| BIGILLON Françoise | Co-directeur |

Resumé

Au cours de cette thèse, le rôle joué par la turbulence de paroi dans le transport de particules a été étudié. Pour ce faire, deux types d'expériences ont été réalisés. Les premières ont porté sur un écoulement de turbulence de paroi naturelle chargé en billes de verre et de céramique, pour 4 conditions hydrauliques données. Les secondes expériences ont été réalisées en turbulence contrôlée. En effet, nous avons choisi de générer artificiellement des éjections en créant des hairpin vortex. Les premières expériences sont réalisées dans des conditions de fort transport par suspension et les secondes sont faites pour des conditions très proches du seuil de suspension, les particules étant majoritairement transportées par saltation.

Afin de mesurer simultanément le champ de vitesse de l'écoulement ainsi que la position et la vitesse des particules, nous avons utilisé la PIV (Vélocimétrie par Image de Particules) qui permet d'avoir sur la même paire d'image l'information liquide et solide. Nous pouvons ainsi analyser l'écoulement autour de chaque particule et mettre en évidence l'action locale du fluide sur les particules.

L'analyse de l'écoulement se fait dans le voisinage de chaque particule, dont la taille varie entre 5 à 10 d . Tout d'abord, l'analyse par quadrants montre que les éjections sont fortement impliquées dans le transport par suspension et par saltation, notamment dans la montée des particules. Elle indique aussi que certaines particules qui descendent sont dans des éjections. Nous cherchons donc à déterminer ce qui fait qu'une éjection est capable ou non de contrer la gravité et de faire monter les particules.

L'étude du flux de quantité de mouvement $-\rho_f u'v'$ des éjections montre que plus ce flux est important, plus les particules ont tendance à monter dans les éjections. Nous déterminons donc un seuil permettant de détecter les éjections faisant monter systématiquement les particules. Ce seuil, adimensionalisé par $g(\rho - \rho_f)d$, est compris de l'ordre de 0,5 et est quasiment constant en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement, de la hauteur et des caractéristiques des particules.

Nous observons qu'une différence importante entre la suspension et la saltation est le temps de résidence des particules dans les éjections. En effet, plus ce temps est long, plus la particule va pouvoir monter dans l'éjection et plus elle sera transportée par suspension. En revanche quand elle ne reste que peu de temps dans l'éjection, la particule n'a pas le temps de monter et elle est alors transportée par saltation. A partir de l'analyse de ces expériences, nous proposons un modèle conceptuel de transport par suspension dans les éjections en fonction du flux de quantité de mouvement autour des particules, de leur position dans les éjections et des trajectoires de suspension qui ont pue être reconstruites pour les expériences en turbulence contrôlée.

Mots clés : turbulence de paroi, éjections, flux de quantité de mouvement, transport de particules, suspension, PIV

Abstract

In this study, the role played by wall turbulence in particle transport has been investigated. To do this, two types of experiments have been performed. The first ones consist in the study of free surface flows laden with glass and ceramic beads. The second ones have been performed in controlled turbulence. In fact, we choose to create artificial ejections in order to investigate their influence on the particle transport. The conditions of the first experiments correspond to high rate of suspension transport and those of the second ones to small rate of suspension transport.

In order to measure simultaneously the fluid velocity field and the position and the velocity of the beads, we used the Particle Image Velocimetry (PIV) method. PIV makes it possible to visualize the whole flow field around the moving particles.

The flow analysis was applied in the neighbourhood of each particle. The neighbourhood size varies from 5 to $10d$. First, the quadrant analysis shows that the ejections are the most important turbulent events in particle motion by suspension or saltation. Particularly, we observed that the ejections are a dominant mechanism to lift up particles. However, the quadrant analysis points out that some particles are falling into ejections. Thus, we investigate why not all ejections are able to lift up particles.

The study of the momentum flux $-\rho_f u'v'$ of the ejections shows that a particle can be lifted up if the momentum flux of the surrounding ejection is enough high. Thus, we determine a detection threshold of the ejections which are able to lift up particles. This threshold is made dimensionless with $g(\rho - \rho_f)d$ and is about 0.5. It is constant with the height of the particles, the flow Reynolds number and the bead characteristics.

An important difference between, saltation and suspension transport is the passed time of the particle in the ejections. In fact, more long is this time, more the particles can be lifted up in the ejection and be transported in suspension. On the other hand, if the particle stays little time in the ejections, it doesn't have the time to be lifted up and it is transported by suspension. From the analysis of these experiments, we proposed a conceptual model of particle transport in ejections. This model is based on the local momentum flux in the neighbourhood of the ejections, the position of the particles into the ejections and the suspension trajectories obtained in artificial turbulence.

Keywords : wall turbulence, ejections, momentum flux, particle transport, suspension, saltation, PIV

MSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quadriennal 2007-2010

| SIGLE | ECOLE DOCTORALE | NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE |
|-----------|---|--|
| CHIMIE | <u>CHIMIE DE LYON</u> http://sakura.cpe.fr/ED206 M. Jean Marc LANCELIN Insa : R. GOURDON | M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr |
| E.E.A. | <u>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> http://www.insa-lyon.fr/eea M. Alain NICOLAS Insa : D. BARBIER ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM. 64.43 – Fax : 64.54 | M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN |
| E2M2 | <u>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u> http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 M. Jean-Pierre FLANDROIS Insa : H. CHARLES | M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr |
| EDIIS | <u>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE</u> http://ediis.univ-lyon1.fr M. Alain MILLE Secrétariat : I. BUISSON | M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - EDIIS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44 82 94 Fax 04 72 44 80 53 ediis@liris.cnrs.fr - alain.mille@liris.cnrs.fr |
| EDISS | <u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</u> Sec : Safia Boudjema M. Didier REVEL Insa : M. LAGARDE | M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr |
| Matériaux | <u>MATERIAUX DE LYON</u> M. Jean Marc PELLETIER Secrétariat : C. BERNAVON 83.85 | M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr |
| Math IF | <u>MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</u> M. Pascal KOIRAN Insa : G. BAYADA | M.Pascal KOIRAN Ecole Normale Supérieure de Lyon 46 allée d'Italie 69364 LYON Cédex 07 Tél : 04.72.72 84 81 Fax : 04 72 72 89 69 Pascal.koiran@ens-lyon.fr Secrétariat : Fatine Latif - latif@math.univ-lyon1.fr |
| MEGA | <u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> M. Jean Louis GUYADER Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 | M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 18 87 12 mega@lva.insa-lyon.fr |
| ScSo | ScSo* M. BRAVARD Jean Paul Insa : J.Y. TOUSSAINT | M. BRAVARD Jean Paul Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Jean-paul.bravard@univ-lyon2.fr |

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

REMERCIEMENTS

Mes remerciements s'adressent dans un premier temps à François METIVIER qui a accepté de présider mon jury de thèse. Je tiens ensuite à remercier Eric BARTHELEMY et Dominique ASTRUC qui m'ont fait l'honneur de rapporter ma thèse. Je les remercie aussi pour leurs remarques et commentaires qui m'ont permis et me permettront encore d'améliorer mon travail. Je remercie enfin Yarko NINO d'avoir accepté de participer à mon jury et de s'être fortement intéressé à mon sujet.

Je souhaite aussi adresser mes remerciements à mes deux directeurs de thèse, Françoise BIGILLON et Jean-Yves CHAMPAGNE qui m'ont fortement aidé dans l'aboutissement de cette thèse. Je remercie particulièrement Françoise BIGILLON pour les idées et l'attention qu'elle m'a apportées au long de ces trois ans, même à la suite de son départ.

Je tiens à remercier très fortement Delphine DOPPLER et Ivana VINKOVIC qui m'ont apporté une aide plus que précieuse en fin de thèse. En effet, la thèse ne serait pas ce qu'elle est actuellement sans les discussions scientifiques que nous avons eues toutes les trois et les nombreuses relectures qu'elles ont fait du manuscrit. Merci encore pour votre intérêt et le temps que vous m'avez consacré.

Mes remerciements vont aussi à toutes les personnes qui m'ont donné des idées pour avancer ou qui ont été présents pour répondre à mes questions au cours de ces trois ans. Je pense par exemple à des chercheurs du LMFA tels que Jean-Noel GENGE, Serge SIMOENS, Nathalie GROSJEAN ainsi qu'à des personnes extérieures au laboratoire comme Jarir MAHFOUD, David HURTHER, Jean-Paul THIBAUT, Emmanuel MIGNOT ou Christophe DUCOTTET.

Mes remerciements s'adressent aussi à toute l'équipe du LMFA pour leur aide scientifique et leur sympathie à mon égard. Je pense en particulier à Valery BOTTON, Nicolas RIVIERE, Gilbert TRAVIN, Mahmoud ELHAJEM, Lucien KACI et Alexandre ZELEZ.

Merci à Severine MILLET qui a été ma collègue de bureau pendant toute ma thèse (si on ne compte pas le dernier mois) et qui m'a donné beaucoup de conseils et de courage pendant la rédaction.

Enfin, ma reconnaissance va à toute ma famille et mes amis qui m'ont aidée, plus sur le plan personnel que scientifique à arriver au bout de cette thèse. Merci en particulier à Lucie pour m'avoir fait sortir pour me changer les idées entre autres pendant la période de rédaction. Un grand merci aussi à mes parents pour leur soutien. Enfin, merci David pour tout ce que tu fais pour moi...

TABLE DES MATIERES

| | |
|---|-----------|
| REMERCIEMENTS | 7 |
| TABLE DES MATIERES | 9 |
| NOMENCLATURE | 13 |
| CHAPITRE I - INTRODUCTION | 15 |
| CHAPITRE II - SYNTHESE DES TRAVAUX ANTERIEURS | 19 |
| II.1 Turbulence de paroi | 19 |
| II.1.1 En écoulement turbulent à surface libre | 19 |
| II.1.2 Les hairpin vortex artificiels | 27 |
| II.2 Transport de sédiments par les structures turbulentes | 31 |
| II.2.1 Généralités sur le transport solide | 31 |
| II.2.2 Structures turbulentes responsables du transport | 36 |
| II.2.3 Modèles conceptuels d'interactions | 38 |
| II.3 Conclusion et ouverture sur l'étude | 41 |
| CHAPITRE III - DISPOSITIFS ET METHODES EXPERIMENTALES | 43 |
| III.1 Vélocimétrie par image de particules (PIV) | 43 |
| III.1.1 Principe de la PIV | 43 |
| III.1.2 Analyse des images PIV en écoulements chargés en particules | 45 |
| III.2 Expériences en turbulence naturelle de paroi | 50 |
| III.2.1 Protocole expérimental | 50 |
| III.2.2 Profils de vitesses moyens | 53 |
| III.2.3 Caractérisation des structures turbulentes | 57 |
| III.3 Expériences en turbulence artificielle | 60 |
| III.3.1 Dispositif expérimental | 60 |
| III.3.2 Expériences en écoulement d'eau claire | 62 |
| III.3.3 Expériences en présence de particules | 62 |
| III.4 Conclusion | 63 |

CHAPITRE IV - HAIRPIN VORTEX ARTIFICIELS : CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT 65

| | | |
|-------------|---|-----------|
| IV.1 | Caractérisation des hairpin vortex générés | 66 |
| IV.1.1 | Signature des hairpin vortex | 66 |
| IV.1.2 | Détection des hairpin vortex sur les images | 67 |
| IV.1.3 | Caractéristiques générales des hairpin vortex | 68 |
| IV.2 | Effet des hairpin vortex sur l'écoulement | 73 |
| IV.2.1 | Profils de vitesse moyenne et de variance | 73 |
| IV.2.2 | Contrainte de cisaillement | 76 |
| IV.2.3 | Application au transport solide : seuils de mise en mouvement | 79 |
| IV.3 | Caractérisation des structures turbulentes | 83 |
| IV.3.1 | Taille des éjections | 83 |
| IV.3.2 | Répartition des évènements turbulents dans l'écoulement | 84 |
| IV.4 | Conclusion | 86 |

CHAPITRE V : INTERACTIONS ENTRE STRUCTURES TURBULENTES ET PARTICULES EN MOUVEMENT, CAS DES EXPERIENCES EN TURBULENCE NATURELLE DE PAROI 87

| | | |
|------------|--|------------|
| V.1 | Résultats généraux sur le transport solide | 88 |
| V.1.1 | Profils de concentration | 88 |
| V.1.2 | Vitesse longitudinale moyenne des particules | 90 |
| V.2 | Détermination de la taille du voisinage | 91 |
| V.3 | Importance du flux de quantité de mouvement instantané dans le transport | 94 |
| V.3.1 | Méthodologie et notations | 94 |
| V.3.2 | Importance du flux de quantité de mouvement | 95 |
| V.4 | Rôle des éjections dans le transport des billes | 97 |
| V.4.1 | Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes | 98 |
| V.4.2 | Analyse par quadrants autour des billes qui montent | 100 |
| V.4.3 | Analyse par quadrants autour des billes qui descendent | 101 |
| V.4.4 | Pourcentage de billes montant ou descendant dans les éjections | 102 |
| V.4.5 | Conclusion | 103 |
| V.5 | Intensité des éjections impliquées dans le mouvement ascendant des particules | 104 |
| V.5.1 | Flux de quantité de mouvement des éjections | 104 |
| V.5.2 | Influence de la hauteur sur le flux de quantité de mouvement | 108 |
| V.5.3 | Détermination du seuil de flux de quantité de mouvement | 108 |
| V.5.4 | Conclusion | 111 |
| V.6 | Mécanismes de transport | 112 |
| V.6.1 | Analyse de la localisation des particules dans les éjections | 112 |
| V.6.2 | Etude du retard pris par la particule sur l'éjection | 116 |
| V.6.3 | Modèle conceptuel de transport | 119 |
| V.7 | Conclusion | 120 |

CHAPITRE VI - INTERACTIONS ENTRE STRUCTURES TURBULENTES ET PARTICULES EN MOUVEMENT, CAS DES EXPERIENCES EN TURBULENCE ARTIFICIELLE 123

| | | |
|------------------------------------|--|------------|
| VI.1 | Résultats généraux sur le transport solide | 124 |
| VI.1.1 | Profils de concentration | 124 |
| VI.1.2 | Vitesses des particules | 125 |
| VI.2 | Importance du flux de quantité de mouvement instantané dans le transport | 127 |
| VI.2.1 | Choix de la taille du voisinage | 128 |
| VI.2.2 | Contribution de la contrainte visqueuse et du flux de quantité de mouvement à la contrainte totale instantanée agissant sur les particules | 128 |
| VI.2.3 | Importance du flux de quantité de mouvement | 129 |
| VI.3 | Rôle des éjections dans le transport des billes | 131 |
| VI.3.1 | Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes | 131 |
| VI.3.2 | Analyse par quadrants autour des billes qui montent | 133 |
| VI.3.3 | Analyse par quadrants autour des billes qui descendent | 135 |
| VI.3.4 | Pourcentage de billes montant et descendant dans les éjections | 135 |
| VI.3.5 | Conclusion | 136 |
| VI.4 | Intensité des éjections impliquées dans le mouvement ascendant des particules | 137 |
| VI.4.1 | Flux de quantité de mouvement des éjections | 137 |
| VI.4.2 | Influence de la hauteur sur le flux de quantité de mouvement | 140 |
| VI.4.3 | Influence de la vitesse des particules sur le flux de quantité de mouvement | 141 |
| VI.4.4 | Détermination du seuil basé sur le flux de quantité de mouvement | 142 |
| VI.4.5 | Conclusion | 147 |
| VI.5 | Mécanisme de transport | 147 |
| VI.5.1 | Analyse de l'éjection complète transportant les particules | 147 |
| VI.5.2 | Etude de la trajectoire des particules dans les éjections | 152 |
| VI.5.3 | Etude du retard de la particule sur l'éjection | 162 |
| VI.5.4 | Modèle conceptuel de transport | 164 |
| VI.6 | Conclusion | 166 |
| CHAPITRE VII CONCLUSION | | 167 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES | | 171 |
| ANNEXE | | 177 |
| TABLE DES FIGURES | | 179 |
| LISTE DES TABLEAUX | | 187 |

NOMENCLATURE

| | |
|------------|---|
| C | Concentration en particules |
| d | Diamètre des particules |
| D | Taille du voisinage |
| f | Fréquence |
| H | Critère de cohérence (« Hole size ») |
| Fr | Nombre de Froude |
| h | Hauteur d'eau |
| k_s | Rugosité au fond |
| Q_i | Evènement turbulent lié au quadrant i |
| R | Rayon de l'hémisphère |
| Re | Nombre de Reynolds |
| Re_p | Nombre de Reynolds de la particule |
| Re_R | Nombre de Reynolds lié à l'hémisphère |
| T | Temps de résidence dans une éjection |
| T_x | Taille des structures dans la direction longitudinale |
| T_y | Taille des structures dans la direction verticale |
| T_S | Temps de caractéristiques des éjections |
| ΔT | Temps entre 2 images d'une même paire |
| dt | Temps entre 2 paires d'images |
| S | Nombre de Strouhal |
| sh | Cisaillement |
| St | Nombre de Stokes |
| (x, y) | Coordonnées longitudinales et verticales |
| u | Vitesse instantannée longitudinale |
| \bar{u} | Vitesse moyenne |

| | |
|-------------------------------|---|
| u' | Fluctuation de vitesse longitudinale |
| u_* | Vitesse de cisaillement |
| u'_{rms} | Variance de la vitesse longitudinale |
| u_{tip} | Vitesse moyenne en amont de l'hémisphère en $y = R$ |
| U_{deb} | Vitesse débitante |
| U_{HV} | Vitesse de convection des têtes d'hairpin vortex |
| U_P | Vitesse longitudinale des particules |
| v | Vitesse instantannée verticale |
| v' | Fluctuation de vitesse verticale |
| v'_{rms} | Variance de la vitesse verticale |
| V_P | Vitesse verticale des particules |
| W | Largeur du canal |
| w | Flux de quantité de mouvement relatif |
| w_s | Vitesse de chute des particules |
| ρ | Masse volumique des particules |
| ρ_f | Masse volumique de l'eau |
| $\bar{\tau}$ | Contrainte totale |
| τ^* | Contrainte adimensionnelle ou nombre de Shields |
| τ_f | Temps caractéristique du fluide |
| $\bar{\tau}_L$ | Contrainte visqueuse |
| τ_L | Contrainte visqueuse instantannée |
| τ_P | Temps caractéristique des particules |
| $\bar{\tau}_T$ | Contrainte turbulente ou contrainte de Reynolds |
| τ_T^* | Flux instantané et local de quantité de mouvement sans dimension |
| τ_{TB}^* | Flux instantané de quantité de mouvement sans dimension associé à une particule |
| $\langle \tau_{TB}^* \rangle$ | Flux instantané moyen de quantité de mouvement sans dimension autour des particules |
| $\tau_{TB-seuil}^*$ | Flux instantané de quantité de mouvement critique |
| ν | Viscosité cinématique de l'écoulement |
| ω | Vorticité transverse |

Chapitre I- INTRODUCTION

L'étude du transport de sédiments par les écoulements turbulents présente de nombreux intérêts, aussi bien au niveau environnemental qu'industriel. Une des principales applications environnementales est le transport de sédiments en rivière. Ce transport fait l'objet de nombreuses études car il est important de connaître le comportement sédimentaire d'un cours d'eau afin de pouvoir par exemple le prévoir en cas de crue. Il est possible d'analyser le transport de sédiments de façon globale, afin de connaître le comportement général d'un écoulement en présence de particules. Il est aussi intéressant de l'étudier de façon locale, à l'échelle du grain, afin de comprendre les raisons du transport et les phénomènes entrant en jeu dans le mouvement des particules.

Pour cette thèse, nous avons choisi de nous consacrer aux mécanismes locaux de transport de particules. Nous cherchons donc à comprendre pourquoi une particule va être transportée dans un écoulement ou non. Une meilleure connaissance des mécanismes de transport pourra ensuite permettre d'améliorer les études du comportement général des écoulements chargés en particules en intégrant, par exemple, un certain nombre de paramètres supplémentaires dans des modèles de simulations de cours d'eau. Le transport auquel nous nous intéressons se situe dans la région de proche paroi où la turbulence est formée de structures turbulentes quasiment périodiques, en particulier d'éjections et de sweeps. Une éjection fait monter du fluide lent et un balayage (*sweep*) rabat du fluide rapide vers le fond. Bien que le rôle de ces structures dans le transport de particules soit reconnu (*Rashidi et al.*, 1990; *Nino and Garcia*, 1996; *Bigillon and Garcia*, 2002), il reste encore un grand nombre de questions sans réponse concernant la quantification du rôle de ces structures dans le transport et la compréhension des mécanismes associés.

L'objectif de cette thèse est donc de compléter les connaissances sur l'influence des structures turbulentes dans le transport de particules, en particulier en quantifiant les interactions entre les structures de la turbulence de paroi et les particules en mouvement. Pour ce faire, deux campagnes d'expériences ont été réalisées. La première a consisté à faire des mesures simultanées de l'écoulement turbulent et du transport des particules dans un canal à surface libre. Les structures turbulentes quasi-périodiques de la turbulence de paroi ont les caractéristiques fortement variables. L'analyse des mesures en écoulement de turbulence de paroi naturelle est donc difficile à synthétiser pour mettre en évidence le comportement typique des particules dans ces structures. La deuxième campagne de mesures a été donc réalisée dans un écoulement de turbulence de paroi contrôlée. Cette turbulence contrôlée est générée artificiellement en perturbant un écoulement à l'aide d'un hémisphère. La turbulence ainsi créée est composée de tourbillons en épingle à cheveux (« hairpin vortex ») et des éjections et des sweeps qui leur sont associés et qui sont très similaires aux structures rencontrées dans la turbulence de paroi. L'avantage de ces structures est qu'elles sont identiques et qu'elles apparaissent à fréquence constante. Cette turbulence contrôlée permet alors de s'affranchir du comportement très aléatoire de la turbulence de paroi et de mettre en évidence les mécanismes entrant en jeu dans le mouvement des particules engendré par les éjections.

L'utilisation de la vélocimétrie par image de particules permet, après un traitement particulier, d'obtenir simultanément les champs de vitesses instantanées de l'écoulement turbulent ainsi que la position et la vitesse des particules solides. Ces deux informations, liquide et solide, étant disponibles sur les mêmes images, il est possible d'étudier la corrélation spatiale et instantanée du mouvement des particules et de la turbulence qui les entoure en analysant autour de chaque particule les caractéristiques de l'écoulement.

La première partie de ce travail est une étude bibliographique des travaux ayant porté sur la turbulence de paroi ainsi que son rôle dans le transport de sédiments. Elle porte, dans un premier temps, sur la description de la turbulence de paroi présente en écoulement à surface libre et des techniques pouvant être utilisées pour générer une turbulence de paroi contrôlée. Les caractéristiques connues des structures de cette turbulence seront décrites, et nous verrons qu'elles n'ont été que très peu étudiées quantitativement. La seconde partie de cette synthèse bibliographique porte sur le transport de particules, et notamment sur le rôle joué par les éjections et les sweeps. Nous présenterons en particulier les résultats de différents travaux expérimentaux et numériques ainsi que des modèles qualitatifs de transport sédimentaires par la turbulence de paroi. La conclusion de cette revue bibliographique sera une ouverture sur le travail de cette thèse. Nous présenterons en particulier les objectifs de l'étude.

Le chapitre suivant est consacré à la description des dispositifs expérimentaux utilisés. Nous allons notamment présenter la technique de mesure de vélocimétrie par image de particules (PIV), en en décrivant le principe et les différentes méthodes mises en œuvre pour l'analyse des images. En effet, les expériences étant réalisées en présence de particules solides, l'analyse des images obtenues ne se fait pas de façon classique. Dans la suite de ce chapitre, nous décrirons le banc et les conditions expérimentales des essais en turbulence de paroi naturelle. Nous vérifierons de plus que les écoulements étudiés sont bien représentatifs de ceux présentés dans la littérature, en étudiant en particulier les profils de vitesse et les caractéristiques des éjections et des sweeps. Enfin, la fin de ce chapitre est consacrée à la présentation des expériences en turbulence artificielle.

Comme nous avons vu que les structures turbulentes artificielles ont très peu été décrites dans la littérature, le Chapitre IV est dédié à leur caractérisation. Après avoir comparé les champs de fluctuations de vitesse composant les structures turbulentes artificielles et naturelles, nous étudions des caractéristiques générales telles que la hauteur, la vitesse de convection des tourbillons, la fréquence de lâcher tourbillonnaire et la vorticité. Nous nous intéressons ensuite à la modification de l'écoulement par ces structures, en particulier, celles des profils de vitesse et de la contrainte s'exerçant sur le fond. Une application importante de la détermination de la contrainte au fond dans le cadre de notre étude est l'analyse des seuils de mise en mouvement et de mise en suspension. Enfin, nous comparons les éjections et les sweeps de ce type d'écoulement avec ceux de la turbulence de paroi naturelle.

Le Chapitre V est consacré à l'analyse des interactions entre les structures turbulentes et les particules en mouvement dans le cas de la turbulence de paroi naturelle. Il commence par la description des caractéristiques générales du transport de particules, telles que les profils de concentration et de vitesse moyenne des particules. Puis, après avoir déterminé la taille de la zone de fluide agissant sur les particules, le rôle important des éjections dans le mouvement, notamment ascendant, des particules est démontré. De plus, comme nous constatons que toutes les éjections ne sont pas responsables du transport de particules, nous cherchons à mettre en évidence les raisons pour lesquelles certaines éjections sont impliquées dans le transport et pas d'autres. Pour ce faire, nous étudions l'intensité des structures responsables du transport et la localisation des particules au sein de ces structures. Nous en déduisons un seuil de détection des éjections impliquées dans la montée des particules et un modèle conceptuel de transport des particules par les éjections.

Le dernier chapitre est dédié à l'étude des interactions entre les structures turbulentes artificielles et les particules en mouvement. Cette étude commence par une analyse de la concentration et de la vitesse des particules. Nous appliquons ensuite la même analyse que dans les expériences à en turbulence naturelle de paroi afin de montrer l'importance des éjections dans le transport des particules et de déterminer les caractéristiques définissant les éjections capables de faire monter les particules.

Nous en déduisons un seuil de suspension qui est comparé aux seuils donnés dans la littérature. Puis, ces expériences permettant le suivi des particules au cours du temps, nous étudions leurs trajectoires dans les éjections afin de mieux comprendre leur comportement et leur mouvement depuis la couche de charriage vers la zone de suspension. Nous finissons cette étude sur la proposition d'un modèle conceptuel de transport qui tient compte des résultats obtenus dans les deux types d'expériences.

Chapitre II - SYNTHÈSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

Ce chapitre est dédié à une revue bibliographique des types d'écoulements que nous allons étudier. Il décrit notamment les structures turbulentes que l'on y trouve, ainsi que des interactions connues entre la turbulence de paroi et les particules en mouvement. La dernière partie de ce chapitre présente les lacunes de connaissances au niveau de ces interactions ainsi que les objectifs de l'étude qui a pour but d'en combler quelques unes.

Notations.

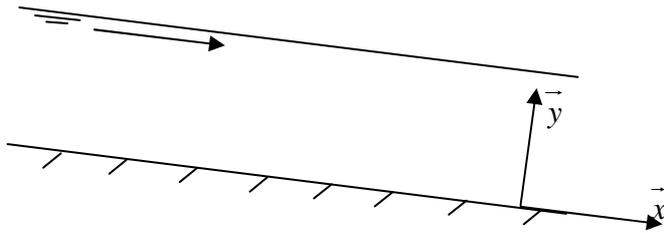


Figure II-1 : Convention et notation

Dans ce manuscrit, l'étude se fait dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) , défini sur la Figure II-1. D'après cette convention, les composantes u et v du vecteur vitesse en sont respectivement les composantes longitudinales et normales.

II.1 Turbulence de paroi

II.1.1 En écoulement turbulent à surface libre

II.1.1.1 Généralités

Un écoulement turbulent à surface libre peut être défini par sa hauteur d'eau, h , et sa vitesse débitante, qui est donnée par $U_{deb} = Q/hW$, où Q est le débit liquide et W la largeur du canal. Ces écoulements sont caractérisés par deux nombres sans dimensions (*Graf*, 2000) qui sont le nombre de Reynolds, donné par l'équation (II-1) dans le cas où $h \ll W$, et le nombre de Froude (équation (II-2)).

Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inerties sur les forces visqueuses de l'écoulement. Il permet d'en déterminer le régime : en canal, lorsque $h \ll W$, pour $Re < 500$, l'écoulement est laminaire, tandis qu'il est turbulent $Re > 500$. Le nombre de Froude est le rapport des forces d'inerties sur les forces de gravité. S'il est supérieur à 1, le régime d'écoulement est supercritique ou torrentiel ; s'il est inférieur à 1, le régime est sub-critique ou fluvial. Dans l'équation (II-1), ν est la viscosité cinématique de l'écoulement.

$$Re = U_{deb} h / \nu \quad (\text{II-1})$$

$$Fr = U_{deb} / \sqrt{gh} \quad (\text{II-2})$$

Subdivisions de l'écoulement

Un écoulement à surface libre peut être divisé en trois zones dans la hauteur (*Nezu and Nakagawa, 1993; Adrian et al., 2000b; Balachandar et al., 2001; Hurther, 2001*). La zone de proche paroi ($y/h < 0.2$) est appelée la région interne (« inner region » en anglais), la seconde, $0.2 < y/h < 0.6$, est la région externe (« outer region »). Enfin, la troisième zone est la région proche de la surface libre, $0.6 < y/h < 1$. Les profils de concentration en particules, donnés dans la section Chapitre IV, montrent que dans les présentes expériences, les particules sont transportées dans la région interne. Nous concentrerons donc l'étude sur cette région de l'écoulement. Certaines grandeurs étudiées pourront donc être adimensionalisées par ses échelles représentatives, i.e. : la vitesse de cisaillement, u_* , pour les vitesses et le rapport u_*/ν pour les longueurs. Les grandeurs ainsi adimensionalisées seront notées avec un exposant '+' et seront exprimées en unités de paroi. La vitesse de cisaillement ou vitesse de frottement au fond u_* sera dans cette thèse calculée en se basant sur la pente du profil des contraintes de Reynolds (équation(II-6)).

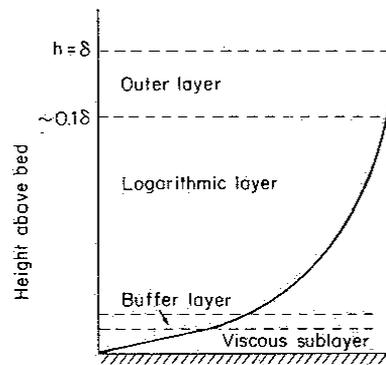


Figure II-2 : Schématisation de la subdivision de la couche interne de l'écoulement (*Dyer, 1986*)

La région interne de l'écoulement, qui peut aussi être appelée zone pariétale (« wall region ») est, elle aussi, divisée en 3 zones à comportement distinct, comme le schématise la Figure II-2 (*Dyer, 1986; Adrian et al., 2000b; Hurther, 2001*) : (i) la sous couche visqueuse (« viscous sublayer »), $y^+ \leq 5$, dans laquelle les effets visqueux prédominent sur la turbulence, (ii) la zone intermédiaire (« buffer layer »), $5 \leq y^+ \leq 30 \sim 50$, dans laquelle le phénomène de bouffée turbulente (« bursting process ») décrit dans la section II.1.1.2 et la production turbulente qui lui est associée sont présents; (iii) la région logarithmique, $30 \sim 50 \leq y^+ \leq 500$, dans laquelle l'écoulement moyen peut être décrit par une loi logarithmique.

Equations moyennes

Les caractéristiques moyennes, en temps et en espace, des écoulements turbulents à surface libre ont été largement étudiées au cours des 30 à 40 dernières années afin de déterminer les profils moyens dans les cas d'écoulements sur fond lisse ou sur fond rugueux (*Raupach, 1981; Nezu and Nakagawa, 1993; Balachandar et al., 2001; Bigillon et al., 2006*).

Dans cette thèse, les notations suivantes seront utilisées dans (i) les moyennes temporelles sont notées par une barre, par exemple \bar{u} (ii) les moyennes spatiales dans le sens longitudinal sont entre crochets, comme $\langle u \rangle$. La moyenne temporelle et spatiale de la vitesse u sera donc notée $\langle \bar{u} \rangle$. Au regard des conditions expérimentales de la présente étude (section III.2.1.2) nous pouvons supposer que les écoulements étudiés sont à 2 dimensions. Nous ne regarderons donc que quatre profils qui sont : $\langle \bar{u} \rangle^+$, u'_{rms}^+ , v'_{rms}^+ et $-\langle \overline{u'v'} \rangle^+$. Ces quatre profils représentent respectivement : le profil de vitesse moyenne longitudinale, les profils des variances dans la direction longitudinale et verticale. Le dernier profil $-\langle \overline{u'v'} \rangle^+$ est proportionnel au profil de contraintes de Reynolds, $-\rho_f \overline{u'v'}$, qui représentent l'influence des fluctuations de vitesse sur l'écoulement moyen à travers un échange de flux de quantité de mouvement $-\rho_f u'v'$, ρ_f étant la masse volumique de l'écoulement. Tous ces profils sont mis sans dimension en divisant par la vitesse de cisaillement, u_* ou par u_*^2 dans le cas de la contrainte de Reynolds.

Raupach, 1981; Nezu and Nakagawa, 1993; Balachandar et al., 2001; Bigillon et al., 2006 font partie des auteurs ayant étudié les profils moyens d'un écoulement à surface libre sur fond lisse et rugueux. Leurs conditions expérimentales couvrent un intervalle de nombres de Reynolds, Re , allant de 23000 à 44000 et des nombre de Froude, Fr , allant de 0,077 à 1,24.

Les équations empiriques, données par *Nezu and Nakagawa, 1993*, d'après leurs expériences et représentant le comportement moyen d'un écoulement turbulent sur fond lisse sont :

$$\langle \bar{u} \rangle^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + A \quad (\text{II-3})$$

$$u'_{rms}^+ = 2.3 \exp(-y/h) \quad (\text{II-4})$$

$$v'_{rms}^+ = 1.27 \exp(-y/h) \quad (\text{II-5})$$

$$-\langle \overline{u'v'} \rangle^+ = 1 - y/h \quad (\text{II-6})$$

La constante κ , constante de Von Karman, et la constante A dépendent de l'écoulement. *Nezu and Nakagawa, 1993* ajustent la loi sur leurs points expérimentaux en posant $\kappa = 0,41$ et $A \approx 5$. Il est important de noter que ces lois ne sont pas représentatives du comportement au fond, notamment, de la condition d'adhérence au fond qui impose à ces quatre grandeurs d'être nulles en $y = 0$.

Sur fond rugueux, on observe une diminution des u'_{rms}^+ , v'_{rms}^+ et $-\langle \overline{u'v'} \rangle^+$, dans la zone proche du fond ($y^+ < 30$). De plus, l'augmentation de la rugosité du fond va engendrer une modification de la constante A de l'équation(II-3). Cette constante diminue lorsque la rugosité relative augmente (*Raupach, 1981; Bigillon et al., 2006*).

Les possibles modifications de l'écoulement moyen dues à la présence des sédiments ont aussi fait l'objet de nombreux travaux (*Kaftori et al.*, 1995c; *Greimann et al.*, 1999; *Nezu and Azuma*, 2004; *Muste et al.*, 2005). La concentration moyenne des expériences réalisées par les différents auteurs varie de 0,0006% à 0,32%. Aucune modification des profils moyens de l'écoulement n'apparaît quand la concentration est inférieure à 0,1%. Quand elle est supérieure à 0,1%, on observe une diminution de la vitesse moyenne de l'écoulement, qui se traduit par une diminution de la constante A . Les fluctuations de vitesse diminuent près du fond ($y^+ < 30$) et augmentent plus haut dans l'écoulement.

II.1.1.2 « Bursting process »

Le phénomène prédominant en turbulence de paroi est appelé en anglais le “bursting process”. Ce terme anglais sera utilisé dans la suite du manuscrit. Ce phénomène qui naît entre la sous-couche visqueuse et se grandit dans la zone intermédiaire de l'écoulement ($y^+ \leq 30 \sim 50$) a été étudié par de nombreux chercheurs au cours des 40 dernières années car il est le principal producteur de turbulence de l'écoulement dans cette zone. Une synthèse des principaux résultats obtenus est donnée ici.

Robinson, 1991, a fait une revue bibliographique de ce qui était connu sur ce phénomène à l'époque. Il conclut son étude en décrivant les principaux points de connaissance sur les structures cohérentes et la turbulence de la paroi. L'avancée technologique des techniques de mesures (*Rashidi et al.*, 1990; *Nezu and Nakagawa*, 1993; *Adrian et al.*, 2000b; *Hurther*, 2001) ou des simulations numériques (*Brooke and Hanratty*, 1993; *Jeong et al.*, 1997; *Zhou et al.*, 1999; *Schoppa and Hussain*, 2000; *Adrian and Liu*, 2002) a ensuite permis de valider et de quantifier ces résultats. Le bursting process ou bouffées turbulentes consiste en l'émergence de tourbillons en épingles à cheveux (« hairpin vortex ») selon le processus suivant :

- Près de la paroi, la sous-couche visqueuse est composée d'une alternance de bandes de fluide à faible vitesse longitudinale, appelées « low-speed streaks », et de bandes de fluide à forte vitesse longitudinale. *Waleffe*, 2001, montre par des simulations numériques directes que ces bandes de fluide à faible vitesse sont dues à une instabilité de l'écoulement. La distance transversale moyenne entre deux bandes à faible vitesse est d'environ 100 unités de paroi. Cet écartement augmente quand on monte dans l'écoulement. (*Kim et al.*, 1971; *Garcia et al.*, 1995).
- Au cours du bursting process, ces bandes de fluide à faible vitesse sont déstabilisées et s'élèvent dans l'écoulement avec un mouvement oscillant (*Kim et al.*, 1971). Cette élévation brusque va produire l'éjection de fluide de faible vitesse du fond vers le haut de l'écoulement (*Rashidi et al.*, 1990). Ce phénomène engendre au dessus de la sous couche visqueuse une alternance d'éjections qui sont des zones de fluide à faible vitesse montant vers le haut de l'écoulement et de sweeps (balayages en français) qui sont des zones de fluide à forte vitesse descendant vers le fond. Dans la suite du manuscrit, le terme anglais de « sweep » sera utilisé. Le modèle conceptuel introduit par *Nakagawa and Nezu*, 1981, exposé sur la Figure II-3 représente bien le phénomène. On y voit notamment l'alternance des zones de fluide à forte et à faible vitesse qui correspondent aux sweeps et aux éjections. Le terme générique de structures turbulentes cohérentes est souvent utilisé pour nommer les sweeps et les éjections.
- A l'interface entre une éjection et un sweep, une couche de fort cisaillement (« shear layer ») se forme.
- Le « bursting process » est responsable d'une importante partie de la production d'énergie turbulente de l'écoulement (*Rashidi et al.*, 1990; *Hurther*, 2001).
- En se soulevant, les bandes de fluide à faible vitesse forment des tourbillons longitudinaux contrarotatifs dans la région proche de la paroi qui sont associés aux éjections et aux sweeps. Ces tourbillons longitudinaux ainsi que le tourbillon de forte

vorticité transverse associée forment les tourbillons en épingles à cheveux (« hairpin vortex »). Dans la suite du manuscrit, le terme anglais hairpin vortex sera utilisé pour nommer ce type de tourbillons. La Figure II-4 est une illustration du « bursting process » donnée par Nezu and Nakagawa, 1993, dans laquelle on voit apparaître les hairpin vortex.

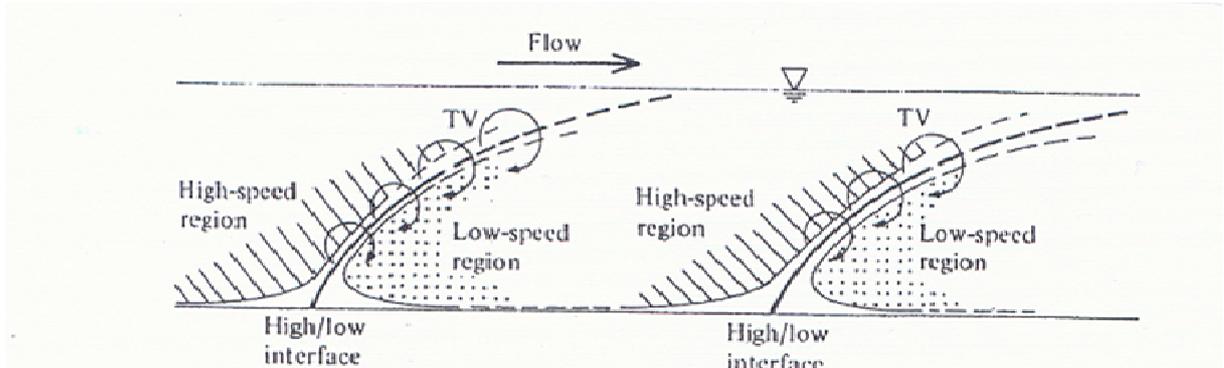


Figure II-3 : Modèle de turbulence de paroi (Nakagawa and Nezu, 1981)

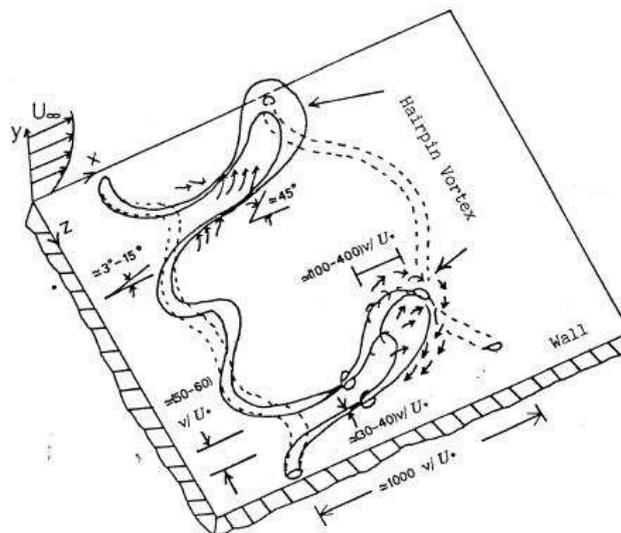


Figure II-4 : Illustration du bursting process, dans laquelle apparaissent deux hairpin vortex (Nezu and Nakagawa, 1993)

II.1.1.3 Méthode des quadrants et caractéristiques des structures turbulentes cohérentes

Méthode des quadrants

Pour pouvoir caractériser les structures turbulentes cohérentes de l'écoulement, il faut dans un premier temps les identifier. Une méthode très utilisée est la méthode des quadrants (Lu and Willmarth, 1973; Nakagawa and Nezu, 1977; Nezu and Nakagawa, 1993; Hurther, 2001; Bigillon and Garcia, 2002). Elle consiste à classer les vecteurs fluctuations de vitesse, u' et v' , dans les 4 quadrants formés

par le plan (u', v') , comme le montre la Figure II-5. Ils font apparaître 4 types de structures cohérentes :

- les « outward interactions » (Q_1), définis par $u' > 0$ et $v' > 0$, qui correspondent à du fluide rapide, happé par le tourbillon et montant vers le haut de l'écoulement.
- les éjections (Q_2), définies par $u' < 0$ et $v' > 0$, correspondant à du fluide lent éjecté du fond vers le haut entre les deux tourbillons longitudinaux des hairpin vortex.
- les « inward interactions » (Q_3), définies par $u' < 0$ et $v' < 0$, ces structures ramènent du fluide lent vers la paroi.
- les sweeps (Q_4), définies par $u' > 0$ et $v' < 0$, correspondant à du fluide rapide injecté vers la paroi.

En général, un critère est imposé à la quantité $u'v'$ pour définir les structures turbulentes. Ce critère de cohérence (« hole size » en anglais), noté H est basé sur l'intensité des structures. En effet, on suppose qu'un vecteur de l'écoulement appartient à une structure cohérente, s'il est défini par $u'v' > H \overline{u'v'}$. Sinon, il n'appartient pas à une structure cohérente et sera classé dans les événements non cohérents ou « hole events » en anglais. La Figure II-5 fait apparaître les 4 types d'évènements turbulents ainsi que les « hole events ».

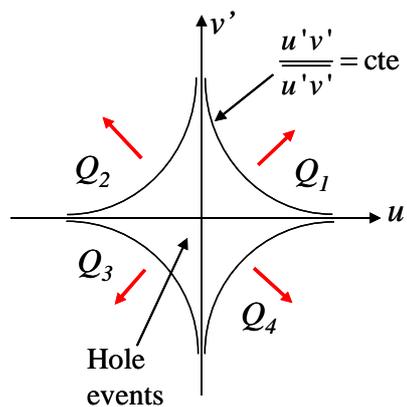


Figure II-5 : Analyse par quadrants, les flèches rouges représentent l'allure du vecteur fluctuation de vitesse en fonction du quadrant auquel il appartient

Caractérisation

Des caractéristiques importantes des structures de type éjection (Q_2) et sweep (Q_4) sont leur contribution à la production turbulente de l'écoulement et leur fraction spatiale.

Leur contribution à la production turbulente est importante car ces structures sont associées au bursting process qui est responsable d'une grande partie de la production turbulente. Plusieurs travaux ont porté sur l'étude de cette contribution (*Lu and Willmarth, 1973; Nezu and Nakagawa, 1993; Hurther, 2001; Marchioli and Soldati, 2002*). Il est classique d'étudier la contribution à la production turbulente de chaque type d'évènement turbulent en étudiant leur contribution au flux de quantité de mouvement moyen, $-\rho_f \overline{u'v'}$, de l'écoulement. Cette contribution est notée RS_i et est donnée par l'équation (II-7) pour les évènements type Q_1 à Q_4 et par l'équation (II-8) pour les évènements non cohérents.

$$RS_i(H) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} w P_i(w).dw > 0 & (i = 2, 4) \\ \int_{-H}^H w P_i(w).dw < 0 & (i = 1, 3) \end{cases} \quad (\text{II-7})$$

$$RS_5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 RS_i(H) \quad (\text{II-8})$$

Dans ces équations, w est le flux de quantité de mouvement relatif, $w = u'v'/u'v'$, et $P_i(w)$ est la répartition de fréquence relative, $P_i(w) = n_i(w)/n_{tot}\Delta w$, $n_i(w)$ étant le nombre de vecteurs de Q_i détecté avec un flux relatif w , n_{tot} le nombre total de vecteurs et Δw l'intervalle de w pris pour le calcul.

La fraction spatiale représente la répartition spatiale des quatre types évènements turbulent et des évènements non cohérents dans l'écoulement. Elle est donnée par l'équation(II-9) pour les évènements type Q_1 à Q_4 et par l'équation (II-10) pour les évènements non cohérents.

$$S_i(H) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} P_i(w).dw & (i = 2, 4) \\ \int_{-H}^H P_i(w).dw & (i = 1, 3) \end{cases} \quad (\text{II-9})$$

$$S_5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 S_i(H) \quad (\text{II-10})$$

La Figure II-6 est le graphique typique faisant apparaître la contribution de chaque évènement turbulent au flux de quantité de mouvement en fonction du critère de cohérence, H . Cette figure est tirée de *Nezu and Nakagawa, 1993*, elle compare les valeurs expérimentales et le modèle (« theoretical curves ») que les auteurs ont mis en place et dont les équations et les hypothèses sont données en ANNEXE. On voit clairement apparaître que les sweeps (RS4 sur Figure II-6) et les éjections (RS2 sur Figure II-6) sont importants dans la production de flux de quantité de mouvement, donc dans la production turbulente. On observe de plus que les Q_1 et Q_3 contribuent beaucoup moins à la production de flux de quantité de mouvement et qu'ils sont beaucoup moins intenses que les éjections et les sweeps car les valeurs du critère de cohérence H les définissant ne semblent jamais supérieures à 3.

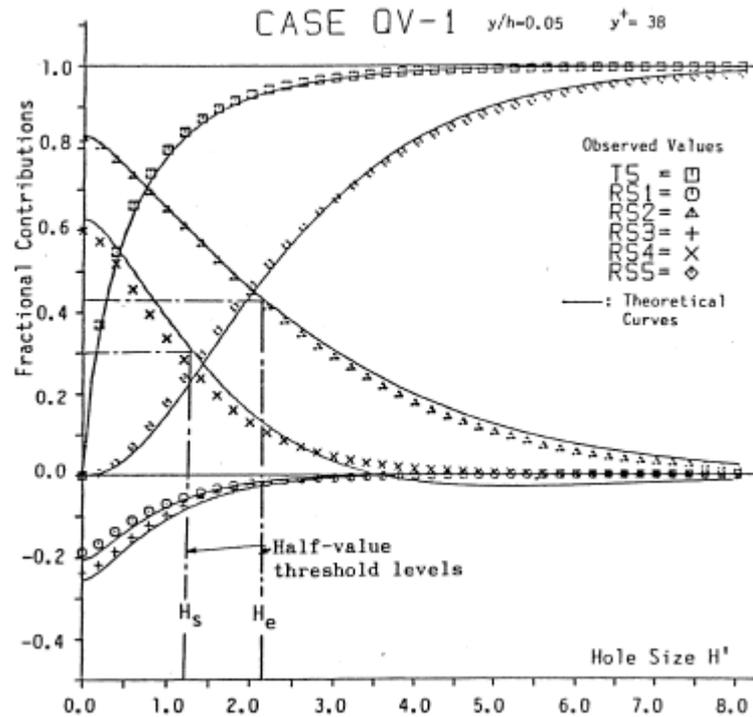


Figure II-6 : Contribution des évènements turbulents au flux de quantité de mouvement de l'écoulement (RSi) en fonction du critère H de cohérence, Nezu and Nakagawa, 1993.

Les éjections et les sweeps étant très importants dans les écoulements turbulents, différents auteurs se sont intéressés à leurs caractéristiques telles que leur fréquence et leur taille.

La fréquence

De nombreux chercheurs (Kline *et al.*, 1967; Gyr, 1983; Luchik and Tiederman, 1987; Nino *et al.*, 1995; Sechet and Le Guennec, 1999; Tardu, 2002) ont étudié la fréquence des éjections et des sweeps. Ils ont observé que cette fréquence varie entre 0,2 et 4Hz. Ce qui correspond à une fréquence adimensionnelle f^+ donnée par : $f^+ = f \cdot \nu / u_*^2$, qui varie entre 0,0002 et 0,03. Les variations de fréquence observées suivant les études peuvent être expliquées, entre autres, par le choix du critère de cohérence, H , utilisé pour la détection des structures. En effet, plus ce critère est élevé, plus la probabilité d'avoir un évènement est faible, donc la fréquence des évènements détectés avec un H élevé est plus faible que celle des évènements détectés avec un petit H . Ceci a été, en particulier observé par Lu and Willmarth, 1973; Raupach, 1981; Nezu and Nakagawa, 1993. Enfin il a été remarqué que les sweeps sont un peu plus fréquents que les éjections (Gyr, 1983; Nino *et al.*, 1995).

La taille

Concernant la taille des structures de type éjection et sweep, les auteurs (Nakagawa and Nezu, 1981; Wark and Nagib, 1991; Bigillon and Garcia, 2002) sont d'accord pour dire que les sweeps ont des dimensions plus grandes que les éjections. En particulier, pour un nombre de Reynolds de 20800, Bigillon and Garcia, 2002, estiment que la taille des éjections dans le sens longitudinal, T_x^+ , varie entre 110 et 190 unités de paroi, alors que celle des sweeps est supérieure à 180 unités de paroi. Ils observent la même tendance dans la direction verticale : T_y^+ varie entre 95 et 130 pour les éjections, alors que T_y^+ est supérieure à 130 pour les sweeps. Ce comportement a aussi été observé par Nakagawa and Nezu, 1981, qui estiment des tailles moyennes d'éjections T_x^+ et T_y^+ qui sont respectivement 250 et 120 unités de paroi et pour les sweeps, 400 et 160 unités de paroi.

L'observation des caractéristiques des éjections et des sweeps données par la littérature, met en évidence que ces structures sont très aléatoires et sont, de ce fait, très difficiles à quantifier. Pour cette raison, afin de s'affranchir du côté fortement variable de ces phénomènes, nous avons choisi de faire des expériences en turbulente artificielle et contrôlée en générant des trains d'hairpin vortex identiques.

II.1.2 Les hairpin vortex artificiels

Au cours de cette thèse, on cherche à recréer artificiellement les structures turbulentes intenses présentes dans le bursting process. Nous souhaitons en particulier générer des hairpin vortex artificiels.

II.1.2.1 Génération d'hairpin vortex

Il existe deux méthodes principales pour générer des hairpin vortex artificiels dans un écoulement laminaire ou turbulent. Ces méthodes consistent à perturber l'écoulement initial soit par injection ou aspiration de fluide, soit par la présence d'un obstacle.

Par injection ou aspiration de fluide

Nous avons vu précédemment (section II.1.1.2) que des hairpin vortex naturels semblent être créés lors du soulèvement des bandes de fluide à faible vitesse présentes dans la sous-couche visqueuse de l'écoulement. Ces bandes à faible vitesse peuvent aussi être générées par l'injection de fluide, dont la vitesse est inférieure à celle de l'écoulement local (*Acarlar and Smith, 1987b; Haidari and Smith, 1994*) ou par aspiration de fluide, ce qui engendre le ralentissement de l'écoulement dans cette zone (*Gadelhak and Hussain, 1986*). Une fois générées, les bandes de fluide à faible vitesse semblent déstabilisées par l'écoulement supérieur de la même façon que lors du bursting process, ce qui crée des hairpin vortex.

Générer des hairpin vortex de cette façon a plusieurs avantages : d'une part, les vortex sont générés par la déstabilisation des bandes de fluide à faible vitesse, c'est-à-dire de façon similaire à celle du bursting process. Ainsi on peut s'attendre à des vortex artificiels qui possèdent des propriétés très proches de celles des vortex naturels. Un autre avantage est que l'on peut créer soit des hairpin vortex individuels, soit un train d'hairpin vortex en fonction du besoin de l'étude. Enfin, il est facile de faire varier les caractéristiques des tourbillons générés en modifiant uniquement la vitesse d'injection ou d'aspiration. Le principal inconvénient de ces méthodes de génération de tourbillons est qu'elles sont difficiles à mettre en œuvre d'un point de vue expérimental.

Par un obstacle

La seconde façon de générer des hairpin vortex artificiels est de perturber l'écoulement en plaçant un obstacle, de taille relativement importante, au fond. Plusieurs formes d'obstacles ont été étudiées. Les formes les plus utilisées sont des hémisphères, des obstacles en forme de gouttes d'eau et des ailes (*Gadelhak and Hussain, 1986; Acarlar and Smith, 1987a; Zondag, 1997; Rossi, 2001*). Il a été observé que la forme des vortex générés ainsi est similaire à celle des hairpin vortex naturels. De la même façon qu'avec la méthode précédente, il est possible de faire varier les caractéristiques des hairpin vortex en modifiant, cette fois-ci, la taille de l'obstacle ou la vitesse du fluide qui arrive sur l'obstacle. L'avantage de cette technique est que sa mise en œuvre expérimentale est beaucoup plus simple que par injection ou aspiration de fluide. L'inconvénient de cette méthode est qu'il n'est pas possible de générer un hairpin vortex individuel, mais uniquement un train d'hairpin vortex.

Nous avons choisi d'utiliser un hémisphère dans notre dispositif expérimental car cette technique a déjà prouvé ses capacités et est relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement. La suite de la revue bibliographique sera donc consacrée aux hairpin vortex générés derrière un hémisphère.

II.1.2.2 Caractéristiques des hairpin vortex artificiels

Peu d'informations quantitatives sur les caractéristiques de ces hairpin vortex artificiels sont disponibles dans la littérature. Dans cette section, seront néanmoins présentés la description de l'évolution des hairpin vortex dans le sillage de l'hémisphère et leurs caractéristiques générales telles que leur fréquence et la hauteur de leur tête.

II.1.2.2.1 Développement des hairpin vortex dans le sillage de l'hémisphère

Lors de la génération d'hairpin vortex par perturbation de l'écoulement par un hémisphère, l'écoulement en aval de l'hémisphère est modifié. La Figure II-7 présente l'allure des profils de vitesse moyenne et de variance en aval de l'hémisphère obtenus par *Acarlar and Smith, 1987a*. Les profils de la Figure II-7 sont donnés pour différentes distances x de l'hémisphère : (a) $4R$, (b) $10R$, (c) $40R$ et (d) $80R$. Ils sont mis sans dimension en divisant par la vitesse U_∞ qui est la vitesse de l'écoulement uniforme au dessus de la couche limite dans laquelle sont générés les hairpin vortex. On observe que ces profils sont clairement modifiés par rapport à leur allure loin de l'hémisphère ou en amont de l'hémisphère (profils de couche limite turbulente).

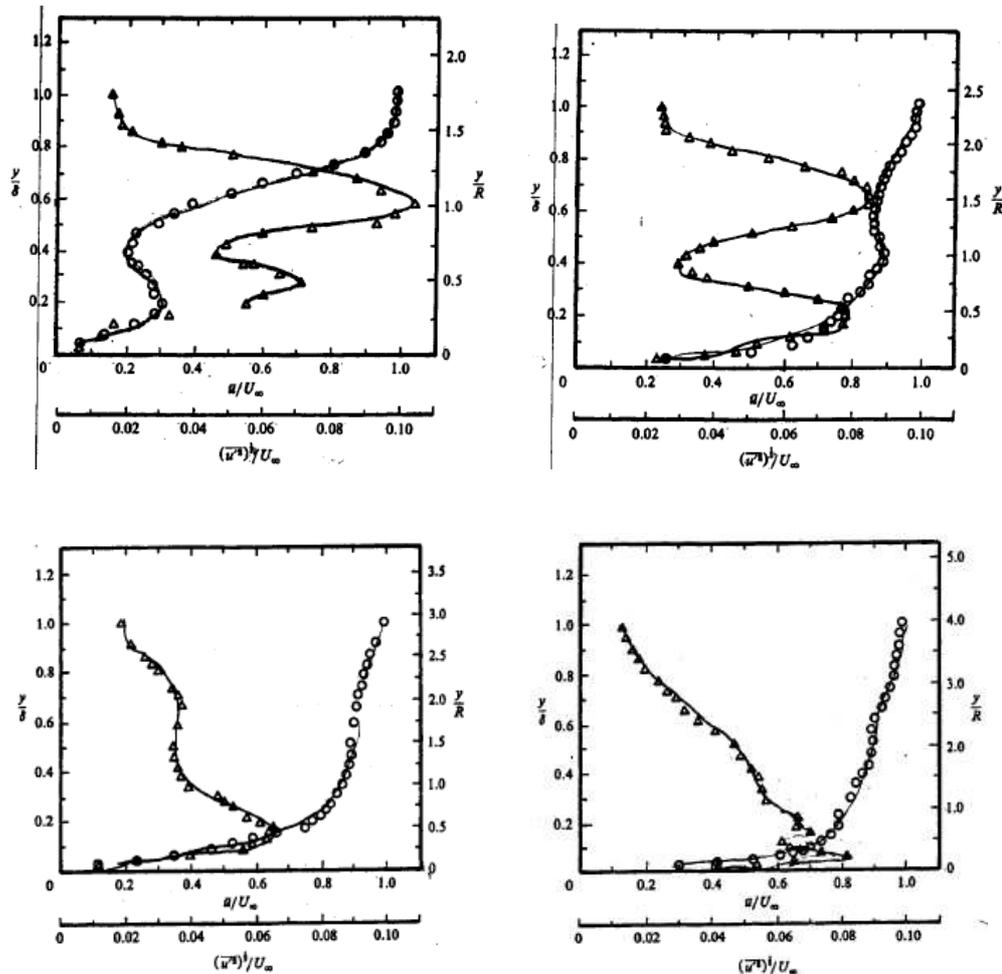


Figure II-7: Profils moyens de \bar{u} (o) et u'_{rms} (Δ), *Acarlar and Smith, 1987a*, (a) $x/R=4$, (b) $x/R=10$ (c) $x/R=40$ (d) $x/R=80$. (o)

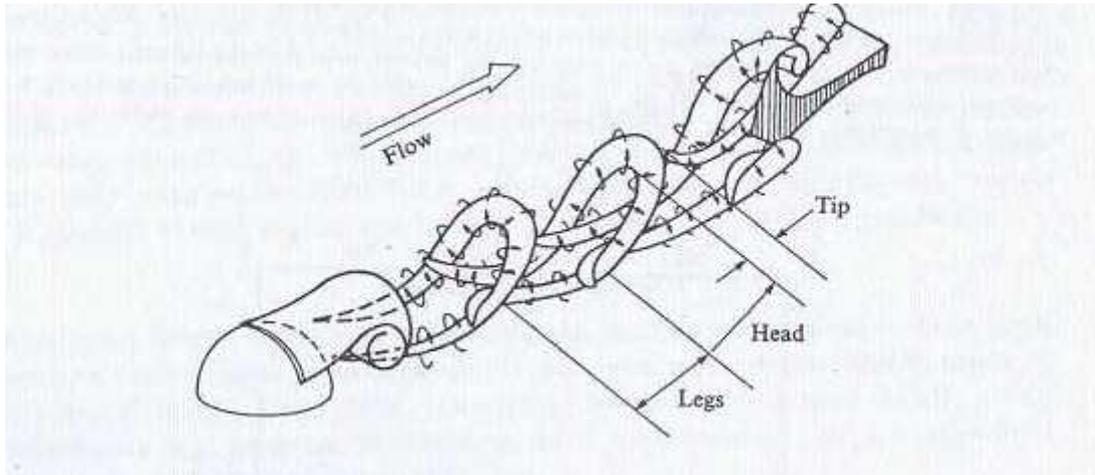


Figure II-8: Génération d'un train d'Hairpin vortex en perturbant l'écoulement par un hémisphère (Acarlar and Smith, 1987a)

Acarlar and Smith, 1987a, ainsi que Zondag, 1997, ont observé 3 zones distinctes en aval de l'hémisphère :

- La première zone est le proche sillage de l'hémisphère. La fin de cette zone est à environ $3R$ de l'hémisphère, R étant le rayon de l'hémisphère. C'est dans cette zone que commence le développement des hairpin vortex. La naissance de ces hairpin vortex, dans cette configuration, est un phénomène très complexe qui a été étudié notamment par Acarlar and Smith, 1987a. Ils expliquent leur création dans le sillage de l'hémisphère par la présence de la zone de recirculation juste après l'hémisphère. Cette zone est définie par une faible pression et une forte vorticité. L'interaction entre la faible pression de cette zone et le fluide extérieur va permettre le lâcher de fluide à forte vorticité de la part de la zone de faible pression vers l'écoulement externe sous la forme d'hairpin vortex discrets. Dès qu'un hairpin vortex est généré, un second commence à se développer, comme on peut le voir sur la Figure II-8 (Acarlar and Smith, 1987a) représentant un train d'hairpin vortex générés dans le sillage d'un hémisphère. Quand un vortex est lâché, il est formé par 2 parties : sa tête définie par une forte vorticité transverse et ses jambes définies par une forte vorticité longitudinale qui tournent en sens inverse l'une de l'autre.
- En aval de cette zone, il y a une région dans laquelle les hairpin vortex se développent totalement en grandissant dans l'écoulement. Cette zone est située entre 3 et $15R$. Dans cette zone, les hairpin vortex gardent leur cohérence. En d'autres termes, les différentes parties qui les composent telles que les jambes et les têtes peuvent être parfaitement identifiées au cours de leur mouvement de convection. En revanche, la modification qu'ils engendrent sur l'écoulement diminue quand la distance à l'hémisphère augmente. En particulier, à partir de $7.5R$, la tête commence à perdre son intensité et sa vorticité diminue. Ceci est visible sur les profils de vitesse de la Figure II-7. On voit, en effet, que le profil de vitesse moyenne de l'écoulement est beaucoup moins perturbé en $x/R = 10$ qu'en $x/R = 4$. De plus, comme on peut le voir sur la Figure II-9 (Acarlar and Smith, 1987a), dans cette zone, un vortex secondaire est généré par la distorsion du profil de vitesse et l'alternance de fluide à forte vitesse arrivant de la partie supérieure de l'écoulement et de fluide à faible vitesse situé entre les jambes du vortex (Zondag, 1997).
- La dernière zone est une zone éloignée du sillage dans laquelle le mouvement est moins organisé et où les structures perdent leur cohérence à cause d'un transfert d'énergie vers les petites échelles de la turbulence. Cette zone commence à $15R$ et peut s'étendre jusqu'à $80R$. A partir de $15R$, l'écoulement tend vers un écoulement totalement turbulent (Acarlar and Smith, 1987a), comme on peut le voir sur les profils de la Figure II-7 en 40 et 80R.

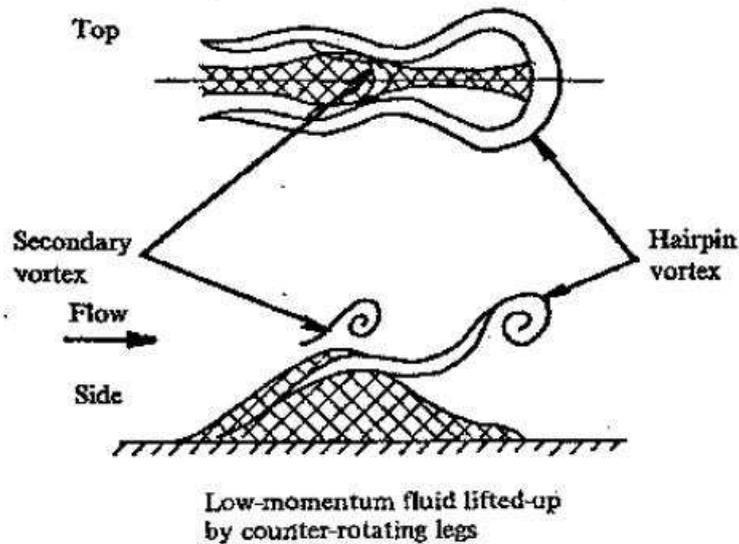


Figure II-9: Schéma de la formation du vortex secondaire (Acarlar and Smith, 1987a)

II.1.2.2.2 Caractéristiques générales des hairpin vortex

Conditions expérimentales de la littérature

Peu d'auteurs ont étudié les caractéristiques de ces hairpin vortex artificiels. Nous présentons ici les résultats expérimentaux de Acarlar and Smith, 1987a; Zondag, 1997 et numériques de Tufo et al., 1999. Ce genre d'écoulement est caractérisé par un nombre de Reynolds, Re_R , basé sur le rayon de l'hémisphère et la vitesse u_{tip} . Cette vitesse est la vitesse moyenne de l'écoulement amont à une altitude $y=R$. Re_R est donné par l'équation (II-11).

$$Re_R = \frac{u_{tip} R}{\nu} \quad (II-11)$$

Acarlar and Smith, 1987a génèrent des hairpin vortex dans une couche limite laminaire dans l'eau, avec des hémisphères de rayon 3 à 18 mm et la vitesse u_{tip} de l'écoulement varie de 0,07 à 0,5 m/s. Ces conditions correspondent à un intervalle de Re_R de 450 à 3500. Zondag, 1997 génèrent les hairpin vortex dans une couche limite dans l'air, en utilisant un hémisphère de rayon 8mm et u_{tip} variant de 1 à 2 m/s. Re_R est donc compris entre 750 et 1250. Enfin, dans leurs simulations numériques, Tufo et al., 1999, font varier le Re_R de 450 à 700.

Fréquence et nombre de Strouhal

Acarlar and Smith, 1987a et Zondag, 1997, ont fait des expériences permettant de mesurer la fréquence de génération des hairpin vortex. Acarlar and Smith, 1987a, obtiennent une fréquence de lâcher de tourbillons variant entre 1 et 11 Hz. Leurs données font apparaître une augmentation de la fréquence avec la vitesse u_{tip} . Zondag, 1997, observe aussi une augmentation de la fréquence de lâcher de 47 à 69 Hz lorsque la vitesse augmente.

Afin de s'affranchir de la différence d'ordre de grandeur entre les expériences dans l'air et dans l'eau, et les différentes tailles d'hémisphères utilisés, il est possible d'exprimer la fréquence à travers le nombre de Strouhal, S , donné par l'équation (II-12).

$$S = f \frac{R}{u_{tip}} \quad (\text{II-12})$$

Les données expérimentales de *Acarlar and Smith*, 1987a sont alors regroupées dans un intervalle de Strouhal variant de 0,16 à 0,4. Celles de *Zondag*, 1997 sont quasiment constantes et égales à 0,27. Enfin, les Strouhal fournis par les simulations numériques de *Tufo et al.*, 1999, augmentent de 0,17 à 0,227 quand Re_R croît de 450 à 700. On voit que suivant les auteurs, le Strouhal est constant ou varie en fonction du nombre de Reynolds ce qui ne permet pas de mettre en évidence une tendance particulière.

Hauteur des têtes

La seconde caractéristique donnée dans la bibliographie pour les hairpin vortex dans le sillage d'un hémisphère est la hauteur de leur tête. *Acarlar and Smith*, 1987a, détectent la position des têtes en se basant sur la déformation du profil des variances, u'_{rms} , sur lequel apparaissent des points d'inflexion à la hauteur des têtes (cf. Figure II-7). *Zondag*, 1997, détermine la hauteur des têtes de vortex en cherchant les zones de forte vorticité transverse. Leurs observations font supposer que la tête des vortex monte dans l'écoulement au fur et à mesure qu'ils s'éloignent de l'hémisphère. Proche de l'hémisphère, au moment de sa création, la tête est à peu près une hauteur R , pour atteindre une hauteur légèrement supérieure à $2R$ à une distance d'environ $15R$ de l'hémisphère.

Vitesse de convection

La dernière caractéristique des hairpin vortex que l'on trouve dans la littérature est la vitesse de convection de la tête des vortex, notée ici, U_{HV} . Cette vitesse a été étudiée par *Zondag*, 1997, qui l'a comparée à u_{tip} . Il constate que la vitesse de convection des têtes augmente quand la tête s'éloigne de l'hémisphère (entre 4 et $15R$), tout en restant toujours inférieure à la vitesse u_{tip} . Dans ces expériences, elle n'atteint au maximum que 95% de la vitesse u_{tip} .

En conclusion, la comparaison de la description des hairpin vortex générés derrière un hémisphère et celle des hairpin vortex de la turbulence de paroi met en évidence que les deux types de vortex sont très similaires en forme. Cette observation permet de faire l'hypothèse que les phénomènes visibles en présence d'hairpin vortex artificiels seront très semblables à ceux connus du bursting process.

II.2 Transport de sédiments par les structures turbulentes

II.2.1 Généralités sur le transport solide

Dans ce travail de thèse, l'étude porte sur le transport par suspension de particules de diamètre, d , supérieur à $100\mu\text{m}$, c'est-à-dire de particules non cohésives et non colloïdales. Ces types de particules sont très proches des sédiments fins trouvés dans la nature. En présence de ce genre de particules, deux types de transports peuvent être observés : le charriage et la suspension, qui sont définis un peu plus loin (*Graf*, 2000).

Nombre de Stokes

Le transport de particule peut être caractérisé par le nombre Stokes, St . Le St (équation(II-13)) est le rapport du temps caractéristique de la particule, τ_p (équation(II-14)), sur le temps caractéristique du fluide, τ_f . Le temps caractéristique du fluide peut être défini de plusieurs façons. On peut par exemple, se baser sur les échelles intégrales (Uhlmann, 2008), équation (II-15), sur l'échelle de Kolmogorov (Bec et al., 2007), équation(II-16), ou sur la vitesse de frottement au fond (Marchioli et al., 2008; Uhlmann, 2008), équation(II-17).

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (\text{II-13})$$

$$\tau_p = \frac{\rho d^2}{18\nu\rho_f} \quad (\text{II-14})$$

$$\tau_{F_L} \sim \frac{h}{U_{deb}} \quad (\text{II-15})$$

$$\tau_{F_\eta} \sim \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \quad (\text{II-16})$$

$$\tau_{F_{vis}} \sim \frac{\nu}{u_*^2} \quad (\text{II-17})$$

Dans l'équation (II-16), ε représente de taux de dissipation moyen (Nezu and Nakagawa, 1993; Garcia et al., 1995). Les expériences, ainsi que les simulations numériques (Tang et al., 1992; Kennedy and Moody, 1998; Hogan and Cuzzi, 2001; Bec et al., 2007) ont mis en évidence que les particules suivent les structures turbulentes si le St est de l'ordre de 1.

Modes de transport

Il existe plusieurs modes de transports qui sont illustrés dans la Figure II-10 et qui sont le charriage ou reptation, la saltation et la suspension.

Lors de transport par charriage, les particules se déplacent de deux manières différentes. Soit elles roulent et glissent sur le fond, en restant toujours en contact avec le fond, soit elles font de petits sauts, elles sont alors transportées par reptation. En charriage, les particules ne montent pas au dessus de $3d$.

Les particules transportées par saltation font des bonds plus que lors du transport par charriage. Francis, 1973; Hu and Hui, 1996; Nino and Garcia, 1998; Sechet and Le Guennec, 1999, ont mesuré les caractéristiques du transport par saltation, et notamment, la taille des sauts. Ils observent que les sauts ont une hauteur variant de 3 à $10d$ et une longueur pouvant aller jusqu'à environ $15d$. Parfois, la saltation et le charriage sont considérés comme un même type de transport, dans cette thèse, nous ferons la différence entre les deux.

Enfin, au cours du transport par suspension, les particules passent de longues périodes dans l'écoulement. Le transport se fait par des bonds relativement longs et hauts. Van Rijn, 1984; Hu and Hui, 1996 et Nino et al., 2003 caractérisent notamment le transport par suspension par des sauts d'une longueur supérieure à $100d$.

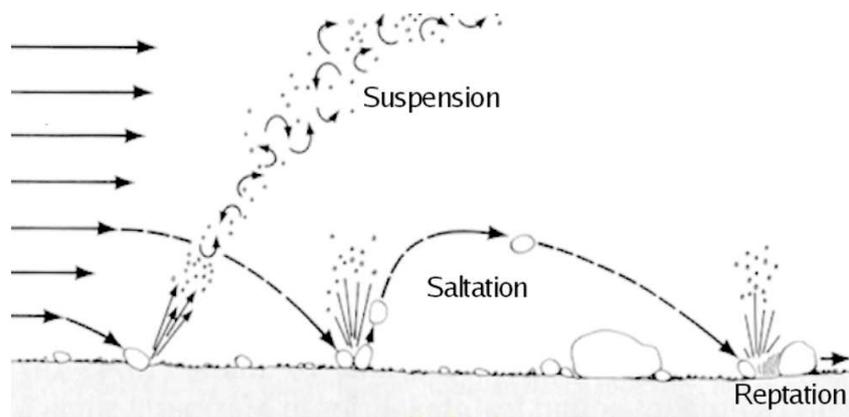


Figure II-10 : Illustration des différents types de transports

Seuils de mise en mouvement

Une particule dans un fluide au repos va descendre sous l'effet de la gravité. Elle descend avec une vitesse de chute, w_s qui dépend de sa masse volumique, de sa taille et des caractéristiques intrinsèques du fluide dans lequel elle est placée. Dans le cas d'une sphère, w_s est donnée par l'équation (II-18).

$$w_s = \frac{(\rho - \rho_f)gd^2}{18\rho_f \cdot \nu} \quad (\text{II-18})$$

Pour observer du transport par suspension, il faut donc que l'écoulement applique sur la particule un effort suffisant pour contrer la gravité et permettre à la bille de monter dans l'écoulement. Cet effort devra donc être verticalement positif, pour s'opposer à la gravité.

L'effort du fluide sur une particule est facilement estimable dans des cas d'écoulement uniforme, stationnaire autour d'une particule isolée, car il est engendré par des forces connues telles que la poussée d'Archimède ou la force de traînée de Stokes dans le cas d'un écoulement laminaire. En revanche, dès que l'écoulement est plus complexe (instationnaire, non uniforme, qu'il y a plusieurs particules, ou qu'elles sont proches d'une paroi) cet effort est très difficile à déterminer (*Maxey and Riley, 1983; Candelier et al., 2004*).

Un grand nombre d'études portent sur la recherche de l'effort minimum à appliquer sur une particule pour la mettre en mouvement (*Yalin and Karahan, 1979; Van Rijn, 1984; Buffington and Montgomery, 1998; Nino et al., 2003; Zanke, 2003; Cheng, 2004; Loiseleux et al., 2005*). Cette action minimale est communément appelée seuil de mise en mouvement des particules et correspond aux conditions de l'écoulement qui vont permettre le début de charriage ou le début de transport par suspension. La Figure II-11 donne des exemples de seuils de charriage ou de suspension trouvés dans la littérature. Concrètement, une particule au repos va être entraînée par l'écoulement si l'action motrice qui lui est exercée par le fluide est supérieure à l'action résistive de la particule. L'action motrice est l'action résultant entre autres les efforts de l'écoulement sur la particule. L'action résistive est engendrée par exemple par la gravité, le frottement solide, les forces inter particulaires de cohésion.

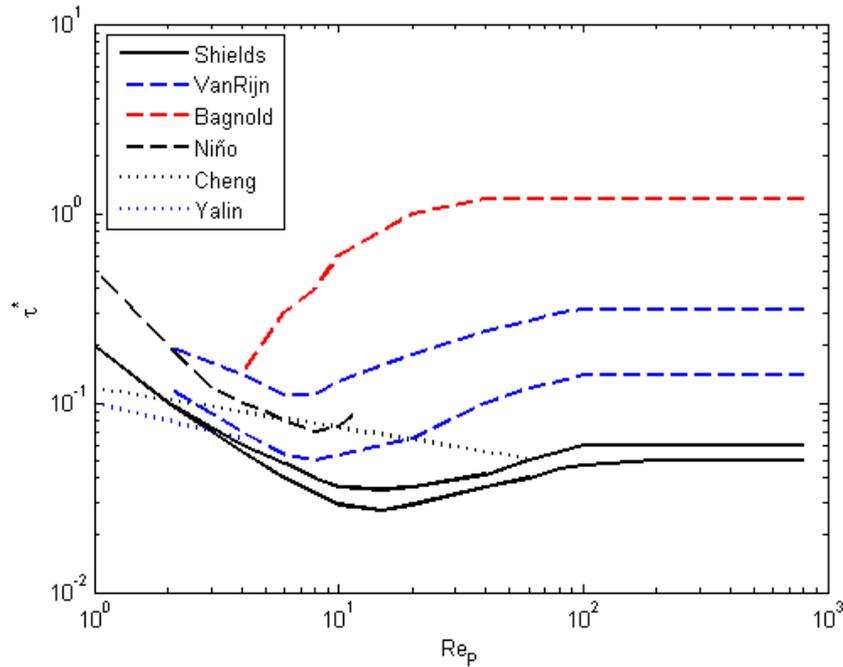


Figure II-11 : Exemples de seuils de charriage en écoulement turbulent (—), de charriage en écoulement laminaire (.....) et de suspension (- - -)

Seuil de charriage

Le seuil de mise en mouvement est exprimé de deux façons suivant qu'il s'applique au transport par charriage ou par suspension. Pour le charriage, ce seuil s'exprime par la contrainte adimensionnelle critique au fond de l'écoulement, τ_{crit}^* . Cette contrainte est donnée par l'équation (II-19), dans laquelle, τ_0 est la contrainte de cisaillement au fond, g l'accélération gravitaire, ρ et ρ_f sont respectivement la masse volumique des particules et du fluide.

$$\tau^* = \frac{\tau_0}{g(\rho - \rho_f)d} \quad (\text{II-19})$$

Dans le cas du charriage, il y a mise en mouvement des particules si $\tau^* > \tau_{crit}^*$. La valeur de τ_{crit}^* dépend des caractéristiques des particules et de l'écoulement (*Buffington and Montgomery, 1998*). La courbe de Shields est en général utilisée comme référence pour la mise en mouvement en écoulement turbulent et celle de *Yalin and Karahan, 1979* ou de *Cheng, 2004* peuvent être utilisées pour les écoulements laminaires. Ces courbes de contraintes critiques qui sont illustrées sur la Figure II-11 sont données en général en fonction du nombre de Reynolds de la particule, Re_p (équation(II-20)) ou du diamètre sans dimension, D^* (équation(II-21)). Le Re_p est le diamètre de la particule adimensionné par les échelles de la région interne de l'écoulement, il dépend donc de l'écoulement, alors que D^* est un diamètre sans dimension ne dépendant que des caractéristiques de la particule et des caractéristiques intrinsèques du fluide.

$$Re_p = d^+ = d \frac{u_*}{\nu} \quad (\text{II-20})$$

$$D^* = d \left[(\rho - \rho_f) g / (\rho_f \nu^2) \right]^{1/3} \quad (\text{II-21})$$

Seuil de suspension

Dans le cas du transport par suspension, le seuil de mise en mouvement, qui est plus grand que celui du transport par charriage, est exprimé en fonction du rapport : u_*/w_s , w_s étant la vitesse de chute des particules. Ce seuil de suspension est exprimé en fonction de u_* car c'est l'échelle caractéristique de la turbulence de paroi, qui est le phénomène à l'origine du transport par suspension. Pour déterminer ce critère, la vitesse u_* est donc divisée par w_s la vitesse de chute des particules.

Ce seuil de mise en suspension a été étudié entre autres par *Bagnold*, 1966; *Van Rijn*, 1984; *Nino et al.*, 2003 et un grand nombre de critères ont été donnés, certains apparaissent sur la Figure II-11. Les équations (II-22) et (II-23) sont deux exemples de critères obtenus expérimentalement respectivement par *Van Rijn*, 1984 et *Nino et al.*, 2003 à partir d'études expérimentales. Le critère de *Nino et al.*, 2003 cité ici est estimé à partir des mesures en écoulement sur fond lisse.

$$\begin{cases} \frac{u_*}{w_s} = \frac{4}{D_*}, & \text{pour } 1 < D_* \leq 10 \\ \frac{u_*}{w_s} = 0.4, & \text{pour } D_* > 10 \end{cases} \quad (\text{II-22})$$

$$\frac{u_*}{w_s} = 15 \cdot (D_*^{3/2})^{-1.2} \quad (\text{II-23})$$

Le critère de *Bagnold*, 1973 est obtenu en faisant l'hypothèse qu'une particule est en suspension à partir du moment où la fluctuation de vitesse verticale de l'écoulement est supérieure ou égale à la vitesse de chute de la particule. Pour les petits Re_p ($Re_p < 10$) d'avoir un seuil qui est $0,8 w_s / u_*$. Ce qui donne une contrainte critique dépendant du Re_p (équation (II-24)). Pour les grands Re_p , la contrainte critique ne dépend plus de Re_p .

$$\tau^* \approx 0,045 Re_p \quad (\text{II-24})$$

Difficultés dans la détermination d'un seuil

On observe une importante disparité entre les différents critères d'entraînement présents dans la littérature. Cette disparité peut s'expliquer par la difficulté des expérimentateurs à définir le début du mouvement. En effet, le transport de particules se fait par intermittences et on ne sait pas à partir de combien de billes roulant sur le fond, les auteurs considèrent qu'il y a du charriage. De la même façon, pour estimer un seuil de mise en suspension, il faut déterminer à partir de quel moment, on considère que le transport par suspension a lieu. En effet, *Van Rijn*, 1984 et *Nino et al.*, 2003 estiment qu'il y a un transport par suspension quand des particules font des bons de plus de $100d$. Cependant, le seuil estimé ne sera pas le même suivant le nombre de grands bons observés.

De plus, les critères décrits précédemment sont basés sur les caractéristiques de l'écoulement moyen agissant sur la particule alors que la suspension est due à l'action instantanée et locale de la turbulence sur les particules (*Sumer and Deigaard*, 1981; *Kaftori et al.*, 1995c; *Kiger and Pan*, 2002; *Marchioli and Soldati*, 2002; *Nezu and Azuma*, 2004...). De ce fait, ces critères permettent d'avoir une idée globale sur le transport qui peut être observé suivant les conditions hydrauliques.

Au cours de ce travail, nous nous intéresserons donc à rechercher l'influence de la turbulence instantanée et locale dans le mouvement des particules afin de mieux comprendre les phénomènes de transport près de la paroi. En effet, c'est l'action locale et instantanée de la turbulence qui est responsable du mouvement des particules, il faudrait donc mettre au point un critère d'entraînement et de suspension basé sur les caractéristiques instantanées de l'écoulement agissant sur les particules. Dans ce but, l'étude de cette thèse portera essentiellement sur les interactions entre la turbulence de paroi instantanée et les particules solides en suspension.

II.2.2 Structures turbulentes responsables du transport

Mise en évidence du rôle du bursting process dans le transport de particules

Plusieurs chercheurs ont étudié le rôle de la turbulence de paroi dans le transport de sédiments par suspension. *Jackson*, 1976, est un des premiers à suggérer que le bursting process peut être impliqué dans le transport des sédiments par suspension. Après lui de nombreux chercheurs se sont intéressés au phénomène. En particulier, *Sumer and Deigaard*, 1981, ont visualisé le comportement de particules de densités différentes dans un écoulement turbulent, et ont observé que les particules semblaient être entraînées par les structures turbulentes et que le type de transport dépendait de leur poids. Ils ont proposé un modèle conceptuel de transport des particules par les structures turbulentes qui est détaillé dans la section II.2.3. *Gyr*, 1983 a aussi observé que les éjections semblent être un mécanisme très important pour le maintien en suspension des particules dans l'écoulement. Le modèle conceptuel qu'il a proposé est aussi décrit dans la section II.2.3.

Rashidi et al., 1990 ont constaté qu'il y a trois types de comportements de particules au sein de l'écoulement. Ils ont utilisé des particules de verre et de polystyrène, de diamètre d^+ variant de 0,5 à 16. Premièrement, les particules ont tendance, quand elles sont au repos, à s'accumuler dans les bandes de fluide à faible vitesse de l'écoulement qui sont présentes dans la sous-couche visqueuse. Deuxièmement, elles sont entraînées par les éjections qui vont les transporter vers le haut de l'écoulement. Enfin, une fois que les particules commencent à retomber en direction du fond, les éjections semblent être capables de les capturer de nouveau et de les maintenir en suspension avant qu'elles n'atteignent le fond. *Kaftori et al.*, 1995b ont testé différentes conditions hydrauliques ($5000 < Re < 15000$) sur plusieurs tailles de particules ($100\mu\text{m} < d < 900\mu\text{m}$ soit $10 < d^+ < 17$) de polystyrène ($\rho = 1050\text{kg/m}^3$) et ont aussi observé que les particules sont en général dans les régions de fluide à faible vitesse. Ils étudient aussi les interactions entre les particules et les « funnel vortices » qu'ils définissent comme une série de sweeps et d'éjections (*Kaftori et al.*, 1995a). Ils observent que ces funnel vortices semblent être un mécanisme dominant pour l'entraînement des particules. *Nino and Garcia*, 1996, ont remarqué, pour des écoulements de Re 10000 à 25000, que les particules de sable ($4.3 < d^+ < 7.7$) sont transportées vers le haut de l'écoulement par du fluide ayant une vitesse longitudinale plus petite que la vitesse de convection de la couche de cisaillement, c'est-à-dire par les éjections qui les font monter dans l'écoulement.

Les résultats cités précédemment (*Jackson*, 1976; *Sumer and Deigaard*, 1981; *Rashidi et al.*, 1990; *Nino and Garcia*, 1996) sont principalement basés sur des visualisations du mouvement des particules et de l'écoulement en utilisant du colorant. Ces études ont du mal à mettre en évidence les interactions entre les structures turbulentes et les particules en mouvement pour deux raisons importantes. Premièrement, peu de résultats quantitatifs sur la turbulence sont donnés. Deuxièmement, quand les caractéristiques de la turbulence sont mesurées, elles le sont séparément du mouvement solide, ce qui ne permet pas d'analyser les interactions entre la turbulence et les particules de façon

directe et instantanée, mais seulement deux comportements distincts. En d'autres termes, les études que nous venons de citer ne permettent pas de quantifier directement l'influence des structures turbulentes sur le transport de sédiments. En revanche, elles ont permis de bien mettre en évidence le rôle très important joué par les éjections dans l'entraînement et le maintien en suspension des particules.

Du qualitatif au quantitatif, méthodes expérimentales

Une fois que le rôle de ces structures turbulentes dans le transport en suspension des particules a été montré de façon qualitative, les chercheurs ont mis un certain temps à pouvoir obtenir des informations plus quantitatives sur ces interactions. Ce n'est que récemment, grâce à l'avancée technologique des techniques expérimentales et numériques qu'il a été possible de se concentrer sur l'aspect quantitatif du problème. En particulier, la quantification du mouvement des particules a porté sur l'étude de leur vitesse et de leurs trajectoires (*Kaftori et al.*, 1995c; *Nino and Garcia*, 1996; *Nezu and Azuma*, 2004), ainsi que sur l'étude des corrélations existant entre les structures turbulentes et le transport des particules (*Nino and Garcia*, 1996; *Sechet and Le Guennec*, 1999; *Marchioli and Soldati*, 2002; *Hurther and Lemmin*, 2003; *Nezu and Azuma*, 2004; *Bigillon and Garcia*, 2005). Deux principales techniques expérimentales ont été utilisées pour ce type d'études (*Kiger and Pan*, 2002; *Muste et al.*, 2005).

La première est l'APFP (Acoustic Particle Flux Profiler) qui permet de mesurer simultanément les champs de vitesse du fluide et la concentration en particules (*Hurther*, 2001). *Hurther and Lemmin*, 2003, ont ainsi pu voir que des particules de quartz ($\rho=2650\text{kg/m}^3$ et $d=135\mu\text{m}$) transportées en suspension dans la couche externe de l'écoulement (« outer region ») sont principalement localisées dans les régions de fort flux de quantité de mouvement $u'v'$. En effet, comme ils mesurent simultanément le flux de quantité de mouvement et le flux de particules, ils déterminent directement les corrélations entre les deux quantités. De cette façon, ils observent que le flux ascendant de particules est directement corrélé avec les éjections définies par un seuil de cohérence H compris entre 3 et 5.

La deuxième technique expérimentale permettant la mesure simultanée des deux phases est la Vélocimétrie par Image de Particules, qui sera dans la suite de ce manuscrit notée PIV (Particle Image Velocimetry). La PIV est une technique optique consistant à photographier un plan de l'écoulement et à en déduire les champs de vitesse instantanée du fluide. Dans le cas d'écoulements diphasiques, il est aussi possible à partir des images de déterminer la vitesse des particules. Cette technique a été utilisée dans des écoulements eau/particules, entre autres par *Bigillon and Garcia*, 2002; *Kiger and Pan*, 2002; *Nezu and Azuma*, 2004; *Bigillon and Garcia*, 2005; *Muste et al.*, 2005. En particulier, *Kiger and Pan*, 2002, ont fait des expériences dans un écoulement d'eau chargé en particules ($d=200\mu\text{m}$). Les auteurs mesurent simultanément les champs de vitesse de l'écoulement et la vitesse des particules. Ils observent ainsi que les particules ayant une vitesse verticale positive ont tendance à être préférentiellement situées dans des éjections, alors que celles dont la vitesse verticale est négative semblent n'avoir aucune préférence et se répartissent dans tous les types de structures. Ils observent aussi une différence entre la vitesse longitudinale des particules et celle du fluide qui les entoure. Ce dernier résultat est en accord avec les résultats d'autres auteurs comme *Kaftori et al.*, 1995c, *Muste et al.*, 2005 et *Nezu and Azuma*, 2004. Les observations de *Kaftori et al.*, 1995c permettent de supposer que les particules vont moins vite que l'écoulement moyen car elles sont transportées par des zones de faible vitesse longitudinale. En utilisant la PIV, *Bigillon and Garcia*, 2005 ont pu estimer que 35% de particules de sable ($220\mu\text{m}$, soit $2.7 < d^+ < 4.7$) étaient transportées par des sweeps et 28% par des éjections dans des écoulements de Re variant de 4500 à 22000.

Enfin, ce travail de thèse étant basé sur des mesures expérimentales dont le but est l'étude des interactions instantanées et locales entre la turbulence et les particules en mouvement, nous choisissons d'utiliser la technique PIV pour nos mesures. Ce choix est motivé par plusieurs raisons. Tout d'abord, la PIV est une mesure simultanée des champs de vitesse de l'écoulement fluide, ainsi que des vitesses et positions des particules. En effet, la technique PIV classique donne les champs de vitesse de l'écoulement, et des techniques d'analyse d'image permettront d'extraire des images PIV la

position et la vitesse de chaque particule (*Bigillon and Garcia, 2005; Breugem and Uijtewaal, 2006*). La seconde raison est que la PIV permet de visualiser l'écoulement autour de chaque particule. En effet, la mesure PIV est une mesure 2D, elle fournit donc le champ de vitesse qui se trouve dans le même plan que la particule considérée. Les autres techniques de mesures (films chaud, LDA...) consistant à mesurer et moyenniser l'écoulement sur un volume fini, plus ou moins grand, ne peuvent pas fournir le champ fluide autour des particules. Comme la PIV permet d'avoir le champ de vitesse de l'écoulement, ceci rend possible l'étude des structures turbulentes dans un plan autour des particules et celle de leurs interactions instantanées.

Simulations numériques

Les interactions entre la turbulence et les particules en mouvement ont été aussi étudiées en simulations numériques. Par exemple, *Pan and Banerjee, 1996* analysent l'influence de la présence des particules, de leur taille, de leur concentration sur un écoulement turbulent. Ils regardent aussi comment les particules ont tendance à se positionner quand elles sont à proximité du fond ($y^+ < 10$). Ils remarquent que les petites particules ont moins tendance à se mettre dans les bandes de fluide à faible vitesse que les grosses. Ils expliquent cette différence par le fait que les petites particules répondent plus facilement au fluide que les grosses et qu'elles sont donc plus facilement réentraînées et donc peu d'entre elles restent près du fond.

Par des simulations numériques directes (DNS), *Marchioli and Soldati, 2002*, observent que très près du fond ($y^+ = 11$), la grande majorité des particules qui montent sont dans des éjections : entre 65 et 90% des particules ayant une vitesse verticale positive sont dans des éjections. En revanche ils observent aussi qu'un important nombre de particules qui sont dans les éjections ne montent pas. Ils expliquent ce phénomène par la présence d'un tourbillon longitudinal résiduel qui tend à plaquer les particules sur le fond, et qui contrecarre donc l'action des éjections.

Uhlmann, 2008 a réalisé des simulations numériques (DNS) dans un écoulement de canal en présence de particules. Pour des nombres de Stokes basés sur la vitesse de cisaillement (équations (II-14) et (II-17)) variant de 15 à 67, ils n'observent pas de ségrégation des particules dans les zones d'éjections. Ils expliquent cette observation par la taille de leurs particules qui semblent trop grandes pour s'accumuler dans ces zones comme ceci avait été observé précédemment.

Enfin, les expériences ainsi que les simulations numériques ont mis en évidence le rôle important joué par le bursting process dans le transport de sédiments, notamment des petites particules. Elles ont en particulier montré l'influence importante des éjections dans le mouvement des particules. En revanche, elles ont aussi fait apparaître que toutes les éjections ne sont pas impliquées dans le transport. Le travail de cette thèse est donc de mettre en évidence les phénomènes expliquant pourquoi toutes les éjections ne sont pas responsables du transport des particules.

II.2.3 Modèles conceptuels d'interactions

Dans cette partie, trois modèles conceptuels d'entraînement et de transport par suspension par les structures turbulentes sont décrits. Ils ont été choisis car ils mettent bien en évidence le rôle des éjections dans le transport. Toutefois, ils ne sont pas quantitatifs et ne sont pas utilisables tels quels pour des simulations numériques ou pour des expériences.

Le premier de ces modèles a été proposé par *Sumer and Deigaard, 1981*, qui ont fait des visualisations d'écoulements chargés en particules. Ils ont fait varier deux paramètres au cours de leurs expériences : la densité des particules et la rugosité du fond. Leurs observations mettent en évidence que les transports des particules sur un lit rugueux et sur un lit lisse sont similaires. Leurs analyses leur permettent de proposer un modèle d'entraînement et de transport des particules en fonction de leur poids. Ce modèle est illustré par la Figure II-12. Il met en évidence deux comportements. Le premier concerne les particules légères et est illustré par la première partie de la Figure II-12 : une particule légère est entraînée par l'éjection qui passe au dessus d'elle, puis elle se déplace et monte dans

l'écoulement en restant dans l'éjection. Au bout d'un certain temps, quand l'éjection commence à perdre sa cohérence, la particule s'en désolidarise et commence à retomber. Les auteurs observent ce phénomène à une hauteur supérieure à 70 unités de paroi. Le second comportement concerne les particules plus lourdes et est illustré dans la deuxième partie du schéma. Une particule lourde semble, elle aussi, être mise en mouvement par l'éjection qui passe, mais l'énergie de l'éjection n'étant pas assez importante pour contrecarrer le poids de la particule, celle-ci retombera rapidement sur le fond. Par ce modèle, les auteurs supposent qu'une particule, quelles que soient ses caractéristiques peut être entraînée par une éjection, en revanche, son poids sera déterminant pour le mouvement qui suit l'entraînement.

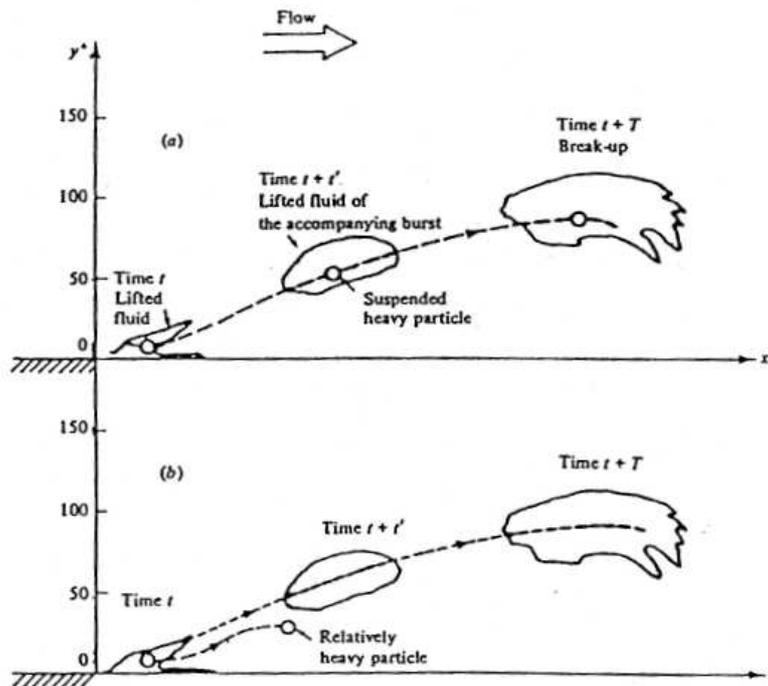


Figure II-12 : Trajectoires typiques d'une particule entraînée par une éjection, (a) cas d'une particule légère, (b) cas d'une particule lourde (Sumer and Deigaard, 1981)

Le deuxième modèle qui est présenté a été proposé par Gyr, 1983, et traite de l'importance des éjections dans le transport par suspension. Ce modèle est illustré sur la Figure II-13. Sur ce schéma, les éjections sont représentées par des colonnes d'eau inclinées transportant des particules de toutes tailles. Les éjections sont assimilées à des ascenseurs à particules. Après un certain temps de transport, une particule peut se désolidariser de l'éjection qui la transporte, en raison de la perte de cohérence de la structure, dont l'énergie n'est plus suffisante pour maintenir la particule au sein de l'écoulement. Quand elle se désolidarise de l'éjection, la particule a deux possibilités : soit elle tombe et se dépose sur le fond, soit elle est capturée par une autre éjection qui la maintient dans l'écoulement. Gyr, 1983, différencie le transport par saltation, correspondant au cas où une particule n'est qu'une seule fois en contact avec une éjection du transport par suspension, au cours duquel une particule se déplace dans plusieurs éjections. Ce modèle suppose donc que les éjections sont responsables du transport par suspension et par saltation.

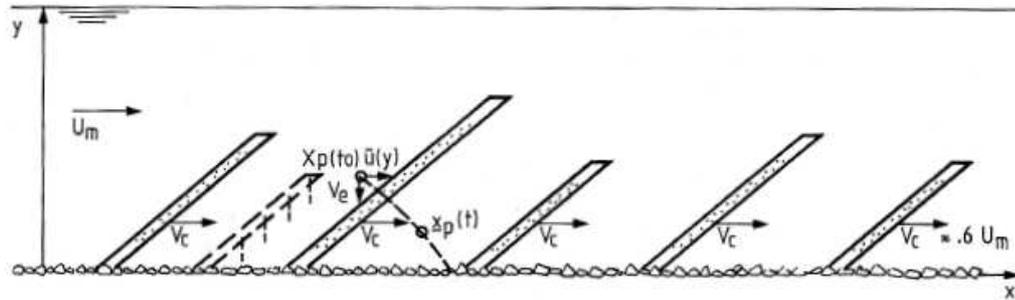


Figure II-13 : Modèle de transport de sédiment (Gyr, 1983)

Enfin, le dernier modèle présenté est un modèle d'entraînement des particules par les éjections, ce modèle décrit la mise en mouvement des particules mais n'en donne pas de mécanisme physique. Il a été proposé par *Nino and Garcia, 1996* et est représenté sur la Figure II-14. Sur ce schéma, les flèches représentent les fluctuations de vitesse du fluide. On se place donc dans le repère mobile attaché à la couche de cisaillement qui est représentée par la ligne continue. On voit apparaître l'éjection qui se trouve en dessous de la couche de cisaillement et le sweep qui se trouve au dessus. Les ronds noirs représentent différentes positions au cours du temps d'une particule qui est entraînée. Nous pouvons constater qu'elle est mise en mouvement à une distance de 100 à 200 unités de paroi en aval de la couche de cisaillement. Une fois entraînée, la particule, dont la vitesse longitudinale est inférieure à la vitesse de convection de la couche de cisaillement, va monter dans l'écoulement en se rapprochant de la couche de cisaillement. Ce modèle n'illustre pas comment une particule se désolidarise de l'éjection qui la transporte.

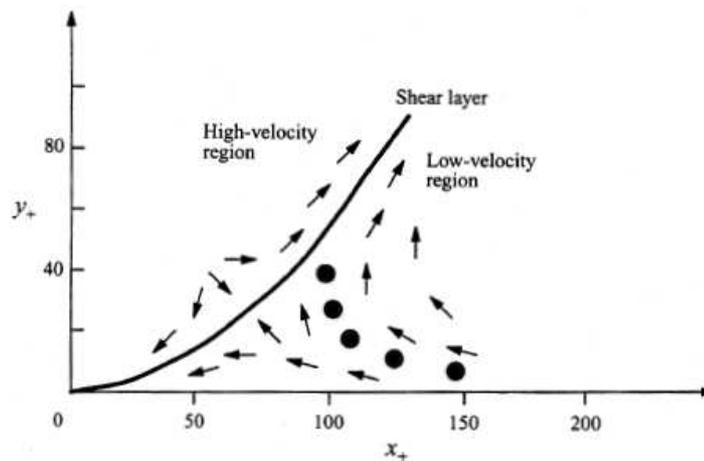


Figure II-14 : Modèle d'entraînement des particules par une éjection (*Nino and Garcia, 1996*)

II.3 Conclusion et ouverture sur l'étude

Comme nous venons de le voir, le rôle des éjections et des sweeps dans le transport de sédiments commence à être connu et a été largement décrit de façon qualitative. En particulier, parmi les études que viennent d'être citées, certaines mettent en évidence la nécessité de s'intéresser aux structures instantanées de l'écoulement pour mieux comprendre le transport de particules par la turbulence. En effet, l'écoulement moyen ne suffit pas à expliquer le comportement des particules en mouvement dans un écoulement turbulent. De plus, les travaux précédents mettent en avant le fait que les structures turbulentes responsables du transport de particules sont caractérisées par un fort flux de quantité de mouvement, $u'v'$. Enfin, ces travaux ont montré qu'en général, les éjections semblent faire monter les particules dans l'écoulement, et que les sweeps auraient tendance à les faire descendre vers le fond. En revanche, il a aussi été observé que toutes les structures turbulentes de l'écoulement ne sont pas capables d'imposer leur mouvement vertical aux particules.

Bien que le rôle des éjections et des sweeps ait largement été étudié depuis plusieurs décennies, il reste encore un grand nombre de questions sans réponse concernant la quantification des interactions entre les particules en mouvement et la turbulence ainsi que les mécanismes d'entraînement et de transport de particules par les structures turbulentes. De nombreuses investigations, qu'elles soient expérimentales ou numériques, sont encore nécessaires pour compléter la connaissance de l'influence de la turbulence sur le transport de sédiments. Cette thèse se propose d'essayer d'en élucider quelques unes. Il est par exemple intéressant de chercher à comprendre pourquoi les éjections et les sweeps n'ont pas tous la même capacité à transporter des particules.

Cette thèse est une étude expérimentale des interactions instantanées entre les particules en mouvement et les structures de la turbulence de paroi, en particulier les éjections. L'objectif est de donner une information quantitative sur le rôle joué par les éjections dans le transport de particules et d'approfondir la compréhension des mécanismes de transport de particules par la turbulence. Nous cherchons en particulier à déterminer les caractéristiques des structures turbulentes impliquées dans le transport de particules. Cette étude est focalisée sur le transport qui se trouve dans la région interne de l'écoulement. Pour ce faire, deux types d'expériences complémentaires ont été mises en place : des expériences en écoulement à surface libre, avec une turbulence qui peut être qualifiée de naturelle, et des expériences en turbulence artificielle, c'est-à-dire un écoulement dans lequel les hairpin vortex sont générés en perturbant un écoulement initialement laminaire.

Les mesures seront réalisées à l'aide d'un système PIV nous permettant de déterminer, d'une part, des caractéristiques de la turbulence entrant en jeu dans le mouvement des particules, telles que les fluctuations de vitesse, le flux de quantité de mouvement, le cisaillement et la vorticité. D'autre part, nous pourrons aussi étudier la position des particules au sein des structures turbulentes afin de comprendre leur mouvement relatif.

L'analyse des mesures des deux types d'expériences vont nous permettre de mettre en évidence différents phénomènes :

- Nous nous intéressons à la détermination du type de structures transportant les particules et à leur efficacité. En appliquant la méthode des quadrants dans une zone de fluide autour de chaque particule, nous identifions le type de structure qui la transporte. Puis en étudiant les corrélations entre la vitesse verticale de la particule et celle des structures turbulentes, on déterminera leur efficacité à imposer un mouvement vertical aux particules.
- Ensuite nous cherchons à déterminer pourquoi certaines structures n'arrivent pas à imposer leur mouvement aux particules. Pour ce faire nous étudions le flux de quantité de mouvement instantané des structures impliquées dans le transport des particules et nous en déduisons un seuil de détection des structures responsables de la montée des particules.

- L'étude de la localisation des particules transportées au sein des structures va permettre de mieux comprendre les mécanismes de transport. En particulier, on regarde comment se comporte la particule par rapport à la zone de plus forte intensité de la structure qui la transporte. Ceci permet de comprendre le comportement des particules au sein d'une structure turbulente et d'en déduire un modèle conceptuel de transport.

Nous avons vu que les structures turbulentes sont très aléatoires et que leur caractéristiques, telles que leur taille, leur fréquence, leur intensité peuvent varier de façon importante au cours des expériences. Le fait qu'il n'est pas possible d'identifier une structure typique dans un écoulement rend très compliquée l'étude des interactions avec les particules et il est difficile de la synthétiser pour mettre en évidence des comportements typiques de particules. Pour palier à ce problème et étudier le mouvement d'une particule au sein d'une structure donnée, nous choisissons de générer des éjections artificielles de façon contrôlée. De cette manière, les structures turbulentes étudiées sont, d'après la littérature, très similaires aux structures naturelles, et ont l'avantage d'être générés à une fréquence constante ainsi que d'être identiques les unes aux autres. Les expériences en turbulence artificielle nous permettront donc l'étude du mouvement d'une particule dans une éjection discrète. Les phénomènes supplémentaires mis en évidence grâce à ces expériences sont :

- L'étude de l'influence générale des hairpin vortex sur le transport de sédiment. En effet, ces expériences nous permettent de comparer le comportement des particules en amont (sans hairpin vortex) et en aval (avec hairpin vortex) de l'hémisphère.
- Ensuite, nous étudions les trajectoires des billes dans les structures turbulentes. En particulier, nous les suivons au cours de leur mouvement de saltation et/ou de suspension au sein des éjections et quand elles se désolidarisent de la structure qui les transporte. Cette analyse permet de mieux comprendre comment les particules sont transportées par suspension et d'affiner le modèle proposé pour les expériences en turbulence naturelle.

En conclusion, les expériences en turbulence artificielle nous permettent de mettre en évidence des phénomènes difficiles à observer en turbulence naturelle. De plus, l'originalité de l'étude expérimentale qui a été conduite au cours de cette thèse est que tous les résultats ont été obtenus en étudiant la corrélation spatiale et locale des structures turbulentes et du mouvement des particules. En effet, toute l'analyse est faite sur le fluide présent autour des particules en mouvement, alors, qu'en général, les études portent sur l'analyse de l'écoulement complet mais pas sur les régions au voisinage des particules qui sont celles qui appliquent directement une action sur la particule.

Chapitre III - DISPOSITIFS ET METHODES EXPERIMENTALES

Ce chapitre est dédié à la présentation des techniques et bancs expérimentaux utilisés au cours de cette thèse. La première partie ce chapitre est consacrée à la présentation du principe de la PIV et de l'analyse des images obtenues dans le cas des écoulement d'eau claire et des écoulements chargés en particules. La seconde partie est dédiée à la description des expériences en turbulence naturelle de paroi. Nous présenterons en particulier le dispositif et les conditions expérimentales. Afin de vérifier que les écoulements sont conformes à la littérature, nous présenterons leurs caractéristiques générales. Dans la dernière partie, le dispositif expérimental permettant la génération des hairpin vortex artificiels et l'étude de leur influence sur le transport de particules est introduit. Dans le cas de ces expériences, les caractéristiques de l'écoulement n'étant que peu connues, leur description se fera dans le Chapitre IV et non dans celui-ci.

III.1 Vélocimétrie par image de particules (PIV)

La technique de mesure par Vélocimétrie par Image de Particules a déjà prouvé ses capacités à élucider des écoulements diphasiques, que ce soit des écoulements solide-liquide ou gaz-liquide (*Kiger and Pan, 2000; Bigillon and Garcia, 2002; Kiger and Pan, 2002; Nezu and Azuma, 2004; Bigillon and Garcia, 2005; Muste et al., 2005*). Cette technique a été choisie car elle permet d'obtenir simultanément les champs de vitesses instantanées de l'écoulement fluide et les caractéristiques du mouvement des particules telles que leur position et leur vitesse. De plus, étant une méthode de mesures en 2 dimensions, elle permet de résoudre spatialement l'écoulement autour des particules dans le plan vertical de l'écoulement. Cette section présente dans un premier temps le principe ainsi que l'instrumentation de la PIV puis décrit l'analyse des images PIV pour en déduire les vitesses de l'écoulement et des particules.

III.1.1 Principe de la PIV

La PIV est une technique de mesure 2D non intrusive permettant l'étude d'écoulements chargés en particules. Le principe des mesures PIV est de photographier un plan de l'écoulement. Pour ce faire, un plan de l'écoulement, qui peut être horizontal, vertical ou oblique, est illuminé à l'aide d'une nappe laser. Le laser peut être pulsé ou continu. Le plan de l'écoulement ainsi illuminé est photographié. L'écoulement étant chargé en traceurs réfléchissant l'illumination laser, l'image obtenue a un fond noir et les traceurs apparaissent comme des points blancs. Ces traceurs peuvent être de différents types

(bulles d'air, petites particules, fumée...) en fonction de l'utilisation. Ils doivent en revanche être assez petits et assez légers, afin d'avoir un nombre de Stokes (équation(II-13)) très inférieur à 1, pour répondre parfaitement à l'écoulement. Dans ces conditions, leur vitesse pourra être la même que celle du fluide. La Figure III-1 est un schéma du montage d'un banc de mesures PIV, sur laquelle on voit apparaître, le laser et sa nappe, la caméra qui photographie l'écoulement illuminé et la chaîne d'acquisition et de traitement des données.

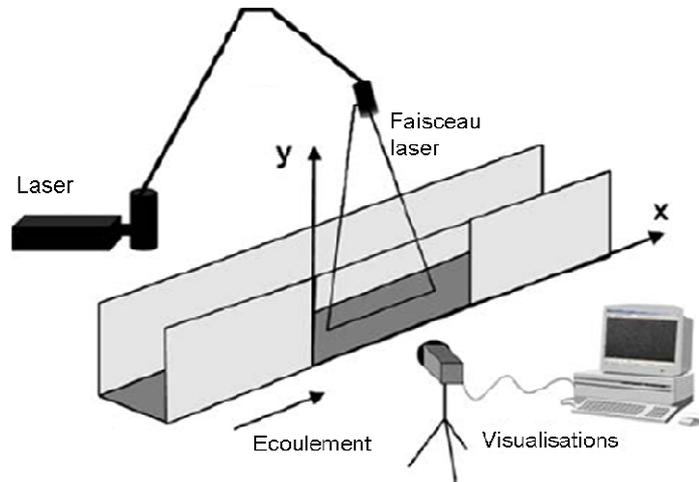


Figure III-1 : Schéma du montage d'un banc PIV

Deux images successives 1 et 2 sont enregistrées aux instants t et $t + \Delta T$. L'analyse du déplacement des traceurs entre 1 et 2 permet de déduire la vitesse instantanée de l'écoulement. Le temps, ΔT , est le temps séparant les deux images d'une même paire. Il a été réglé, dans nos expériences, de façon à avoir un déplacement de 4 à 5 pixels près du fond et de 10 à 15 pixels dans le haut de l'écoulement, ce qui est inférieur à $1/4$ de la taille des fenêtres d'interrogation en début d'analyse (voir section III.1.2.2). Ce temps dépend donc de la vitesse de l'écoulement et est différent pour chaque condition hydraulique.

Traceurs

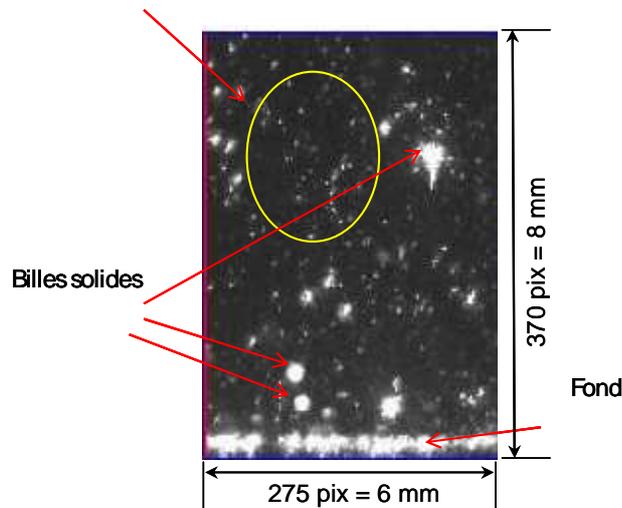


Figure III-2: Exemple d'une Image PIV en écoulement chargé en billes

En écoulements diphasiques, les images obtenues sont différentes des images en écoulement d'eau claire décrites précédemment. La Figure III-2 montre un exemple d'image d'écoulement chargé en particules. On voit les traceurs qui sont les points blancs de taille 1 à 2 pixels, les particules solides dont la taille est de 50 à 300 pix², et le fond qui est fortement lumineux en raison de la présence des particules sur le fond.

III.1.2 Analyse des images PIV en écoulements chargés en particules

L'analyse des images de PIV obtenues lors des expériences en écoulements chargés est un peu plus complexe que l'analyse des images obtenues en eau claire. Elle se fait en trois étapes. La première étape est la discrimination des deux phases. La seconde est l'analyse de la phase fluide en utilisant la méthode classique d'analyse PIV. Enfin, la dernière étape est la détection de la position des billes et la détermination de leur vitesse.

III.1.2.1 Discrimination des deux phases

Sur les images obtenues en écoulements chargés en particules, dont un exemple est donné sur la Figure III-2, on voit apparaître 3 types de zones lumineuses : les traceurs de l'écoulement qui sont les petits points blancs, les billes en mouvement qui sont de plus grosses taches blanches et le fond de l'écoulement qui est une zone fortement lumineuse à cause des billes et des traceurs qui peuvent s'y déposer.

L'analyse PIV classique d'une image telle que celle-ci engendrerait un grand nombre de vecteurs faux, dus à la présence de grandes zones lumineuses qui biaiserait le calcul (*Kiger and Pan, 2000*). Il est donc impératif de séparer l'information relative à l'écoulement liquide, les traceurs, de celle relative aux particules solides et d'éliminer le fond afin d'avoir une bonne corrélation lors du calcul PIV. Cette séparation liquide/solide se fait en trois étapes illustrées sur la Figure III-3 :

- On commence par appliquer un filtre médian à toutes les images. Ce filtre remplace le niveau de gris de chaque pixel par la médiane du niveau de gris de ses voisins. Il permet dans le cas de nos images d'éliminer les traceurs de l'écoulement. Ceci est justifié car la taille des traceurs sur les images est de 1 à 2 pixels. Si les traceurs apparaissaient plus gros sur les images, ce filtre ne pourrait pas être appliqué car la comparaison se fait avec les 5 plus proches pixels. A la suite de l'application du filtre médian, l'image ne contient plus que les zones blanches de tailles assez importantes, qui sont les billes et le fond. Cette image est appelée « image filtrée » (Figure III-3).
- Une soustraction de l'image filtrée à l'image initiale permet d'obtenir une image avec uniquement les traceurs. Cette image sera appelée par la suite « Image Traceurs » (Figure III-3).
- Afin d'éliminer le fond sur l'image filtrée, on applique un filtre de taille : on commence par détecter toutes les zones blanches sur l'image filtrée et on élimine les plus grandes qui correspondent au fond de l'écoulement. La détermination du seuil de ce filtre est faite à la main, de façon à trouver le critère le mieux adapté pour perdre le moins d'information. Après l'application du filtre de taille, on obtient une image avec uniquement les billes en mouvement qui sera appelée « Images Billes » (Figure III-3).

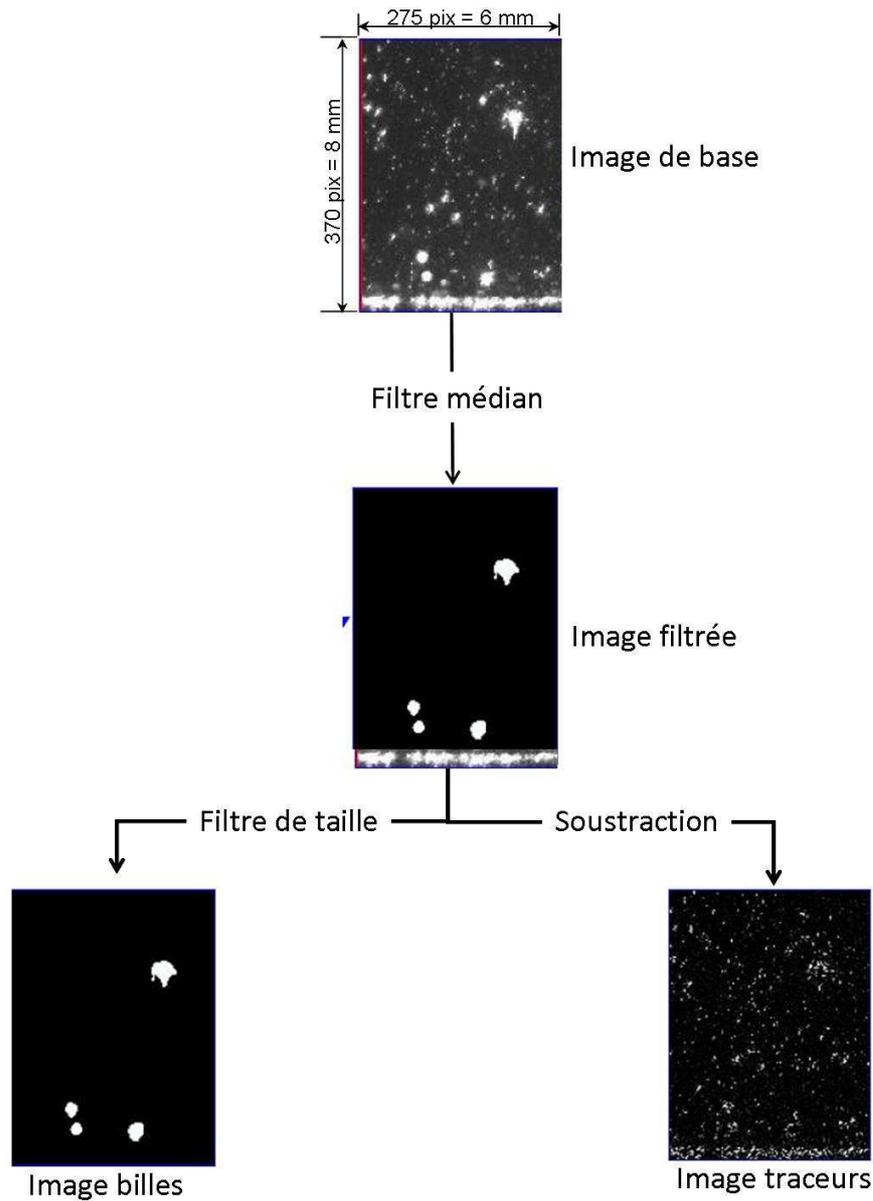


Figure III-3: Discrimination des deux phases sur les images PIV

La suite de l'analyse de ces images consiste (i) à calculer les champs de vitesses instantanées de l'écoulement par l'analyse PIV des Images Traceurs (ii) à détecter les billes et à déterminer leur vitesse à partir des Images Billes.

III.1.2.2 Calcul des champs de vitesse instantanés

L'analyse des Images Traceurs et des images de PIV en eau claire se fait de façon classique, en quatre étapes :

- Un algorithme de corrélation croisée (« cross-corrélation ») 2D est appliqué à chaque paire d'images. Le calcul se fait en plusieurs itérations, en commençant par des fenêtres d'interrogation de 128 x 128 pixels pour finir avec des fenêtres de 32 x 32 pixels. Les images obtenues ont environ 5 à 10 traceurs par fenêtre. Un recouvrement de 50% est appliqué à chaque itération. Le fait de commencer le calcul dans des grandes fenêtres qui

sont réduites à chaque pas permet de raffiner le calcul et d'avoir donc de meilleurs résultats. Ce calcul permet d'avoir un champ de vitesse instantané 2D de l'écoulement pour chaque paire d'images, avec un vecteur vitesse tous les 16 pixels.

- A ce champ de vitesse, on applique un filtre se basant sur le rapport de la hauteur du premier pic de corrélation sur celle du second pic (Peak validation). Ce filtre permet d'éliminer les corrélations les moins bonnes sur les images et d'éliminer les vecteurs vitesse correspondants.
- Chaque vecteur vitesse est ensuite comparé à ses 5 voisins et s'il en est trop différent, il est éliminé. Ce filtre est basé sur la continuité du champ de vitesse de l'écoulement.
- Enfin, un filtre basé sur la norme de la vitesse est ensuite appliqué : la composante longitudinale de la vitesse instantané du fluide, u , doit être comprise dans un certain intervalle autour de la moyenne temporelle de la vitesse locale, \bar{u} . Le critère de 40% ($\bar{u} - 0.4 \cdot \bar{u} < u < \bar{u} + 0.4 \cdot \bar{u}$) a été déterminé comme étant le plus approprié pour nos tests. Pour déterminer ce critère, nous avons comparé les profils obtenus lors des expériences en turbulence naturelle de paroi aux profils donnés dans la littérature (cf. section III.2.2.1).

Cette succession de filtres va engendrer l'élimination d'un certain nombre de vecteurs, environ 10%, par rapport aux données initiales de l'algorithme. Ces vecteurs sont éliminés la plupart du temps près de la surface libre à cause de ses variations et près du fond à cause du faible nombre de traceurs qui se trouvent dans cette zone et de la forte luminosité de l'image due à la réflexion du laser au fond.

Cette analyse donne au final un champ instantané 2D de vitesse sur chaque image. Les champs de vitesse instantané sont donnés avec une précision de 3%. A partir de ces champs, il est possible de déterminer les caractéristiques moyennes de l'écoulement ainsi que les caractéristiques instantanées de la turbulence.

III.1.2.3 Détection des billes et détermination de leur vitesse

Sur les Images Billes, il faut détecter la position de chaque bille, puis déterminer leur vitesse. Pour détecter la position de chaque bille, le logiciel de traitement d'image WIMA développé à l'Université de Saint Etienne est utilisé pour les tests en turbulence naturelle. Pour les tests en turbulence artificielle, c'est le logiciel Matlab qui est utilisé. Le principe est le même avec les deux logiciels : chaque zone blanche des Images Billes est détectée comme étant un objet dont le logiciel va fournir le centre de gravité géométrique. Ce centre de gravité sera assimilé à la position de la bille.

La détermination de la vitesse de chaque particule se fait en appliquant un algorithme de suivi de particules entre les images 1 et 2 d'une même paire. Ce suivi de particules se fait en plusieurs étapes (Bohm et al., 2006) et est schématisé sur la Figure III-4 :

- Pour chaque bille de l'image 1, notée A , on cherche les billes de l'image 2 pouvant être associée à la bille A . Pour ce faire, on impose un déplacement maximum qui correspond au déplacement moyen du fluide à la hauteur de la bille, noté Δ_b . Ceci permet d'éliminer toutes les billes de l'image 2 qui sont à une distance de A supérieure à Δ_b . Ceci est schématisé sur la Figure III-4 où l'on voit que les candidates sont B_1 , B_2 et B_3 , alors que B_4 qui est trop loin de A est éliminée.
- La seconde étape consiste à imposer un déplacement dans le sens de l'écoulement. En effet, on suppose que la bille ne remonte pas l'écoulement. Sur l'exemple donné Figure III-4, ceci permet d'éliminer parmi les candidates, la bille B_2 .
- La troisième et dernière étape est basée sur l'hypothèse que les particules se déplacent peu. De ce fait, on suppose que parmi les candidates qui restent, c'est celle qui est la plus proche de la position initiale de la bille, c'est-à-dire celle correspondant à un déplacement

total minimum, qui est son image sur l'image 2. Ceci permet d'éliminer dans le cas de l'exemple de la Figure III-4 la bille B_1 et de déterminer la position de la bille A dans l'image 2. Connaissant le temps, ΔT , entre les images 1 et 2 et le déplacement de la bille entre ces deux images, on en déduit directement la vitesse de chaque bille.

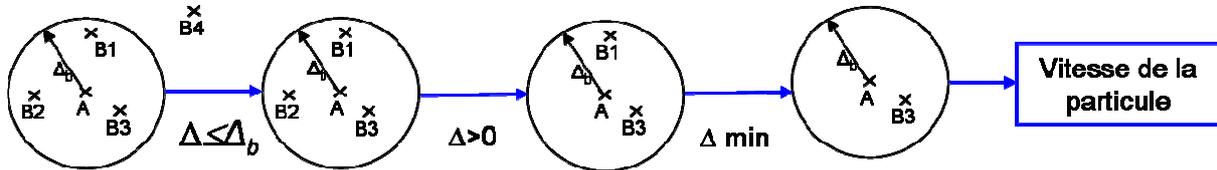


Figure III-4: Schéma illustrant l'algorithme de suivi des particules entre les deux images 1 et 2 d'une même paire

Cet algorithme fonctionne parfaitement quand les billes détectées sur les images ont une forme parfaitement sphérique. En revanche, quand l'ombre des billes cache leur partie inférieure, il fonctionne moins bien pour la détermination de la vitesse verticale de la bille. En effet, si au lieu de voir une tache blanche parfaitement ronde sur l'image, on ne voit que la partie supérieure du disque, le centre de gravité de la bille est plus difficilement détectable. Ce problème apparaît notamment pour des expériences dans lesquelles il n'y a pas de particules sur le fond de l'écoulement. Dans ce cas, il est difficile de déterminer de façon précise la position du centre de gravité. En effet, celle-ci évolue en fonction de la luminosité du faisceau laser. Nous nous baserons donc sur le point supérieur de l'objet qui varie peu en fonction de l'illumination du laser pour savoir si la bille monte ou descend. En revanche, ce point n'est donné par le logiciel qu'au pixel près, or la vitesse verticale des billes est de l'ordre de 0,1 pixel. Par mesure de sécurité, nous étudierons donc l'influence du signe de la vitesse verticale, mais pas de sa valeur sur laquelle il y a trop d'incertitudes.

Au final, ayant appliqué l'analyse PIV classique sur les Images Traceurs et déterminé la position et la vitesse de chaque bille en mouvement, il sera possible d'étudier l'écoulement instantané autour de chaque bille.

III.1.2.4 Algorithme de reconstruction des trajectoires

Pour certaines expériences, quand l'écoulement est suffisamment lent, il est d'étudier la trajectoire des billes au cours du temps. Pour ce faire, il est nécessaire de suivre les billes d'une paire d'image à l'autre. Les limitations en résolution spatio-temporelle de nos expériences, ne permettent de suivre les particules sur 7 images au maximum. La Figure III-5 est un exemple de 7 images PIV successives permettant le suivi d'une particule. Sur ces images, le champ des fluctuations de vitesse a été superposé et la tête du vortex ainsi que la couche de cisaillement sont matérialisées.

L'analyse des images PIV a permis de détecter les billes sur toutes les images (section III.1.2.3). Afin d'étudier la trajectoire d'une bille, A, détectée à un instant t , il faut la localiser à l'instant suivant, $t + dt$, sur l'image PIV suivante. Pour ce faire, nous nous basons sur la vitesse de la bille, A, que nous avons déterminé grâce à son déplacement entre les deux images de la paire prise à l'instant t . Cette vitesse nous permet de déterminer sa position approximative à l'instant $t + dt$. Si à l'instant $t + dt$, une bille est détectée proche de la position recherchée, alors on connaît la position suivante de la bille A. Si ce n'est pas le cas, nous considérons que la bille A a été perdue et nous arrêtons sa trajectoire à l'instant t . Dès que nous arrivons à déterminer la position suivante d'une bille, nous recommençons le calcul jusqu'à perdre la bille. La Figure III-6 représente un schéma de l'algorithme utilisé pour la reconstruction des trajectoires de billes. Ce calcul nous permet de détecter des trajectoires de 2 à 7 points. Plusieurs explications existent au fait de perdre une bille au cours du temps. Premièrement, la

bille peut sortir de notre domaine de visualisation. Deuxièmement, elle peut se redéposer, ou sortir du faisceau laser, elle n'apparaît donc plus sur les images. Enfin, s'il y a plusieurs billes proches de la position approximative, alors il n'est pas possible de savoir laquelle correspond à celle qui est étudiée, nous préférons donc stopper la trajectoire que de choisir une particule qui n'est pas la bonne. Il est important de noter que le suivi des particules est difficile en raison du recouvrement provenant de la faible fréquence d'acquisition des images.

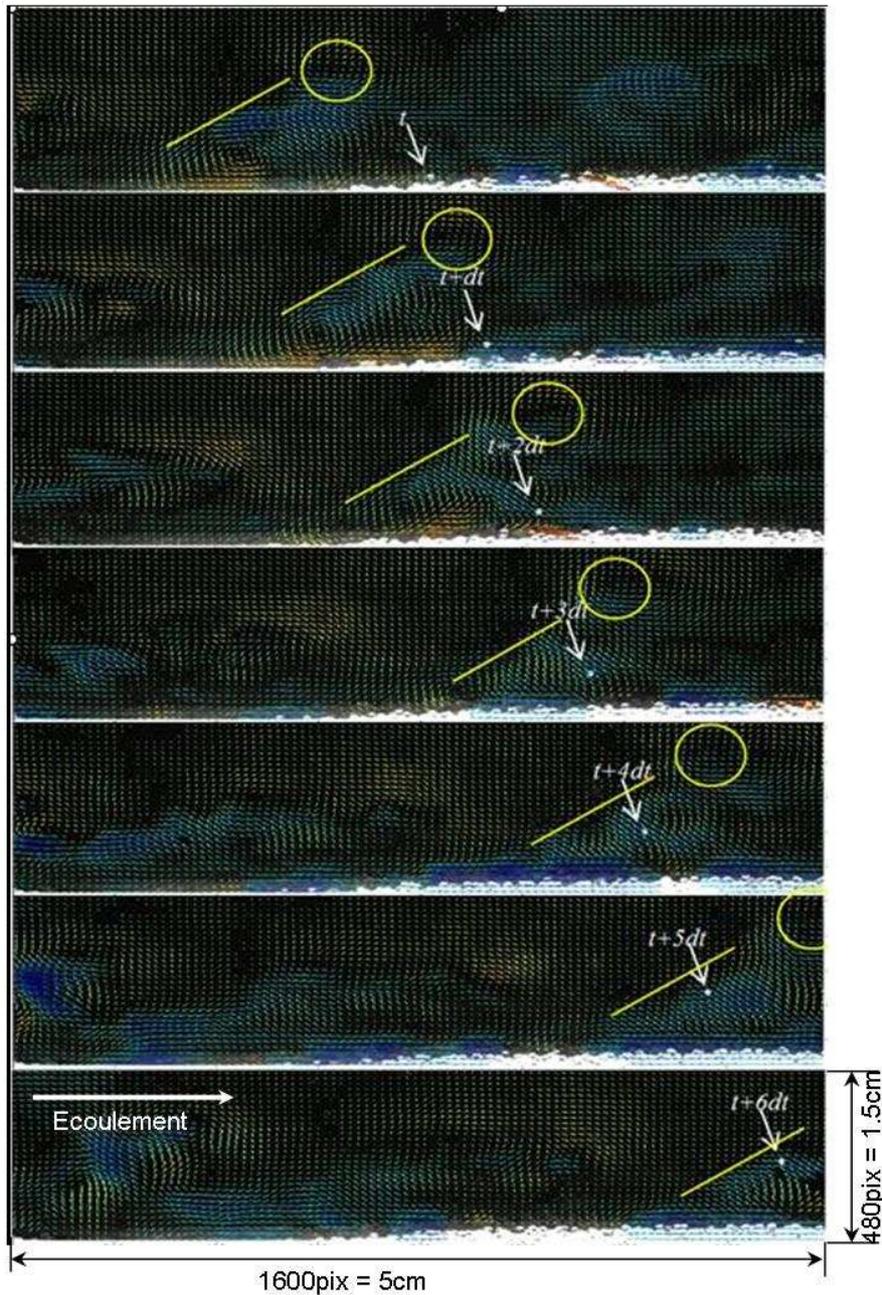


Figure III-5 : Exemple d'images PIV permettant le suivi d'une particule. Test en turbulence artificielle. Les 7 images successives font la meme taille qui est donnée pour l'image prise à l'instant $t+6dt$. Le sens de l'écoulement est donné par la flèche blanche.

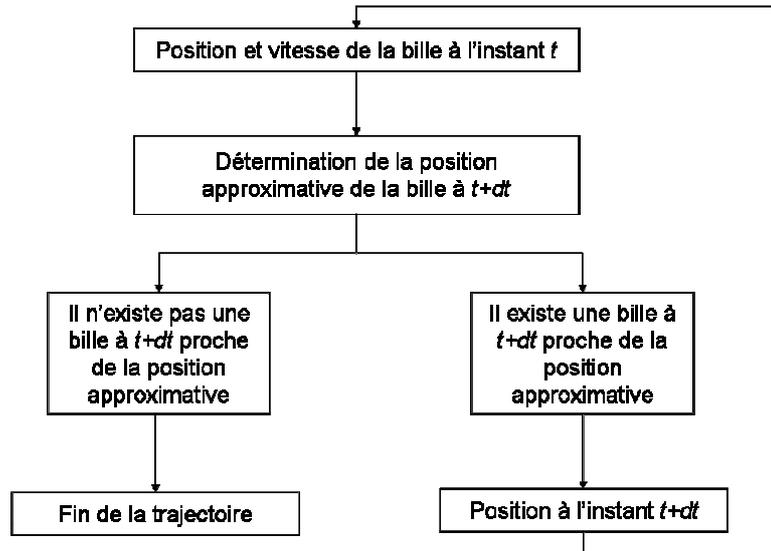


Figure III-6 : Algorithme de détermination de la trajectoire d'une bille

III.2 Expériences en turbulence naturelle de paroi

III.2.1 Protocole expérimental

III.2.1.1 Dispositif expérimental

L'objectif de ces expériences est d'étudier les interactions entre les structures cohérentes de la turbulence de paroi et des particules en mouvement. Les expériences ont été réalisées dans un canal rectangulaire à surface libre, de 10 m de long, 25 cm de large et de pente pouvant varier entre -5 et 9° . La Figure III-7 est une photographie du canal. Il est alimenté en eau par une pompe et ne dispose pas de dispositif spécial pour l'alimentation en particules solides. Le débit d'eau maximum dans le canal est de l'ordre de 40l/s.

Pour notre étude, la pente du canal est de 0,5%. Le fond du canal est recouvert de toile Emery (P150), afin d'avoir une rugosité régulière de hauteur moyenne $k_s = 0,15$ mm. Cette rugosité est du même ordre de grandeur que la taille des particules utilisées pour l'étude du transport solide (voir section III.2.1.2).

Les parois du canal étant en plexiglas, des mesures utilisant le système de PIV ont été effectuées afin d'obtenir simultanément les champs de vitesse fluide ainsi que la position et la vitesse des particules solides (sections III.1.2). Les visualisations de l'écoulement sont réalisées dans un plan vertical situé au centre du canal et à 7 m en aval de l'entrée. A cette distance l'écoulement turbulent est totalement développé.

Le déroulement des expériences est le suivant : un écoulement turbulent est établi dans le canal. Une certaine quantité de particules solides est injectée par la surface libre, environ 2 m en amont de la zone de mesures. Les particules commencent par sédimenter, puis sont transportées par l'écoulement turbulent. L'injection se fait suffisamment en amont de la zone de visualisation pour qu'elle n'influence pas le transport des particules (*Breugem and Uijttewaal, 2006*). Le système PIV permet ensuite d'enregistrer, par le coté, l'écoulement ainsi chargé en particules. La Figure III-8 est un schéma du dispositif expérimental.



Figure III-7: Canal expérimental incliné à surface libre

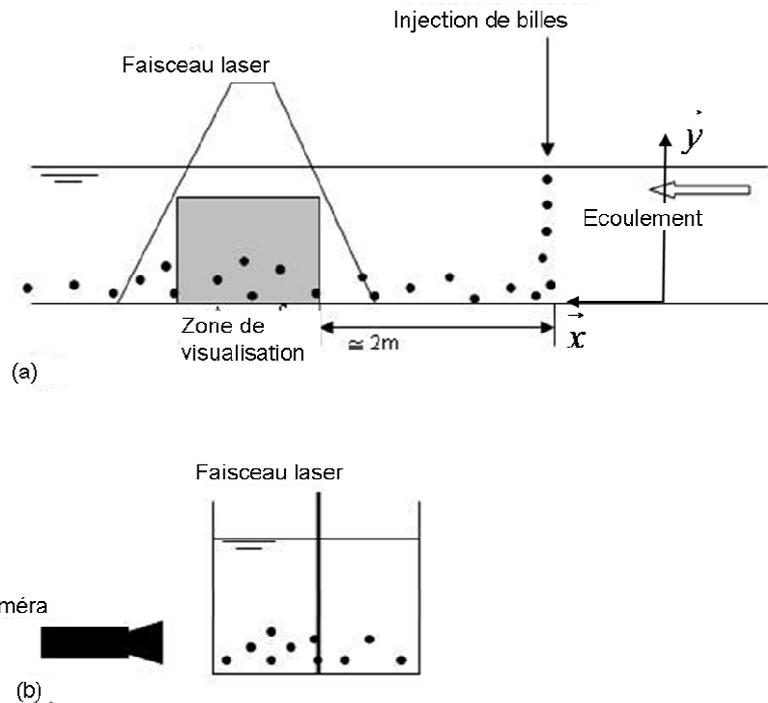


Figure III-8 : Dispositif expérimental, canal incliné. (a) vue de côté, (b) vue de face

III.2.1.2 Conditions expérimentales

Les expériences sont réalisées avec des conditions d'écoulement permanent et uniforme. Cinq conditions hydrauliques ont été testées avec une hauteur d'eau, h , comprise entre 1 et 4,1 cm. Ces conditions correspondent à un régime turbulent, avec des nombres de Reynolds (équation (II-1)) situés entre 3000 et 30000. Le rapport W/h est supérieur à 5, ce qui nous permet de nous affranchir des effets des parois latérales et confirme que l'on peut considérer l'écoulement comme un écoulement à 2 dimensions. Les valeurs de la vitesse de cisaillement, u_* , estimées à partir de la distribution moyenne

des contraintes de Reynolds avec une précision de $\pm 7\%$, sont comprises entre 1,95 et 4,1 cm/s. La rugosité sans dimension de l'écoulement, k_s^+ , est comprise entre 2,85 et 6,15. Les présentes expériences sont donc réalisées en régimes hydrauliquement lisses ou transitoirement rugueux. Le nombre de Froude (équation (II-2)) est compris entre 1,1 et 1,2, ce qui correspond à un écoulement torrentiel. Le fait que l'écoulement soit torrentiel ne pose pas de problème pour notre étude pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le nombre de Froude est supérieur à 1, mais il reste dans l'intervalle des nombres de Froude étudiés par *Nezu and Nakagawa*, 1993 qui n'ont pas observés de différence sur les structures cohérentes entre les écoulements fluviaux et ce type d'écoulement faiblement torrentiel. De plus, dans un écoulement torrentiel tel que celui-ci, c'est la zone proche de la surface libre qui est déstabilisée en premier (*Balachandar et al.*, 2001). On suppose donc que la zone de proche paroi ($y/h < 0,2$) n'est pas modifiée. Ceci est confirmé par l'analyse des profils de vitesses (section III.2.2).

Pour chaque condition hydraulique, nous avons fait des tests en eau claire (Clear dans le Tableau III-1) qui seront considérés comme les écoulements de référence. Puis avec les mêmes conditions hydrauliques, des tests en écoulements chargés en particules ont été effectués. Les particules solides utilisées sont de trois types : des billes de verre ($\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$) de diamètre moyen $d = 199 \mu\text{m}$ (Glass dans le Tableau III-2), des petites billes de céramique ($\rho = 3800 \text{ kg/m}^3$) de diamètre moyen $d = 164 \mu\text{m}$ (CeraP dans le Tableau III-2) et des grosses billes de céramique $d = 208 \mu\text{m}$ (CeraG dans le Tableau III-2). La taille et la vitesse de sédimentation des particules ont été déterminées expérimentalement. Pour ce faire, nous avons filmé la chute des particules dans un aquarium d'eau au repos de taille (50x10x40cm). A partir de ces visualisations, la vitesse de chute des particules ainsi que la taille moyenne des particules sont estimées. Ces résultats sont conformes à l'équation (II-18). Toutes les conditions expérimentales sont résumées dans le Tableau III-1 pour les conditions hydrauliques et dans le Tableau III-2 pour les expériences en écoulements chargés en particules.

| Test | h (cm) | U_{deb} (cm/s) | u_* (cm/s) | Re | k_s^+ | Fr | W/h |
|---------|----------|------------------|--------------|-------|---------|------|-------|
| Clear02 | 2 | 50 | 2,9 | 10000 | 4,35 | 1,12 | 12,5 |
| Clear03 | 2,6 | 57,7 | 3,24 | 15000 | 4,86 | 1,15 | 9,6 |
| Clear04 | 3,5 | 68,6 | 3,8 | 24000 | 5,7 | 1,18 | 7,14 |
| Clear05 | 4,1 | 73 | 4,1 | 30000 | 6,15 | 1,15 | 6,1 |

Tableau III-1 : Conditions expérimentales des écoulements en eau claire

| Test | Re | d (μm) | ρ (kg/m^3) | w_s (m/s) | Re_τ | d^+ | D^* | St_{u_s} | u_s/w_s | τ^*/τ_{crit}^* |
|---------|-------|-----------------------|----------------------------|-------------|-----------|-------|-------|------------|-----------|------------------------|
| Glass02 | 10000 | 199 | 2500 | 0,032 | 580 | 5,390 | 4,66 | 2,42 | 0,89 | 7,66 |
| CeraP02 | 10000 | 164 | 3800 | 0,041 | 580 | 4,53 | 4,79 | 3,19 | 0,71 | 4,67 |
| CeraG02 | 10000 | 208 | 3800 | 0,066 | 580 | 5,64 | 6 | 4,94 | 0,44 | 4,21 |
| Glass03 | 15000 | 199 | 2500 | 0,032 | 842 | 6,20 | 4,75 | 3,20 | 1 | 10,54 |
| CeraP03 | 15000 | 164 | 3800 | 0,041 | 842 | 5,06 | 4,79 | 3,98 | 0,79 | 6,13 |
| CeraG03 | 15000 | 208 | 3800 | 0,066 | 842 | 6,30 | 6 | 6,17 | 0,49 | 5,40 |
| Glass04 | 24000 | 199 | 2500 | 0,032 | 1330 | 7,13 | 4,69 | 4,24 | 1,17 | 14,5 |
| CeraP04 | 24000 | 164 | 3800 | 0,041 | 1330 | 5,94 | 4,79 | 5,48 | 0,93 | 9,43 |
| CeraG04 | 24000 | 208 | 3800 | 0,066 | 1330 | 7,46 | 6,04 | 8,65 | 0,58 | 7,43 |
| Glass05 | 30000 | 199 | 2500 | 0,032 | 1681 | 7,77 | 4,72 | 5,03 | 1,26 | 17,94 |
| CeraP05 | 30000 | 164 | 3800 | 0,041 | 1681 | 6,40 | 4,79 | 6,38 | 1 | 10,98 |
| CeraG05 | 30000 | 208 | 3800 | 0,066 | 1681 | 8,05 | 6,04 | 10,1 | 0,62 | 9,19 |

Tableau III-2 : Conditions expérimentales des écoulements chargés en particules

Dans le Tableau III-2, d^+ et D^* sont des diamètres sans dimension des billes, St_{u_*} le nombre de Stokes basé sur la vitesse de cisaillement de l'écoulement (équation (II-13) et (II-17)), τ^* la contrainte adimensionnelle au fond de l'écoulement et τ_{crit}^* la contrainte adimensionnelle critique pour la mise en mouvement des billes données par la courbe de Shields (*Yalin and Karahan, 1979*). Re_τ est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de cisaillement u_* et sur la hauteur d'eau h .

Pour tous les tests, la contrainte au fond de l'écoulement est supérieure à la contrainte critique de mise en mouvement des billes ($\tau^*/\tau_{crit}^* > 1$), il y a donc transport des billes dans tous les cas. De plus, toutes les conditions vérifient le seuil de *Nino et al., 2003*, on étudie donc du transport par suspension.

III.2.1.3 Instrumentation

Les visualisations de l'écoulement sont faites à l'aide d'un système PIV fourni par Dantec Dynamics qui comprend l'illumination, la caméra et les composantes de l'acquisition de données. Le laser est un laser pulsé Nd-YAG (NewWave Solo). Son énergie est de 120mJ et la durée d'émission est de 10ns. Le faisceau laser, dont la longueur d'onde de 532nm (laser vert) a une épaisseur pouvant varier entre 1 et 3mm. Lors des expériences, l'épaisseur du faisceau laser est réglée de façon à être la plus mince possible. La prise d'images s'effectue avec une caméra CCD (HighSense 2M) de résolution spatiale de 1600 x 1186 pixels et de fréquence d'acquisition 15Hz. La résolution spatiale de la caméra correspond à un champ réel de visualisation de 32x22mm. Le logiciel FlowMap (Dantec Dynamics) assure l'acquisition en synchronisant l'illumination par le laser et la prise d'images par la caméra. Les images sont enregistrées à une fréquence de 15Hz qui est suffisamment élevée pour l'étude des structures turbulentes de la zone de proche paroi (*Adrian et al., 2000b; Muste et al., 2005; Sambrook Smith and Nicholas, 2005; Bigillon et al., 2006*). 1000 paires d'images sont enregistrées pour chaque test. L'analyse des images donne le premier point de mesure à une hauteur de 16 pixels, ce qui correspond à une hauteur d'environ 10 unités de paroi.

L'ensemencement de l'écoulement est fait avec des particules d'iriodin de masse volumique $\rho_t = 3800\text{kg/m}^3$ et de diamètre $5\mu\text{m}$. Ces particules ont un temps de réponse calculé avec l'équation (II-14) de $5.28 \cdot 10^{-6}$ s qui est très inférieur au temps caractéristique de l'écoulement. Le nombre de Stokes de ces particules est de l'ordre de 10^{-3} , ce qui permet de s'assurer que ces traceurs suivent parfaitement l'écoulement. La vitesse des traceurs sera donc assimilée à celle de l'écoulement fluide. De plus, ces particules ont déjà montré leur capacité à élucider ce genre d'écoulement (*Hogan and Cuzzi, 2001; Bigillon et al., 2006*).

III.2.2 Profils de vitesses moyens

Dans cette partie, nous comparons les caractéristiques de nos écoulements avec celles trouvées dans la littérature afin de vérifier que nos écoulements sont bien représentatifs de ce qui a été décrit dans le chapitre précédent. En particulier, les profils moyens de l'écoulement sont présentés, en écoulement d'eau claire et en écoulement chargé en particules. Ces profils sont comparés aux profils obtenus empiriquement dans la littérature. Nous décrirons ensuite les caractéristiques générales des structures turbulentes.

III.2.2.1 Écoulements en eau claire

La Figure III-9 représente les quatre profils moyens de l'écoulement : (a) le profil de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la vitesse de cisaillement, $\langle \bar{u} \rangle^+$, (b) le profil des fluctuations de vitesses u'_{rms}^+ , (c) des v'_{rms}^+ et des contraintes de Reynolds, $-\langle \overline{u'v'} \rangle^+$. Sur la Figure III-9, les profils obtenus pour les 4 conditions hydrauliques sont comparés aux profils empiriques donnés par les équations de (II-3) à (II-6) pour y/h compris entre 0,1 et 0,6 (*Nezu and Nakagawa, 1993; Bigillon et al., 2006*). Nous avons aussi rajouté, pour u'_{rms}^+ , v'_{rms}^+ et $-\langle \overline{u'v'} \rangle^+$, les données expérimentales de *Antonia and Krogstad, 2001*, obtenues en écoulement d'air en tunnel sur fond lisse, pour un Re égal à 12570.

Figure III-9 montre que les profils de vitesses obtenus à partir des écoulements en eau claire sont très similaires aux profils d'*Antonia and Krogstad, 2001*. Ils sont de plus très proches des profils empiriques de *Nezu and Nakagawa, 1993*. On voit tout de même apparaître une variation de la constante A de l'équation (II-3) varie en fonction du Re . En particulier, A augmente de 6 à 9 quand Re décroît de 30000 à 10000. Cette observation est en accord avec les observations de *Antonia et al., 1992*, qui ont montré que la constante A augmente quand le nombre de Reynolds de l'écoulement diminue.

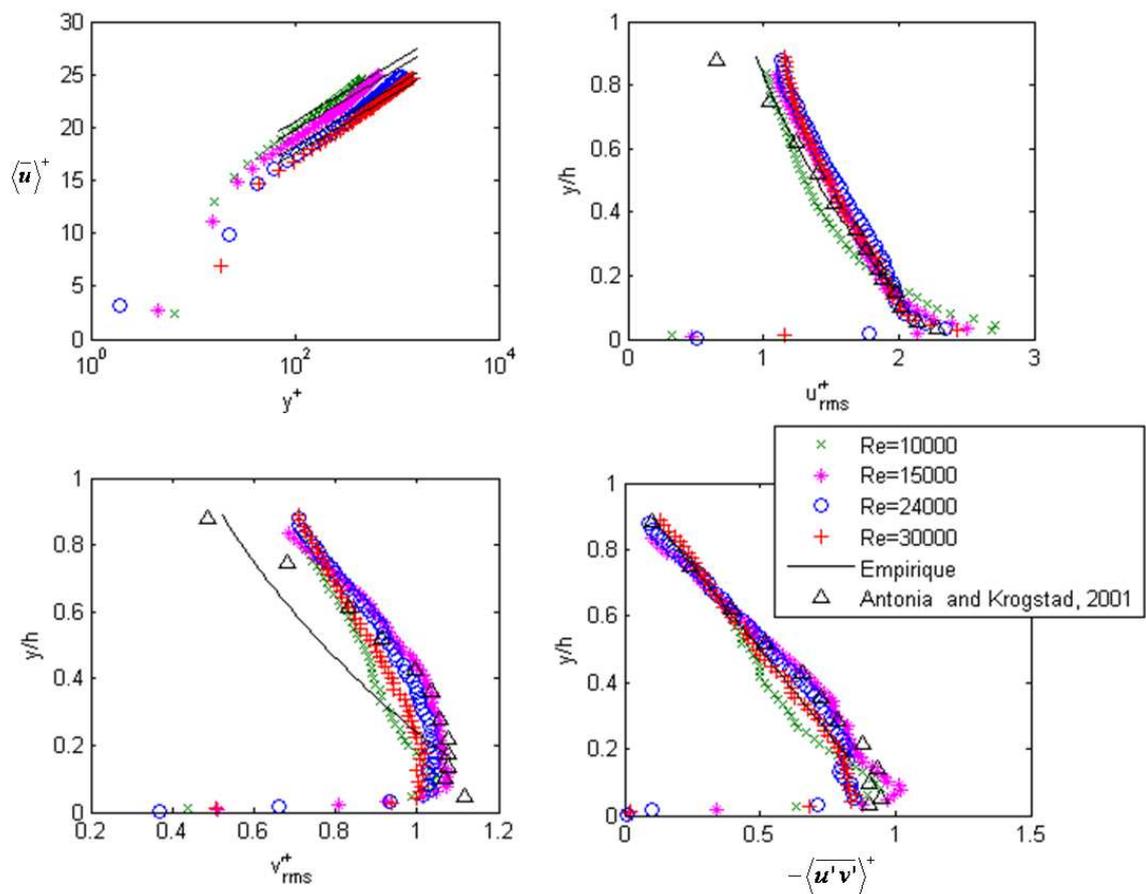


Figure III-9: Profils de vitesse des écoulements en eau claire, comparaison avec les équations empiriques de *Nezu and Nakagawa, 1993* et les données expérimentales d'*Antonia and Krogstad, 2001*

III.2.2.2 Écoulements chargés en particules

Pour vérifier l'hypothèse que la présence des billes ne modifie pas l'écoulement, les profils moyens de vitesse en écoulements chargés en billes sont comparés aux profils en eau claire qui sont comme nous l'avons vu représentatifs de ce qui a été trouvé dans la littérature. Les profils obtenus en présence de billes de verre et des deux types de billes de céramique sont représentés de la Figure III-10 à la Figure III-13, en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. Sur ces figures, nous avons ajouté les profils obtenus par *Antonia and Krogstad, 2001* en écoulement d'eau claire, ceux de *Kaftori et al., 1998*, en écoulement ($Re \approx 10000$) chargé en particules de polystyrène ($\rho = 1050\text{kg/m}^3$) de diamètre $275\mu\text{m}$ et ceux de *Kiger and Pan, 2002* en écoulement ($Re \approx 12500$) chargé en particules ($\rho = 2600\text{kg/m}^3$) de diamètre $195\mu\text{m}$.

Malgré quelques petites différences des profils de contraintes de Reynolds, en particulier pour les tests GeraG02, les profils obtenus pour les écoulements chargés en billes sont très similaires aux profils des écoulements en eau claire. On voit de plus que nos profils sont moins déformés que ceux de *Kiger and Pan, 2002* et qu'ils sont très proches de ceux de *Kaftori et al., 1998*. Le fait que les profils soient les mêmes en écoulements chargés et en écoulements d'eau claire nous permet de supposer que la présence des billes ne modifie pas les caractéristiques de l'écoulement moyen. Comme nous le verrons dans la section V.1, les billes n'engendrent pas de modification de l'écoulement car la concentration en particules est très faible.

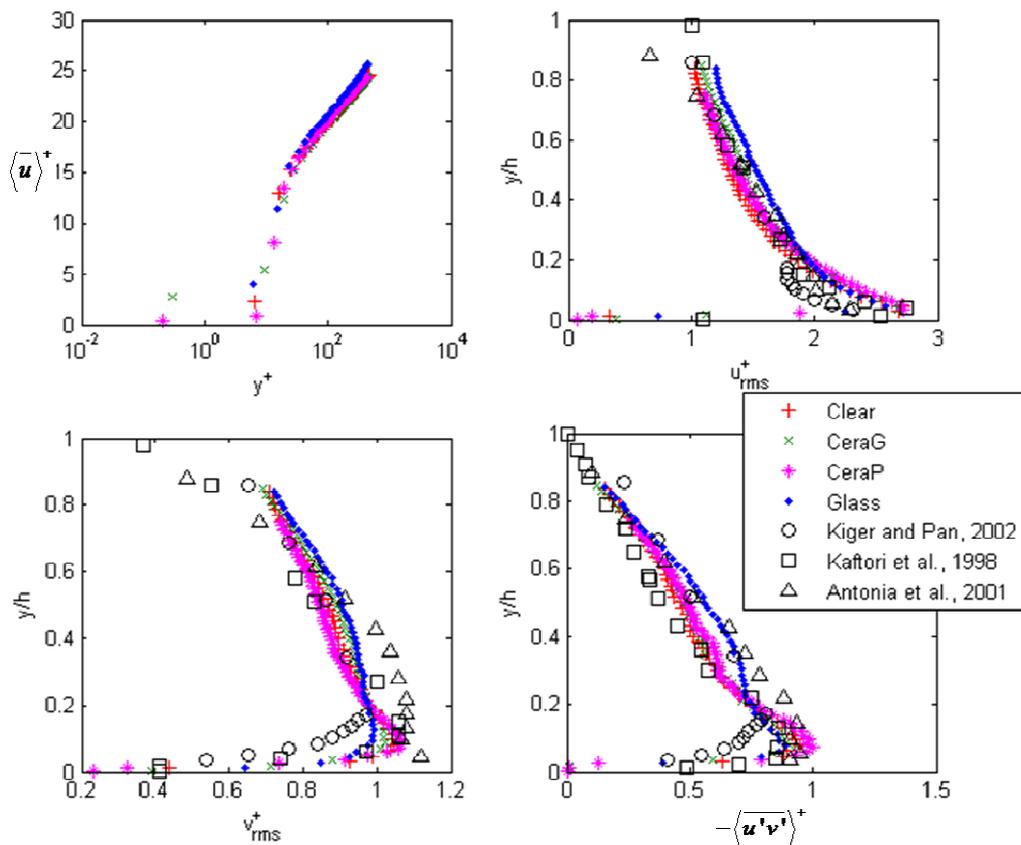


Figure III-10 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 10000$

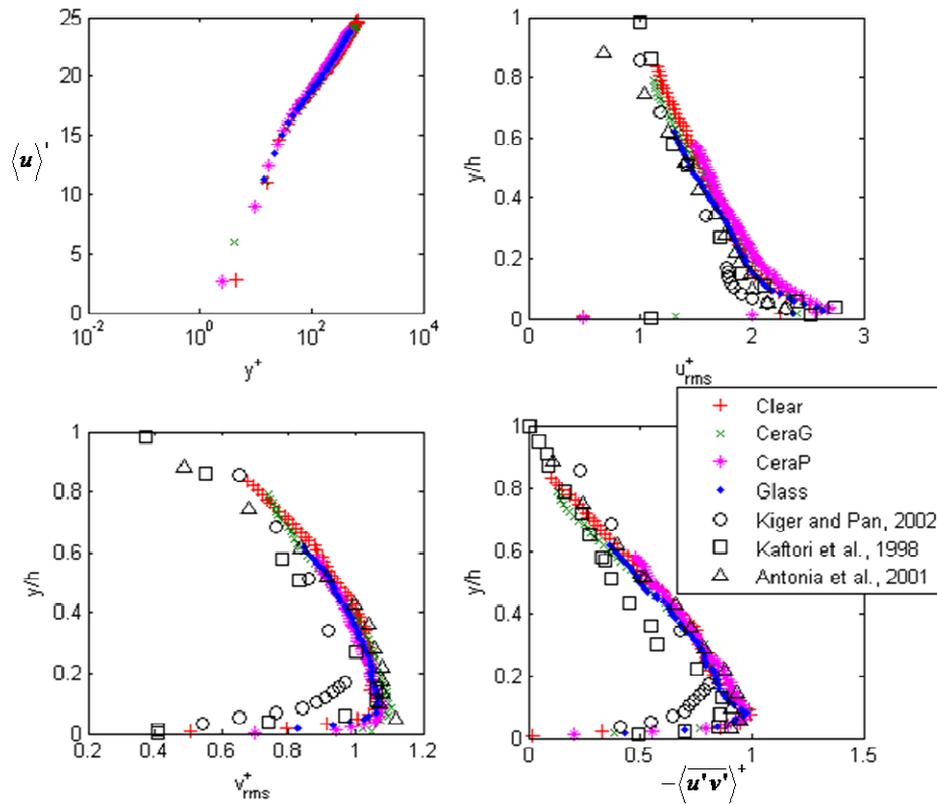


Figure III-11 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 15000$

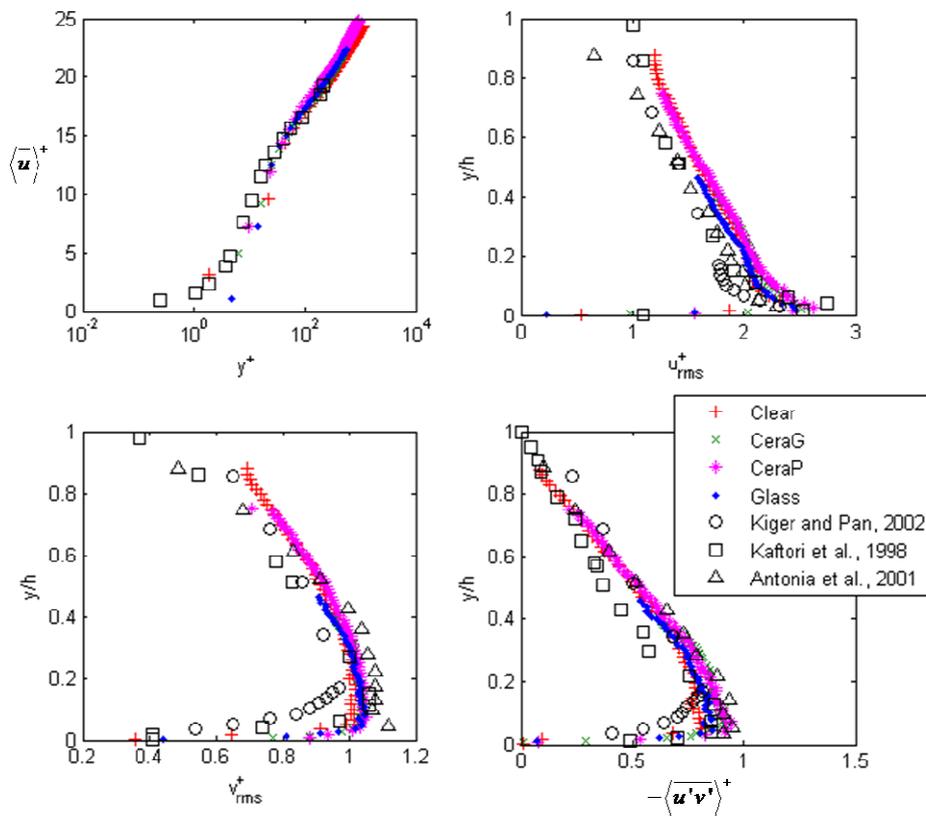


Figure III-12 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 24000$

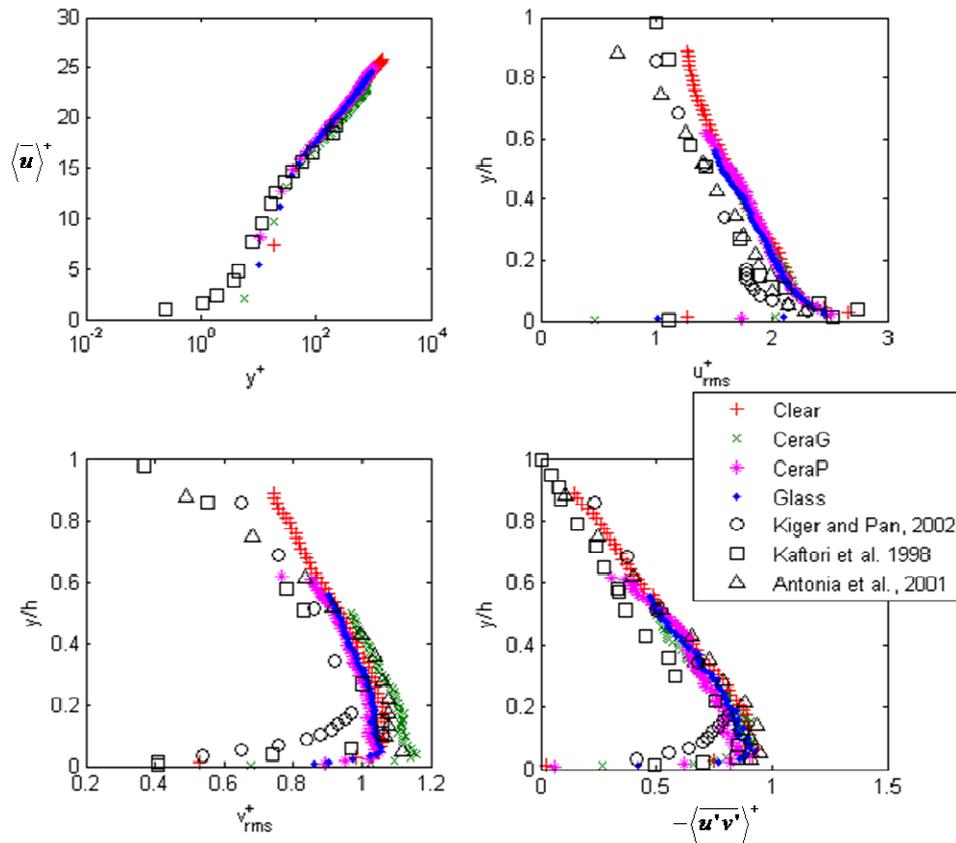


Figure III-13 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 30000$

III.2.3 Caractérisation des structures turbulentes

Afin de vérifier que les écoulements étudiés sont bien représentatifs des écoulements décrits dans la section II.1.1, nous étudions certaines caractéristiques des éjections et des sweeps.

III.2.3.1 Taille des éjections et des sweeps

Premièrement, la taille des éjections (Q_2) et des sweeps (Q_4) est étudiée. Les structures turbulentes de type éjections et sweeps sont détectées pour chaque type d'écoulement sans appliquer de seuil de détection H . La détection des structures est expliquée en détail dans la section V.6.1.1. La détection de ces structures permet d'en déterminer la taille dans la direction longitudinale, T_x et dans la direction verticale, T_y . Ces tailles sont adimensionalisées par les échelles de la couche interne de l'écoulement afin d'être exprimées en unités de paroi. Les tailles moyennes des structures et le pourcentage de dispersion sont donnés dans le Tableau III-3.

L'observation des valeurs répertoriées dans le Tableau III-3 montre une large dispersion des tailles des structures. En effet, on voit que dans la direction longitudinale, la taille moyenne des éjections varie de 188 à 226 unités de paroi suivant le nombre de Reynolds de l'écoulement avec une dispersion de 40 à 50%. Ces données mettent en évidence une légère augmentation de la taille T_x des éjections avec le nombre de Reynolds de l'écoulement. De plus, il est important de noter que ces données sont bien du même ordre de grandeur que celles dans la littérature (*Nakagawa and Nezu,*

1981; *Bigillon and Garcia*, 2002) qui varient de 110 à 250 unités de paroi (section II.1.2.2.2). L'analyse des valeurs du Tableau III-3 indique que les tendances observées pour la taille longitudinale des éjections sont identiques pour la taille verticale des éjections (T_y^+ , Q_2) ainsi que pour les tailles des sweeps (T_x^+ , Q_4 et T_y^+ , Q_4).

De plus, comme les observations de *Nakagawa and Nezu*, 1981; *Wark and Nagib*, 1991; *Bigillon and Garcia*, 2002, les tailles moyennes du Tableau III-3 montrent que les sweeps sont légèrement plus grands que les éjections et que les structures turbulentes sont plus longues que hautes.

| Re | T_x^+, Q_2 | T_y^+, Q_2 | T_x^+, Q_4 | T_y^+, Q_4 |
|-------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 10000 | 188 ±40% | 160±31% | 210±38% | 178±50% |
| 15000 | 196±40% | 167±32% | 211±55% | 181±50% |
| 24000 | 208±40% | 183±53% | 210±35% | 185±45% |
| 30000 | 226±50% | 200±45% | 227±54% | 205±46% |

Tableau III-3 : Tailles moyennes des éjections Q_2 et des sweeps Q_4

III.2.3.2 Répartition des évènements turbulents dans l'écoulement

Comme nous avons vu dans la section II.1.1.3, la contribution des évènements turbulents à la contrainte de Reynolds, RS_i (équation (II-7)), ainsi que leur répartition spatiale, S_i (équation (II-9)) sont les caractéristiques représentatives de l'importance des différents évènements turbulents dans l'écoulement. Ces deux caractéristiques sont représentées respectivement sur la Figure III-14 et la Figure III-15, en présence de billes et en eau claire, dans les écoulements (a) $Re=10000$, (b), $Re=15000$, (c) $Re=24000$ et (d) $Re=30000$. Sur ces figures sont aussi représentées les répartitions données par les formules empiriques de *Nezu and Nakagawa*, 1993, basées sur des expériences en écoulement d'eau claire à surface libre (ANNEXE). Les représentations de la Figure III-14 et de la Figure III-15 sont données à une hauteur $y/h=0,25$. Dans ces figures, les RS_i et S_i sont donnés en fonction du flux relatif de quantité de mouvement $w = \frac{u'v'}{u'v'}$, des évènements turbulents détectés. Le « i » du RS_i et du S_i représente le numéro du quadrant de chaque évènement. Nous rappelons que Q_1 correspond au quart de plan défini par $u'>0$ et $v'>0$, Q_2 (éjection) à $u'<0$ et $v'>0$, Q_3 à $u'<0$ et $v'<0$ et Q_4 (sweep) à $u'>0$ et $v'<0$. La représentation de ces figures est sous la forme des quadrants, c'est-à-dire que chaque graphique de ces figures est divisé en 4 quadrants dans le même ordre que celui donné par la Figure II-5.

Ces deux figures indiquent que la contribution des évènements à la contrainte de Reynolds et leur répartition spatiale dans le cas de nos expériences sont très similaires à celles données par *Nezu and Nakagawa*, 1993. On observe que la présence des sédiments n'altère pas ces deux répartitions. En effet, on voit que quelque soit le type de bille et l'écoulement étudié, les contributions RS_i et les répartitions spatiales S_i sont toutes identiques à celles obtenues en écoulement d'eau claire. Cette observation montre que les écoulements étudiés au cours de ces expériences sont représentatifs des écoulements décrits dans la littérature. Cette remarque nous permet de plus de conclure que les structures turbulentes que nous observerons dans ces écoulements seront similaires en intensité, en fréquence et en répartition spatiale à celles présentées dans la section II.1.1.

De plus, ces figures montrent que les éjections et les sweeps sont les deux types d'évènements les plus présents dans un écoulement turbulent à surface libre. Les éjections et les sweeps sont aussi les structures de l'écoulement qui fournissent la part la plus importante de la contrainte de Reynolds de

l'écoulement, c'est-à-dire de la production turbulente. Ces résultats sont en accord avec les observations de précédents travaux (*Nezu and Nakagawa, 1993; Hurther, 2001*).

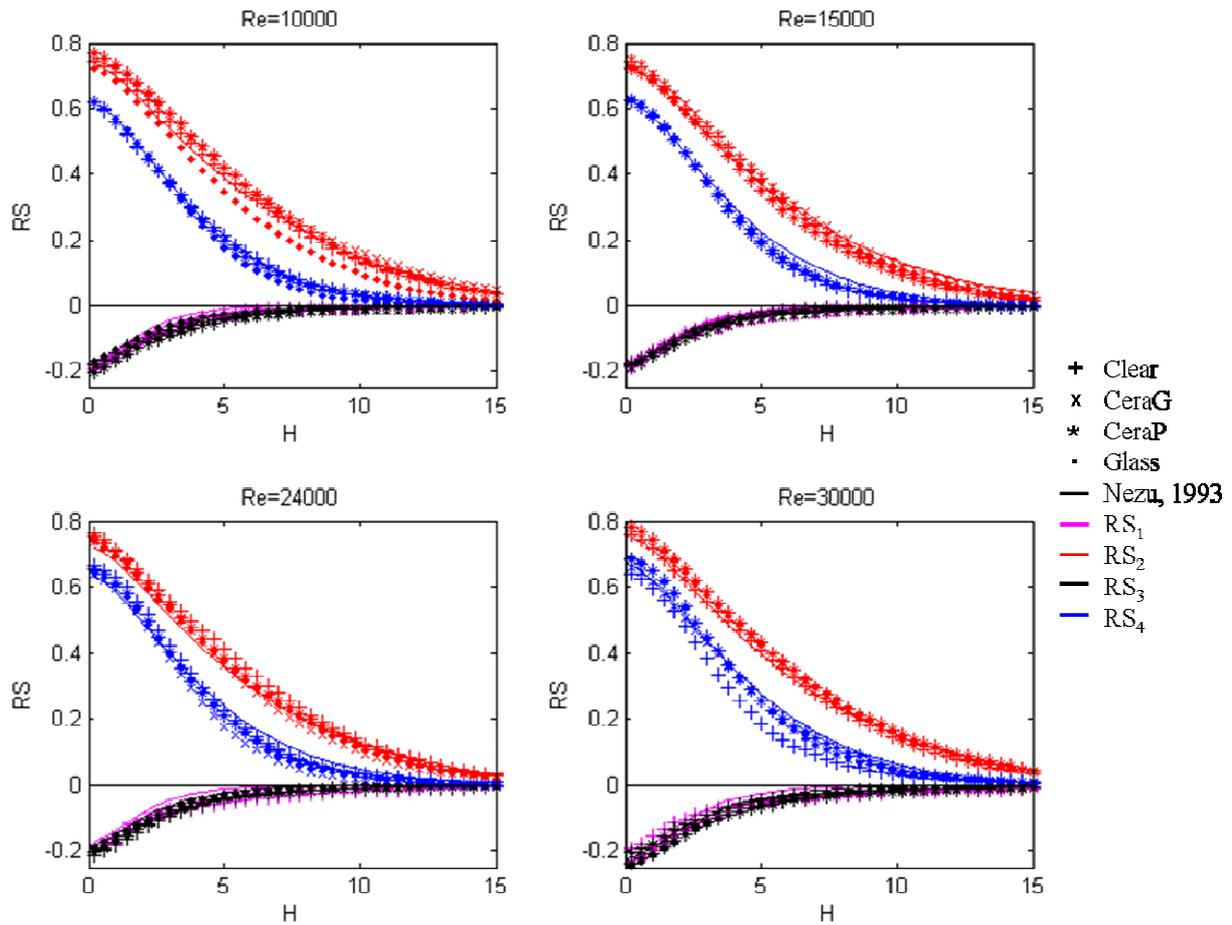


Figure III-14 : RS_i en $y/h=0,25$, pour des écoulements (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$, (d) $Re = 30000$. Les différents marqueurs représentent les différentes billes utilisées, les couleurs correspondent aux 4 types de structures turbulentes

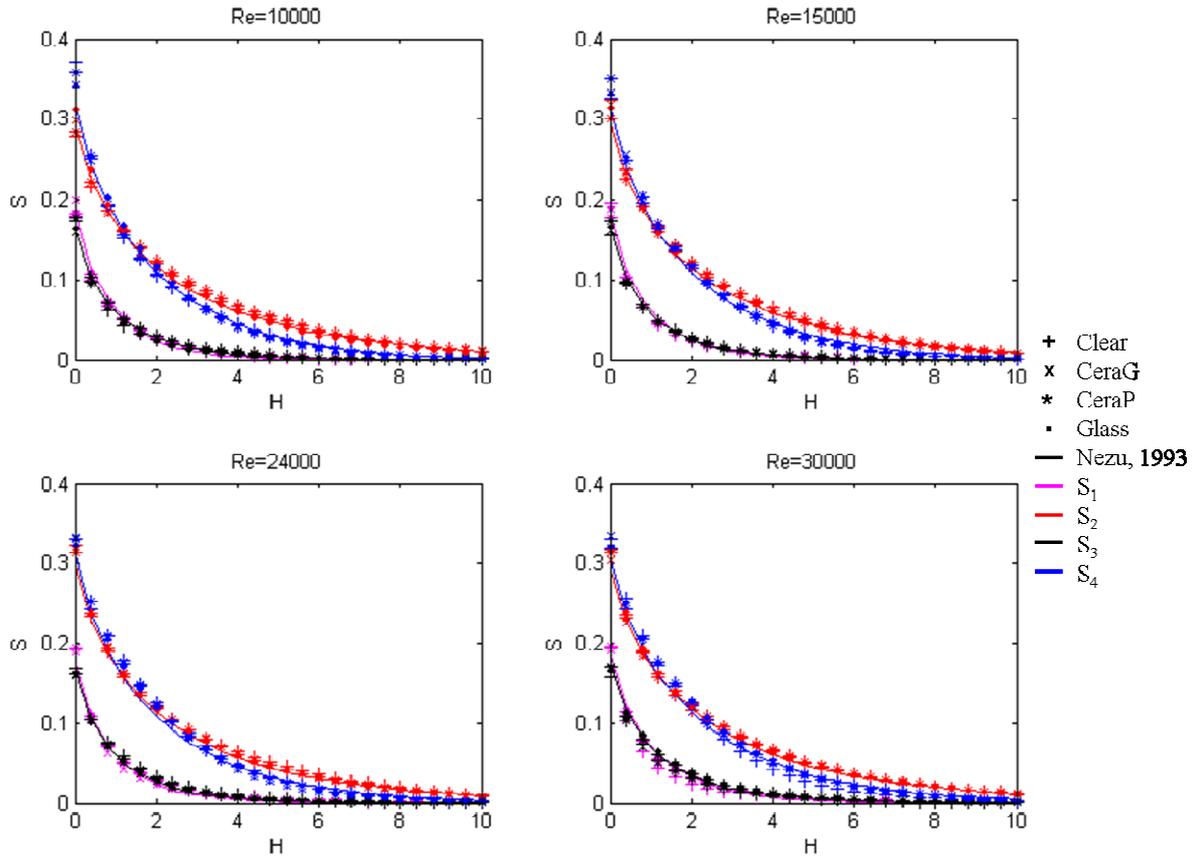


Figure III-15 : Si en $y/h=0,25$, pour des écoulements (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$, (d) $Re = 30000$. Les différents marqueurs représentent les différentes billes utilisées, les couleurs correspondent aux 4 types de structures turbulentes

III.3 Expériences en turbulence artificielle

III.3.1 Dispositif expérimental

Veine d'essai

Comme expliqué dans la section II.1.2, nous avons fait le choix de générer un train d'hairpin vortex à l'aide d'un hémisphère. Afin d'avoir un écoulement plus contrôlé, ces expériences ont été faites dans un tunnel hydraulique. Elles ont été réalisées dans la veine d'essai THEBES qui a été mise en place dans la thèse de *Vassilev, 2006*. La Figure III-16 est un schéma de la veine d'essai. Une description détaillée du banc expérimental ainsi que de son fonctionnement est présentée dans *Vassilev, 2006*. Cette veine fait 3m de long et a une section carrée de 80x80mm. Elle est en plexiglas sur toute sa longueur ce qui permet de faire des mesures en utilisant des techniques de visualisations, notamment par injection de fluorescéine et de la PIV. Cette veine est dimensionnée pour des écoulements pouvant varier de $Re = 0$ à $Re = 1000000$.

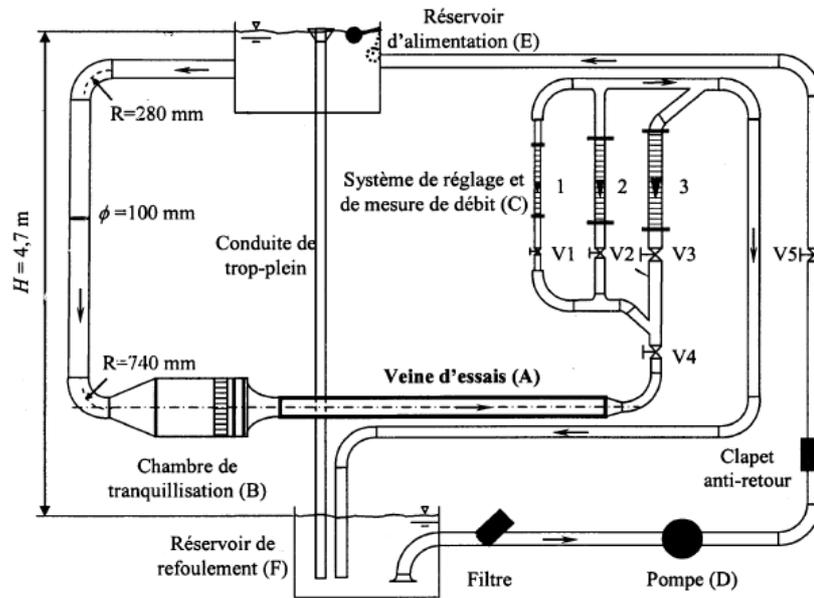


Figure III-16 : Veine d'essai Thebes (Vassilev, 2006)

Génération d'hairpin vortex artificiels en couche limite

Comme nous l'avons vu dans la section II.1.2.1, nous avons choisi de générer des hairpin vortex artificiels en perturbant une couche limite à l'aide d'un hémisphère. La couche limite se développe sur une plaque plane au bord d'attaque biseauté, qui est insérée dans le canal. Elle est positionnée à l'entrée du canal afin d'avoir un écoulement uniforme qui arrive dessus. La plaque a une épaisseur de 1cm, une longueur de 1m et est biseautée d'un angle de 30°. La plaque est ensuite équipée d'un hémisphère de rayon, $R = 7\text{mm}$ ainsi que deux trous, l'un permettant l'injection de fluorescéine juste en aval de l'hémisphère (Rossi, 2001) et l'autre l'injection des particules solides. Le dessus de la plaque a été creusé de façon à former un lit de particule de 4,9cm de long, 3cm de large et 0,5cm d'épaisseur. Il est positionné à une distance de $4,5$ à $11,5 R$. La Figure III-17 montre ce dispositif en présence de particules.

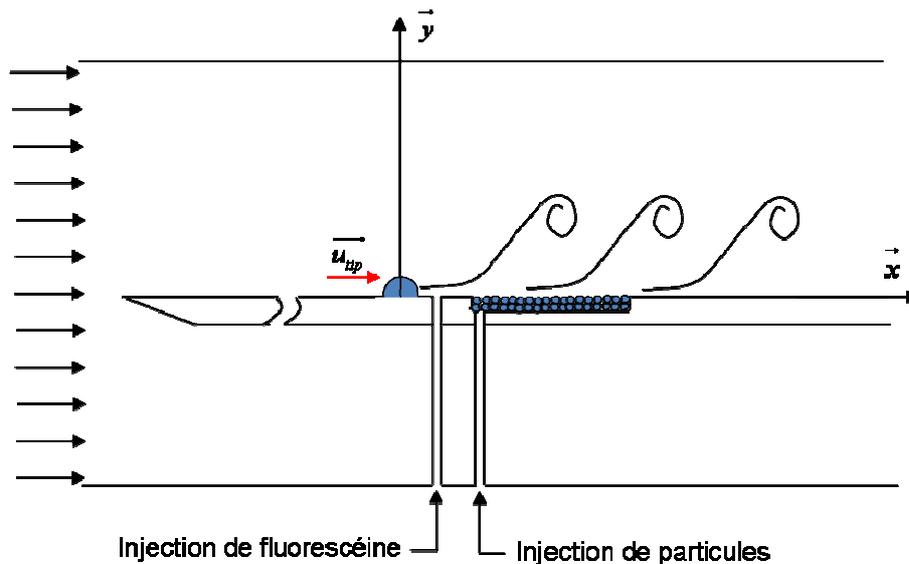


Figure III-17 : Dispositif expérimental de génération des hairpin vortex en couche limite avec étude du transport de particules (schéma pas à l'échelle)

III.3.2 Expériences en écoulement d'eau claire

Conditions expérimentales

Une première série d'expériences en eau claire a été réalisée afin d'étudier les caractéristiques des hairpin vortex générés ainsi que celles des structures turbulentes qui leur sont associés. Ces résultats sont présentés dans le Chapitre IV. Pour cette série de mesures, le lit de particules est bouché à l'aide d'un couvercle adapté, ce qui permet de faire les mesures sur un fond lisse.

Des mesures PIV ont été réalisées dans les conditions résumées dans le Tableau III-4. La vitesse u_{tip} est la vitesse moyenne de l'écoulement en amont de l'hémisphère à une hauteur $y=R$ et le nombre de Reynolds Re_R est donné par l'équation (II-11). Les mesures PIV ont été effectuées en amont ($-10R$ à 0) et en aval ($4,5R$ à $17R$) de l'hémisphère.

| Tests | u_{tip} (m/s) | Re_R |
|-------|-----------------|--------|
| CL_1 | 0,042 | 341 |
| CL_2 | 0,055 | 447 |
| CL_3 | 0,068 | 553 |
| CL_4 | 0,081 | 659 |
| CL_5 | 0,097 | 789 |
| CL_6 | 0,12 | 895 |
| CL_7 | 0,125 | 1017 |

Tableau III-4: Conditions expérimentales des tests en écoulement en eau claire

Instrumentation

Les visualisations de l'écoulement sont faites à l'aide du système PIV décrit dans la section III.2.1.3. La seule différence est la prise d'images qui s'effectue avec une caméra CCD (Hisense 8bit/12bit) de résolution spatiale de 1280×1024 pixels et de fréquence d'acquisition de 4Hz. Le premier point de mesure est situé à $0,22\text{mm}$, soit $0,03R$ pour les écoulements en couche limite.

L'ensemencement de l'écoulement est fait avec des particules en *PSP-Polyamid* de masse volumique $\rho_i = 1030\text{kg/m}^3$ et de diamètre $20\mu\text{m}$. Leur temps caractéristique est de $2,29 \cdot 10^{-5}$ s et leur nombre de Stokes de $6,6 \cdot 10^{-4}$ à $7 \cdot 10^{-3}$. De la même façon que pour les précédentes particules, la vitesse du fluide peut être assimilée à celle de ces particules.

III.3.3 Expériences en présence de particules

Visualisation du transport

Nous avons fait des visualisations avec des particules en amont et en aval de l'hémisphère pour vérifier l'influence des hairpin vortex sur le transport. Pour ce faire, 3 types de billes ont été utilisés. Ces billes ont une densité de 1030kg/m^3 et trois diamètres différents : $250\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ et $700\mu\text{m}$. Des visualisations ont été faites pour des conditions d'écoulement variant de $u_{tip} = 0,042$ m/s à $0,125$ m/s. Pour ces visualisations, des enregistrements de 30s à 2min ont été réalisés à l'aide d'une caméra standard (Sony Digital Handycam, PTC-PC110E). La résolution de la camera est 1152×864 pix ce qui correspond à un champ fluide de $11 \times 8,25\text{cm}$. La fréquence d'acquisition de la caméra est de 25Hz.

Mesures PIV en présence de particules

Des mesures de PIV en présence de particules ont ensuite été réalisées en aval de l'hémisphère au dessus du lit de particules. Les particules utilisées sont deux types de billes de polystyrène expansé de densité 1030kg/m^3 et de diamètres $450\mu\text{m}$ (PolyP dans le Tableau III-5) et $650\mu\text{m}$ (PolyG dans le Tableau III-5). Les conditions expérimentales en écoulement chargé en billes sont résumées dans le Tableau III-5. Dans ce tableau, nous avons fait apparaître les mêmes grandeurs que dans le Tableau III-2. Il est important de noter que la vitesse de cisaillement et la contrainte au fond sont obtenues expérimentalement et leur détermination est décrite dans la section IV.2.2. Le nombre de Stokes donné dans ce tableau est calculé en utilisant le temps caractéristique de l'écoulement en se basant sur la vitesse de cisaillement (équation (II-17)). En comparant les valeurs de $\frac{\tau^*}{\tau_{crit}^*}$ on voit que les présentes expériences sont réalisées plus proches du seuil de transport que celles en turbulence naturelle, on peut donc supposer qu'il y aura moins de particules en suspension.

| Test | u_{tip} (m/s) | d (μm) | ρ (kg/m^3) | Re | Re_τ | Re_R | w_S (m/s) | d^+ | D^* | St_{u^*} | u^*/w_S | $\frac{\tau^*}{\tau_{crit}^*}$ |
|---------|--------------------|--------------------------|-------------------------------|------|-----------|--------|-------------|-------|-------|------------|-----------|--------------------------------|
| PolyP_1 | 0.081 | 450 | 1030 | 2380 | 243 | 433 | 0,0028 | 3,34 | 2,50 | 1,09 | 3,43 | 3,48 |
| PolyP_2 | 0.089 | 450 | 1030 | 2613 | 254 | 546 | 0,0028 | 3,49 | 2,50 | 1,20 | 3,58 | 3,79 |
| PolyP_3 | 0.097 | 450 | 1030 | 2846 | 265 | 518 | 0,0028 | 3,64 | 2,50 | 1,30 | 3,74 | 4,12 |
| PolyG_1 | 0.081 | 650 | 1030 | 2380 | 243 | 484 | 0,006 | 5,54 | 3,96 | 2,28 | 1,43 | 2,92 |
| PolyG_2 | 0.089 | 650 | 1030 | 2613 | 254 | 532 | 0,006 | 5,64 | 3,89 | 2,50 | 1,53 | 3,18 |
| PolyG_3 | 0.097 | 650 | 1030 | 2846 | 265 | 561 | 0,006 | 5,69 | 3,81 | 2,72 | 1,65 | 3,45 |

Tableau III-5 : Conditions expérimentales testées en présence de particules

Les mesures PIV ont été réalisées avec la même instrumentation que les expériences en turbulence naturelle de paroi en présence de particules. Nous avons notamment utilisé la caméra CCD (HighSense 2M) de résolution spatiale de 1600×1186 pixels et de fréquence d'acquisition de 15Hz. La résolution spatiale de la caméra correspond à un champ fluide de $5 \times 3,7\text{cm}$, nous visualisons donc toute la longueur du lit de particules. L'ensemencement de l'écoulement, pour la mesure fluide, se fait avec les particules de *PSP-Polyamid* de densité $\rho_p = 1030\text{kg/m}^3$ et de diamètre $20\mu\text{m}$, déjà utilisées pour la caractérisation des hairpin vortex en écoulement d'eau claire.

III.4 Conclusion

Deux types d'expériences ont été réalisés pour l'étude des interactions entre les structures turbulente et les particules en mouvement. Afin de mesurer simultanément l'écoulement liquide et le mouvement des particules, nous utilisons la PIV. La caractérisation des hairpin vortex artificiels et des éjections qui leur sont associées est décrite dans le Chapitre IV. Les résultats présentant les interactions entre les structures turbulentes et les particules en mouvement sont donnés dans le Chapitre V pour les écoulements en turbulence naturelle et dans le Chapitre VI pour les écoulements d'hairpin artificiels.

Chapitre IV - HAIRPIN VORTEX ARTIFICIELS : CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT

Les écoulements d'hairpin vortex artificiels ayant été peu étudiés quantitativement, ce chapitre est dédié à la présentation des résultats obtenus à partir des mesures PIV en turbulence contrôlée. Nous cherchons à caractériser les modifications subies par l'écoulement en présence de ces hairpin vortex. Après avoir comparé la signature des hairpin vortex artificiels à celle des hairpin vortex naturels, et avoir décrit leur détection sur les images PIV, nous présentons les caractéristiques générales des hairpin vortex telles que la hauteur et la vitesse des têtes, la fréquence de lâcher de tourbillons. Ensuite, nous étudions l'influence de ces structures sur l'écoulement moyen, à travers la détermination des profils de vitesse moyenne et de variance et celle de la contrainte de cisaillement au fond. Une application importante du calcul des contraintes de cisaillement abordée dans ce chapitre est l'analyse des seuils d'entraînement des particules, cette étude nous permettra aussi de constater que les hairpin vortex générés sont bien capables de transporter des particules. Enfin, la dernière partie est destinée à la caractérisation des structures détectées par la méthode des quadrants.

Rappel des conditions expérimentales en eau claire

Le Tableau IV-1 rappelle les conditions expérimentales des tests en eau claire, le dispositif expérimental a été décrit en détail dans la section III.3.2.

| Test | u_{tip} (m/s) | Re_R |
|------|-----------------|--------|
| CL_1 | 0.042 | 341 |
| CL_2 | 0.055 | 447 |
| CL_3 | 0.068 | 553 |
| CL_4 | 0.081 | 659 |
| CL_5 | 0.097 | 789 |
| CL_6 | 0.12 | 895 |
| CL_7 | 0.125 | 1017 |

Tableau IV-1: Rappel des conditions expérimentales en eau claire

Enfin, il est important de noter que nous avons vérifié qu'il n'y a pas de grosses structures type hairpin vortex en amont de l'hémisphère. En effet, nous avons pu remarquer que les champs de vitesses obtenus par PIV dans cette zone ne présentent pas de structures turbulentes particulières qui pourraient être assimilées à des hairpins vortex indépendants de ceux générés artificiellement.

IV.1 Caractérisation des hairpin vortex générés

IV.1.1 Signature des hairpin vortex

Une première étape de l'analyse des hairpin vortex artificiels est l'étude de leur signature ainsi que sa comparaison avec celle d'un hairpin vortex naturel. Nous appelons signature des vortex le champ de fluctuation de vitesse qui leur est associé. La Figure IV-1 montre la signature d'un hairpin vortex artificiel, avec en fond la carte du flux de quantité de mouvement instantané $-\rho_f u'v'$. La Figure IV-2 représente celle d'un hairpin vortex naturel que nous avons visualisé lors de nos expériences en turbulence naturelle de paroi, sans hémisphère et en présence de particules. Enfin, la Figure IV-3, montre les signatures de plusieurs hairpin vortex visualisés par PIV par *Adrian et al.*, 2000b lors d'expériences en canal à surface libre, sans hémisphère.

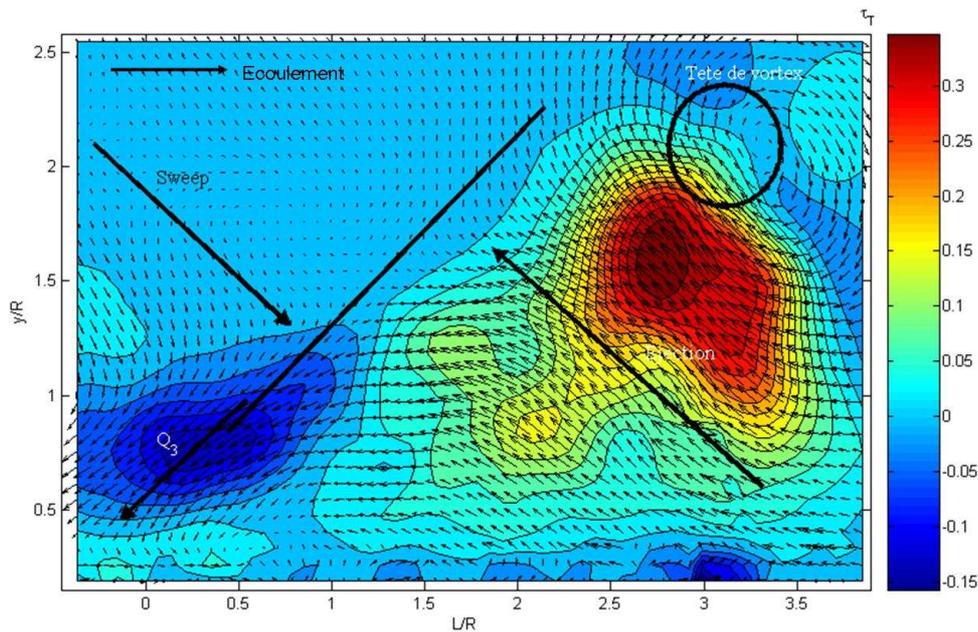


Figure IV-1 : Signature d'un hairpin vortex artificiel, champ des fluctuations de vitesses superposé avec la carte des $-\rho_f u'v'$

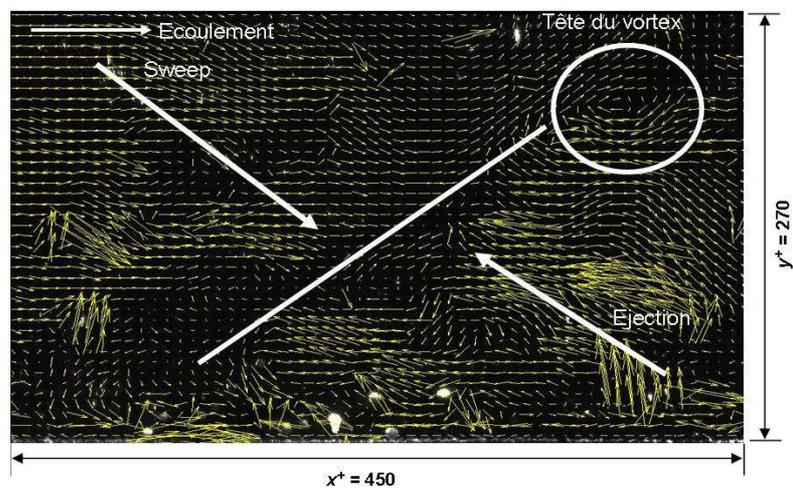


Figure IV-2 : Illustration de la signature d'un hairpin vortex, visualisé au cours des expériences en turbulence naturelle de paroi, sans hémisphère, en présence de particules

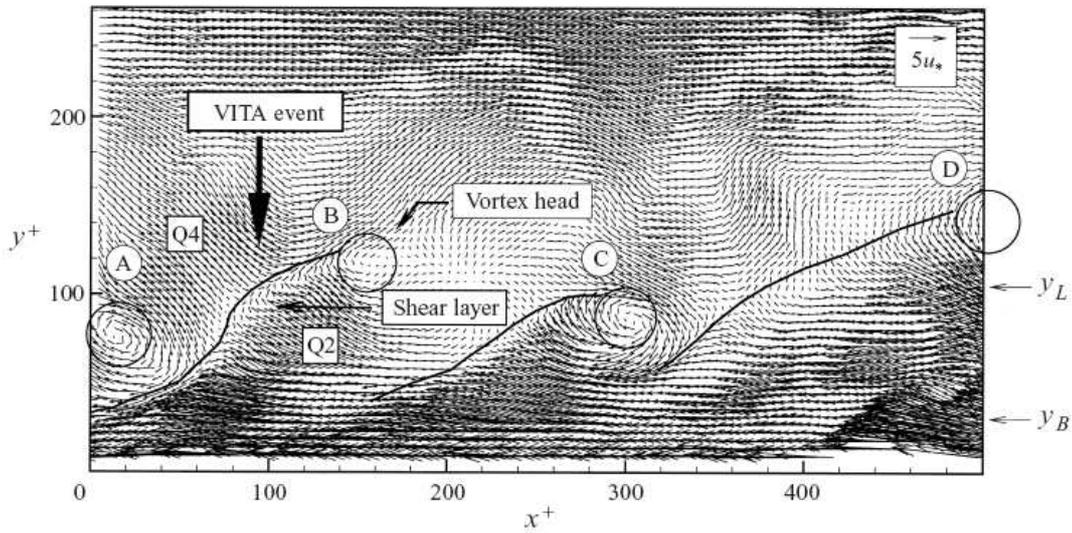


Figure IV-3 : Illustration de la signature de 4 hairpin vortex, obtenue par mesure PIV (Adrian et al., 2000b), écoulement de canal en eau claire, sans hémisphère

La comparaison de ces signatures fait apparaître un grand nombre de similarités : la présence de la tête du vortex caractérisée par une forte vorticité transverse, de l'éjection et du sweep définis par un fort flux de quantité de mouvement ($-\rho_f u'v'$), notés respectivement $Q2$ et $Q4$ sur la Figure IV-3 et de la couche de cisaillement, qui est générée à l'interface entre l'éjection et le sweep.

En outre, sur la signature de l'hairpin vortex artificiel, on voit apparaître une structure de type Q_3 dans la queue de l'éjection. Ce type d'évènement apparaît faiblement sur la Figure IV-2 et sur la Figure IV-3, mais la forte concentration en vecteur dans cette zone ne permet pas une identification propre de la structure, notamment sur la Figure IV-3. En revanche, cette structure de type Q_3 pourrait correspondre aux vortex résiduels observés par Marchioli and Soldati, 2002, lors de leurs simulations numériques en présence de particules. Ces vortex résiduels sont des vortex 3D, n'ayant pas été étudiés en 2D, et en particulier, l'analyse par quadrants (section II.1.1.3) ne leur a pas été appliquée. En revanche, ces vortex sont des zones de fluide à faible vitesse longitudinale et ayant tendance à rabattre les particules vers le fond, on peut donc penser qu'ils ont un $v' < 0$. Dans ce cas là, ces vortex résiduels pourraient correspondre aux Q_3 que nous observons ici en queue de vortex.

Les signatures étant similaires, nous pouvons donc confirmer les hypothèses faites dans le Chapitre II et supposer que ces hairpin vortex sont représentatifs de ceux présents dans la turbulence de paroi naturelle.

IV.1.2 Détection des hairpin vortex sur les images

Nous venons de voir que les hairpin vortex sont caractérisés par trois zones ayant chacune une grandeur physique associée. La tête du vortex est définie par une forte vorticité transverse ω . L'éjection et le sweep sont caractérisés par un fort flux de quantité de mouvement instantané $-\rho_f u'v'$. Enfin entre le sweep et l'éjection, la couche de cisaillement est associée à un fort cisaillement sh . La vorticité et le cisaillement sont donnés respectivement par les équations (IV-1) et (IV-2) dans lesquelles, u et v sont les vitesses instantanées du fluide dans les directions longitudinales et verticales.

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (\text{IV-1})$$

$$sh = \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{IV-2})$$

L'algorithme de détection des têtes d'hairpin vortex est basé sur ces trois grandeurs et comprend trois étapes principales :

- Sur chaque image, on détecte les zones de forte vorticité transverse, c'est-à-dire les zones où la vorticité instantanée est au moins 8 fois supérieure à la moyenne temporelle de la vorticité $\bar{\omega}$. Ces zones de forte vorticité sont potentiellement des têtes de vortex.
- On détecte ensuite les zones de fortes vitesses fluctuantes verticales (v'). Comme on peut le voir sur la Figure IV-1, il y a, juste en amont des têtes de vortex, de fortes fluctuations de vitesse verticales associées à l'éjection et à la rotation de la tête du vortex. On impose donc un critère de distance entre les zones de forte vorticité et les zones de fort v' . Ce critère de distance est de $1R$ dans la direction longitudinale et de $0,5R$ dans la direction verticale. Si la distance est trop importante, la zone de forte vorticité n'est pas considérée comme la tête d'un vortex.
- La dernière étape est une validation par le cisaillement. La forte vorticité de la tête est associée à un fort cisaillement (équation(IV-1)), on vérifie donc que proche de la tête du vortex, il y a une zone de fort cisaillement. Si c'est le cas, la zone de forte vorticité est la tête d'un tourbillon, sinon, elle est éliminée.

Grâce à cet algorithme, il est possible de détecter les têtes des vortex sur chaque image. Puis d'en déduire les caractéristiques telles que la fréquence de lâcher des tourbillons ou leur hauteur et de les comparer à celles trouvées dans la littérature.

IV.1.3 Caractéristiques générales des hairpin vortex

Dans cette section, quatre types de résultats sont présentés : la hauteur de la tête des vortex, leur vitesse de convection, la fréquence de lâcher de tourbillons, et l'évolution de la vorticité de la tête.

IV.1.3.1 Hauteur des têtes des hairpin vortex

Les hauteurs des têtes trouvées pour nos essais sont comparées à celles données par *Zondag*, 1997. L'auteur a fait des mesures en utilisant un film chaud et détecte les têtes des vortex en recherchant les zones de forte vorticité, dans un écoulement de $Re_R = 870$. Nos résultats ainsi que ceux de *Zondag*, 1997 sont représentés sur la Figure IV-4.

Comme on peut le voir cette figure, les têtes ont tendance à monter au sein de l'écoulement sur une distance d'environ 10 à 15R après l'hémisphère, puis la hauteur reste quasiment constante, entre 2,3 et 2,5R. De plus, il faut noter que les têtes détectées dans nos expériences sont légèrement plus hautes que celles données par *Zondag*, 1997 pour les cas où Re_R est inférieur à 500. Pour les autres cas, $Re_R > 500$, les résultats de nos expériences se rapprochent des résultats de *Zondag*, 1997, même s'il semble que dans nos expériences la tête des hairpin vortex montent plus vite que dans celles de

Zondag, 1997. En effet, on voit que pour les tests de $Re_R > 500$, nos données rejoignent celles de Zondag, 1997 en $x/R \approx 13$, alors qu'en amont, notre analyse détecte la tête des hairpin vortex plus haute que celles de Zondag, 1997.

L'étude de la hauteur des têtes des hairpin vortex fait donc apparaître une augmentation de la hauteur des têtes quand les vortex s'éloignent de l'hémisphère. Cette augmentation correspond à la croissance des hairpin vortex dans cette entre 0 et $15R$. Le fait que les hairpin vortex des présentes expériences soient plus haut que dans celles de Zondag, 1997 suggère que dans nos expériences, les hairpin vortex grandissent plus vite que dans celles de Zondag, 1997. On observe de plus une diminution de cette hauteur quand le régime de l'écoulement augmente. Cette diminution reste relativement faible.

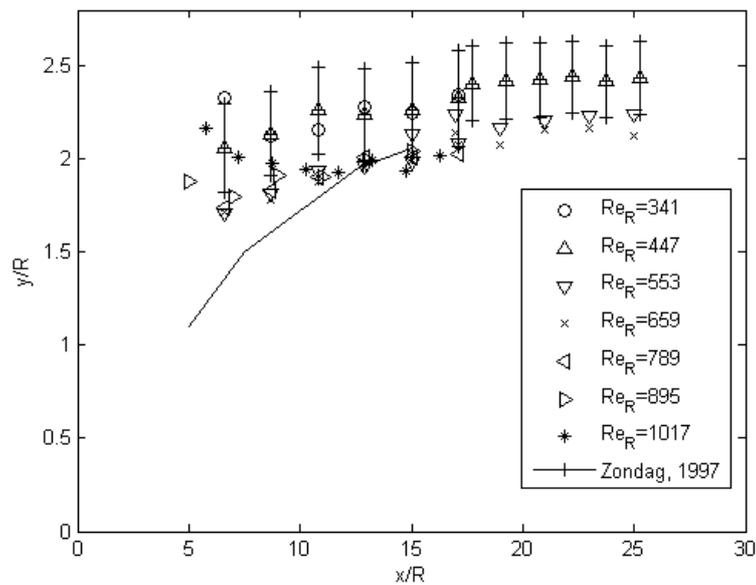


Figure IV-4: Hauteur des têtes des hairpin vortex générés, données expérimentales comparées à celles de Zondag, 1997 ($Re_R = 870$). Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 447$ et correspondent aux écarts-types

IV.1.3.2 Vitesse de convection des hairpin vortex

La seconde grandeur que nous regardons est la vitesse de convection des têtes des hairpin vortex. Cette vitesse, notée U_{HV} et adimensionnée par u_{ip} , est donnée sur la Figure IV-5 en fonction de la distance à l'hémisphère x/R .

On voit apparaître 3 tendances sur cette figure. La première est que la vitesse que nous obtenons dans nos expériences est supérieure à celle obtenue par Zondag, 1997 (cf. section II.1.2.2.2) qui a observé que la vitesse des têtes reste toujours inférieure à la vitesse u_{ip} . Cette observation est à mettre en relation avec celle faite sur la hauteur des têtes. En effet, nous détectons les têtes plus hautes que Zondag, 1997. Elles sont donc entourées de fluide plus rapide, leur vitesse de convection est donc plus importante. La seconde observation est que la vitesse des têtes reste quasiment constante au cours de l'évolution des hairpin vortex. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une fois que la tête a atteint la hauteur à laquelle elle va rester tout au long de son parcours ($2,3$ à $2,5R$), le fluide l'environnant sera toujours à la même vitesse. La tête se déplacera donc avec une vitesse constante. La dernière observation est que le rapport U_{HV}/u_{ip} , ne varie quasiment pas quand le nombre de Reynolds Re_R change.

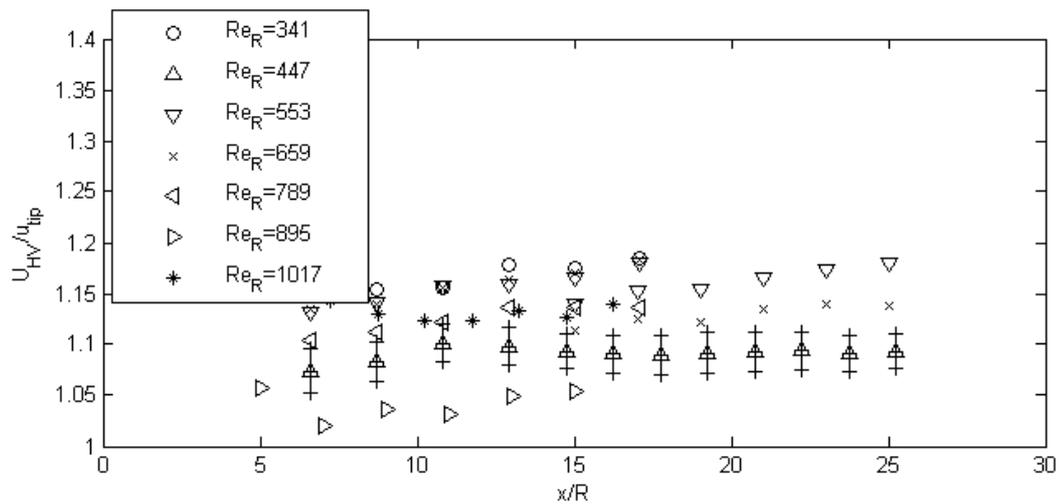


Figure IV-5 : Vitesse de convection des têtes en fonction de la distance à l'hémisphère. Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 447$ et correspondent aux écarts-types

L'étude de la vitesse de convection des têtes est intéressante pour la suite de l'étude sur les interactions, car elle pourra être comparée à celle des particules transportées. Enfin, on remarque que la vitesse de convection des têtes est de l'ordre de u_{tip} , c'est-à-dire de l'ordre du cm/s. La vitesse du fluide dans les tests en turbulence naturelle était de l'ordre de 10cm/s. Ce type d'expérience permet bien de visualiser des hairpin vortex ayant une vitesse de convection moins importante que celle des vortex naturels. Il sera donc possible de faire du suivi de structures et de particules en gardant la même fréquence d'acquisition de caméras que pour les tests en turbulence naturelle.

IV.1.3.3 Fréquence de lâcher de tourbillons

La fréquence des hairpin vortex est déterminée à partir de la distance séparant les têtes de deux hairpin vortex consécutifs et de leur vitesse de convection U_{HV} . Le nombre de paires d'hairpin vortex sur lequel est calculé cette fréquence varie entre 600 et 1000 en fonction des tests. Sur la Figure IV-6, les fréquences obtenues expérimentalement, ainsi que les fréquences de *Acarlar and Smith, 1987a*, pour des rayons d'hémisphères variant de 6 à 12mm, celles de *Zondag, 1997*, obtenues avec un hémisphère de rayon 8mm, et celles de *Bigillon et al., 2008*, obtenues avec un hémisphère de 9mm, sont représentées.

En ce qui concerne les présentes mesures, on voit que nos données sont en accord avec celles de la bibliographie. De plus, le nuage de points formé par nos mesures et celles de *Acarlar and Smith, 1987a*; *Zondag, 1997*; *Bigillon et al., 2008* indique une tendance à l'augmentation de la fréquence de lâcher de tourbillons pour des vitesses u_{tip} croissantes. Enfin, une régression linéaire appliquée sur toutes ces données, nous permet de mettre en évidence l'évolution linéaire qu'il existe entre la fréquence de lâcher f et la vitesse u_{tip} . Cette régression donne l'équation(IV-3) avec un coefficient de corrélation de 0,99.

$$f = 33,685 \cdot u_{tip} \quad (\text{IV-3})$$

Le fait que la fréquence soit linéaire par rapport à u_{tip} implique que pour un rayon d'hémisphère donné, le nombre de Strouhal, S , devrait être constant. En l'occurrence, pour la gamme de rayons représentés sur la Figure IV-6, le Strouhal devrait être compris entre 0,2 et 0,4. La Figure IV-7 regroupe nos points expérimentaux (Tests), ainsi que les données de la bibliographie. On voit que toutes les données, que ce soient nos données expérimentales ou celles tirées de la bibliographie correspondent toutes à un Strouhal compris entre 0,17 et 0,4. Les Strouhal obtenus pour nos mesures sont donc dans la gamme de ceux obtenus par *Acarlar and Smith, 1987a* et sont très proches de ceux donnés par les simulations numériques de *Tufo et al., 1999*. En revanche, il est important de noter que malgré le fait que le rayon de l'hémisphère soit le même dans ces mesures, le Strouhal n'est ici pas constant, il a tendance à augmenter avec le nombre de Reynolds, comme cela est aussi observable pour les résultats obtenus par *Tufo et al., 1999*. Ces observations sont à prendre avec précaution car comme le montrent les barres d'erreurs apparaissant sur nos mesures, une très faible variation de fréquence peut entraîner une forte variation du nombre de Strouhal. En effet, on voit que nos barres d'erreur englobent quasiment toute la gamme de Strouhal donnée par la bibliographie. On peut donc supposer que la dispersion importante des données de *Acarlar and Smith, 1987a* est due à un manque de précision de leurs mesures par film chaud.

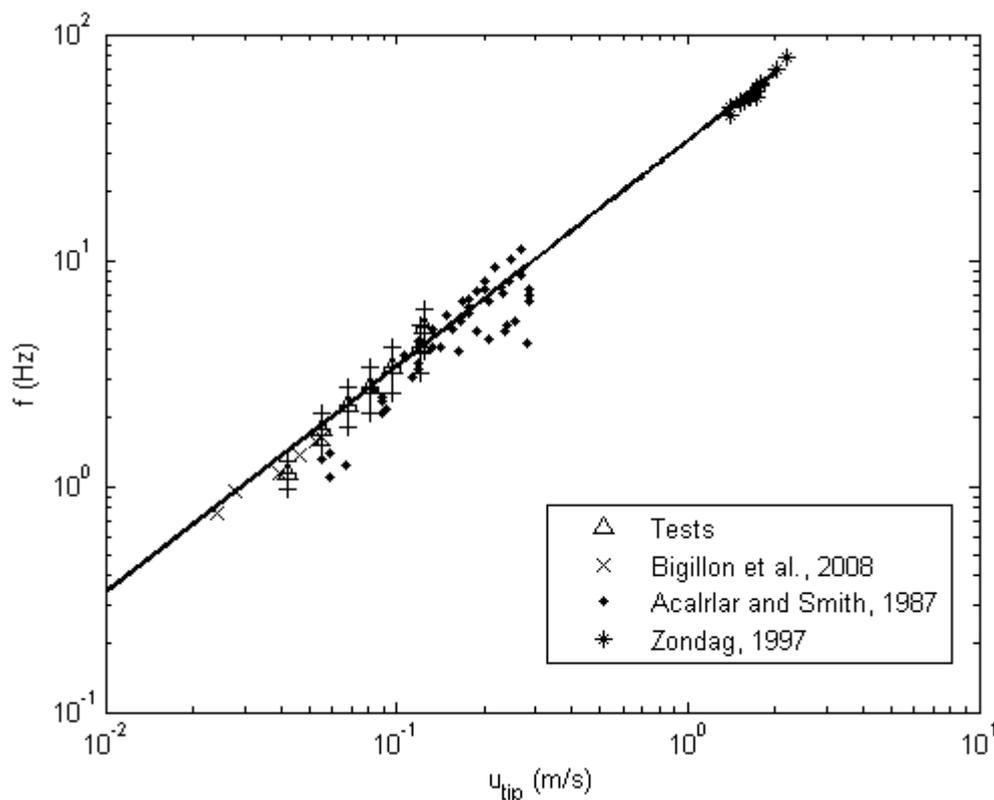


Figure IV-6: Fréquence des hairpin vortex artificiels en fonction de la vitesse u_{tip} comparaison de nos données expérimentales (Tests) avec celles de *Acarlar and Smith, 1987a*; *Zondag, 1997*; *Bigillon et al., 2008*. Les barres d'erreurs données pour nos mesures correspondent aux écarts-types

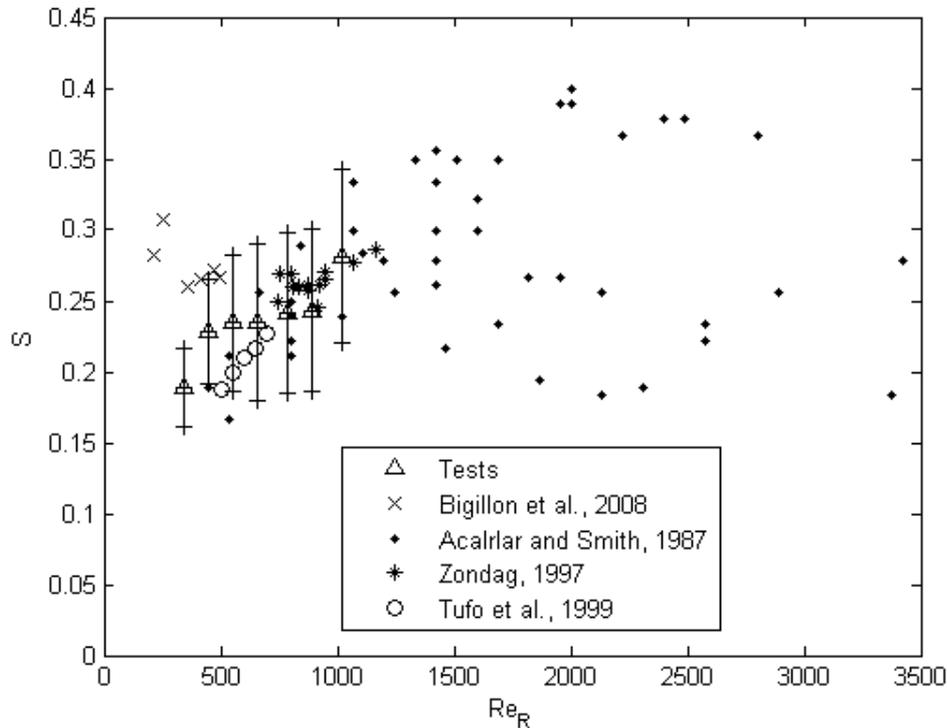


Figure IV-7 : Nombre de Strouhal, S , en fonction du Re_R comparaison de nos données expérimentales (Tests) avec les données expérimentales de *Acarlar and Smith, 1987a*; *Zondag, 1997*; *Bigillon et al., 2008* et numériques de *Tufo et al., 1999*. Les barres d'erreurs données pour nos mesures correspondent aux écarts-types

IV.1.3.4 Vorticité transverse de la tête des hairpin vortex

La vorticité transverse des têtes des vortex a aussi été étudiée. Elle est comparée aux données de *Bigillon et al., 2008* en écoulement laminaire. La Figure IV-8 donne l'évolution de la valeur absolue de la vorticité sous forme adimensionnelle $|\Omega| = |\omega| R / u_{ip}$ en fonction de la distance à l'hémisphère x/R pour tous les cas testés et pour trois écoulements de *Bigillon et al., 2008*.

On voit apparaître 2 tendances. On observe sur cette figure que la vorticité est maximale entre 5 et 9-10R suivant le test puis elle diminue jusqu'à devenir quasiment constante à partir de 20R. Cette observation nous permet de penser que les vortex sont très intenses entre 5 et 9-10R, puis leur cohérence diminue quand ils s'éloignent de l'hémisphère et ils perdent en intensité. Cette observation s'explique par l'évolution des tourbillons au cours du temps. En effet, *Acarlar and Smith, 1987a* et *Zondag, 1997*, ont observé qu'entre 3 et 7,5R, le vortex se développe et qu'à partir de 7,5R, il commence à se diffuser. L'augmentation de vorticité transverse correspond donc à la formation du vortex et sa diminution à sa diffusion.

Cette observation nous permet de supposer que les hairpin vortex sont particulièrement intenses entre 5 et 10R. Nous choisissons donc de positionner le lit de particules entre 4,5 et 11,5R pour que l'étude de leur transport se fasse dans une zone caractérisée par des hairpin vortex particulièrement intenses.

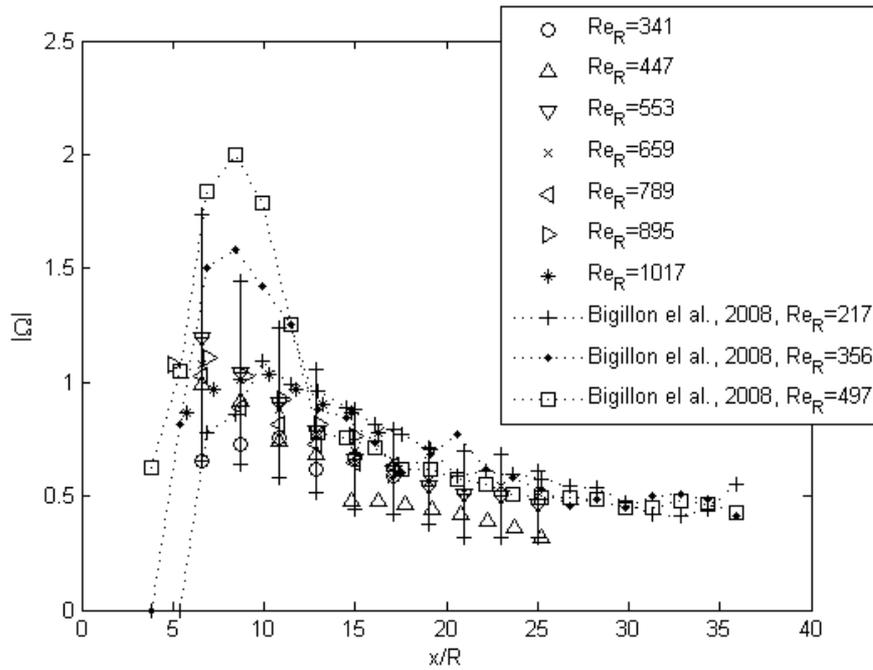


Figure IV-8: Evolution de la vorticité transverse $|\Omega|$ des têtes en fonction de la distance à l'hémisphère x/R , comparaison aux données de *Bigillon et al., 2008* ($Re_R = 217 - 356 - 497$). Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 553$ et correspondent aux écarts-types

IV.2 Effet des hairpin vortex sur l'écoulement

IV.2.1 Profils de vitesse moyenne et de variance

De la même façon que *Acarlar and Smith, 1987a*, nous regardons l'influence des hairpin vortex sur l'écoulement en étudiant les profils de vitesse moyenne \bar{u}/U et de variance u'_{rms}/U , à plusieurs distances de l'hémisphère. La vitesse U permettant la mise sans dimension des profils est la vitesse au dessus de la couche limite. La Figure IV-9 montre le développement des profils de vitesse moyenne et la Figure IV-10 celui des profils de variance en amont de l'hémisphère et en 3 positions x/R en aval de l'hémisphère ($x/R = 5$, $x/R = 10$ et $x/R = 22$) pour $Re_R = 659$ et $Re_R = 789$ (Tableau IV-1). Sur ces figures, les profils sont comparés aux profils donnés par *Acarlar and Smith, 1987a* en $x/R = 4$ et en $x/R = 10$ et $Re_R = 750$. De plus, la vitesse moyenne est comparée au profil logarithmique généralement utilisé pour représenter les écoulements turbulents (section II.1.1.1).

Sur la Figure IV-9, on voit qu'en $x/R = 5$, le profil de vitesse moyenne de l'écoulement est déformé. On voit en particulier apparaître une diminution de la vitesse moyenne sur une hauteur d'environ $1,5R$. Cette déformation est due à la présence de l'hémisphère. Ce profil est mesuré très proche de l'hémisphère. Ceci explique que la vitesse moyenne de l'écoulement soit faible dans cette zone. On remarque tout de même que le profil est beaucoup moins déformé que celui donné par *Acarlar and Smith, 1987a* pour $x/R = 4$. En $x/R = 10$, on voit que les deux profils de nos expériences se sont fortement rapprochés du profil logarithmique. En revanche, ils sont un peu différents du profil obtenu par *Acarlar and Smith, 1987a* qui est encore assez déformé. Finalement, en $x/R = 22$, les deux profils expérimentaux sont similaires au profil logarithmique, comme l'avait observé *Acarlar and Smith, 1987a* en $x/R = 40$. L'observation de ces profils met en évidence que la présence de

l'hémisphère déforme de façon importante les profils de vitesse moyenne dans une zone proche de l'hémisphère ($<10R$), puis au fil de l'écoulement, les profils se rapprochent d'un profil logarithmique représentatif des écoulements turbulent de paroi.

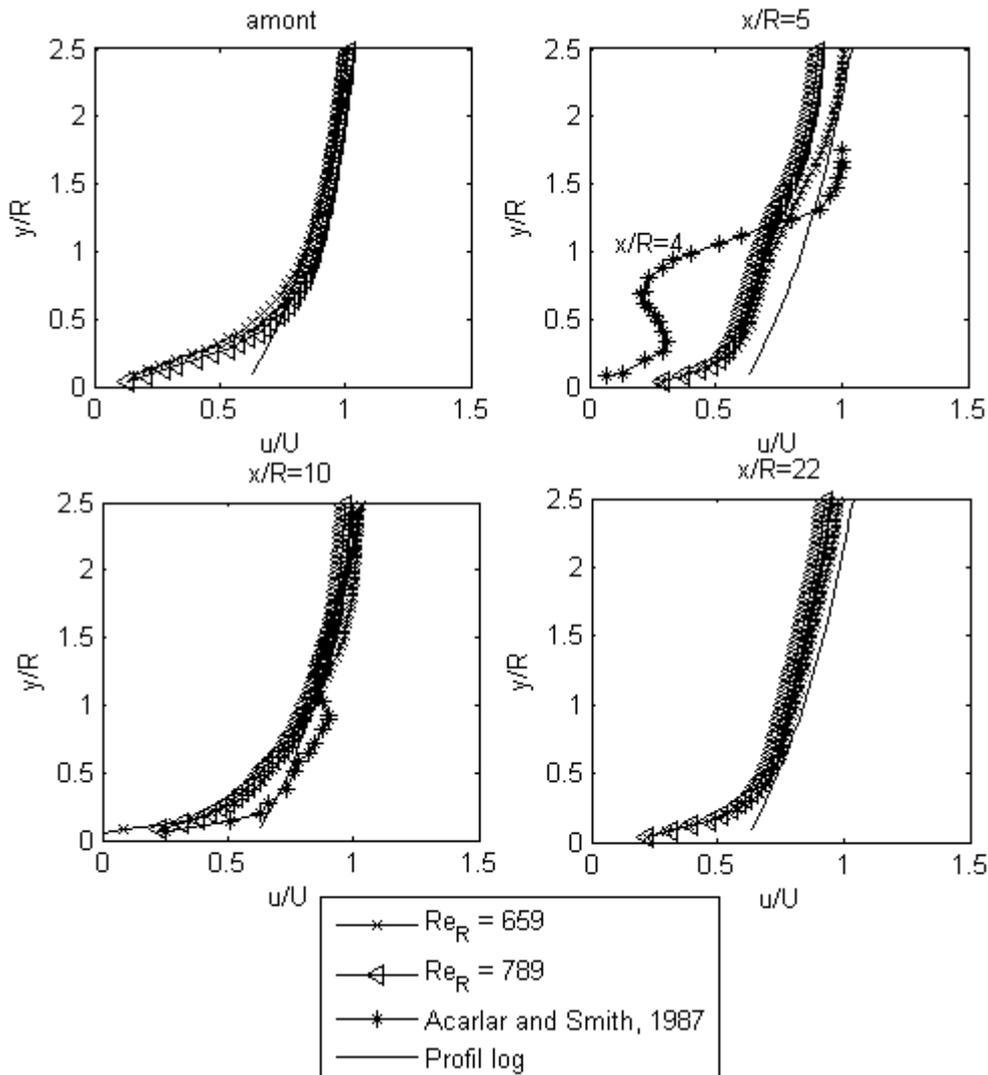


Figure IV-9 : Profils de vitesse moyenne adimensionnés par la vitesse U au dessus de la couche limite de l'écoulement, dans les cas CL_4 (x), CL_5 (+), (a) en amont de l'hémisphère, (b) pour $x/R = 5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$. Profils tirés de *Acarlar and Smith, 1987a* (*) et le profil logarithmique (-)

Sur la Figure IV-10, on voit que les profils de variances sont aussi fortement modifiés au cours de l'évolution des hairpin vortex. On observe en effet qu'en $x/R = 5$, les profils sont déformés et présentent un pic en $y/R \approx 1,3$. *Acarlar and Smith, 1987a* observe aussi ce pic en $x/R = 4$ (Figure II-7) et en $x/R = 10$, et ils l'expliquent par la présence de la tête des vortex. L'étude que nous avons fait sur la position des têtes nous indique que la tête des vortex est plus haute que $1,3R$ en $x/R = 5$, en revanche, ce pic de variance peut être lié à la présence de fortes fluctuations de vitesse en dessous de la tête du vortex, comme ceci est visible sur la Figure IV-1. En $x/R = 10$, le pic de variance se trouve plus près du fond et il a augmenté en intensité. On voit que nos profils sont très différents de ceux d'*Acarlar and Smith, 1987a*, qui ont deux pics de variance. Enfin, en $x/R = 22$, les deux profils présentent un pic de variance qui est cette fois très près du fond, et dont l'intensité a diminué.

L'étude des profils de vitesse moyenne et de variances a mis en évidence que pour les deux conditions hydrauliques testées, les profils sont similaires. On voit aussi apparaître une forte déformation des profils de vitesse moyenne due à la présence de l'hémisphère. Ces profils se rapprochent ensuite d'un profil logarithmique représentatif des écoulements turbulents de paroi. Enfin la comparaison des profils de variance entre l'amont et l'aval de l'hémisphère met en évidence la forte augmentation de turbulence engendrée par la présence des hairpin vortex. De plus, on remarque qu'en général nos profils sont moins déformés que ceux d'*Acarlar and Smith, 1987a*, ce qui suggère que nos hairpin vortex se développent plus rapidement que dans leurs expériences.

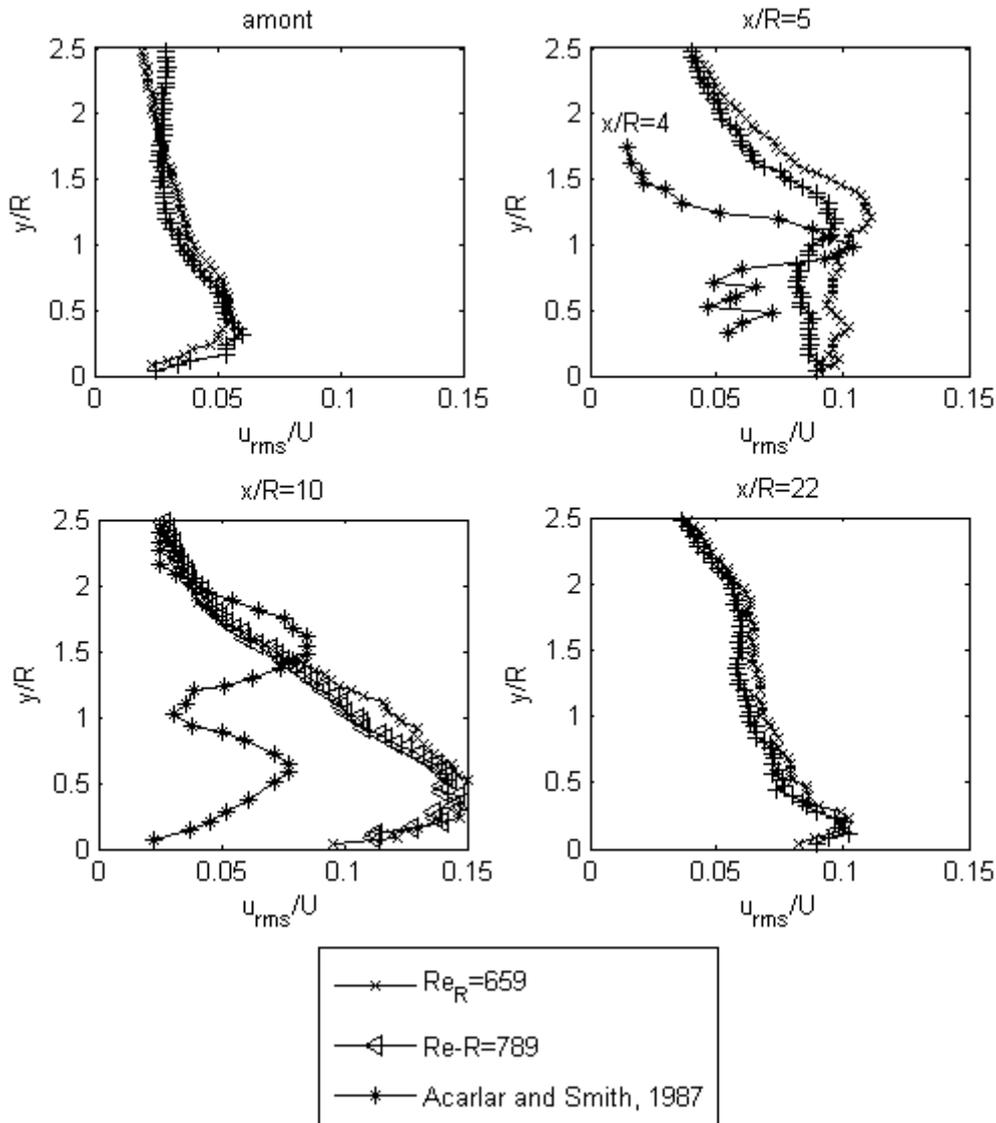


Figure IV-10 : Profils de variance adimensionnés par la vitesse U au dessus de la couche limite de l'écoulement, dans les cas CL_4 (x), CL_5 (+), (a) en amont de l'hémisphère, (b) pour $x/R = 5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$. Profils tirés de *Acarlar and Smith, 1987a* (*)

IV.2.2 Contrainte de cisaillement

Calcul de la contrainte de cisaillement totale

L'objectif de ce projet de recherche étant l'étude du transport de sédiments, la contrainte au fond doit être calculée afin de connaître les régimes de transport que nous étudierons. La contrainte totale de cisaillement moyennée dans le temps $\overline{\tau}$ est calculée grâce aux équations (IV-4) à (IV-6):

$$\overline{\tau} = \overline{\tau_L} + \overline{\tau_T} \quad (\text{IV-4})$$

$$\overline{\tau_L} = \mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \quad (\text{IV-5})$$

$$\overline{\tau_T} = -\rho_f \overline{u'v'} \quad (\text{IV-6})$$

Dans ces équations, $\overline{\tau_L}$ et $\overline{\tau_T}$ représentent respectivement la moyenne temporelle de la contrainte de cisaillement visqueuse et la contrainte de cisaillement turbulente. La contrainte de cisaillement turbulente est aussi appelée contrainte de Reynolds. Les différents termes de ces équations sont déterminés à partir des mesures PIV. La contrainte s'exerçant au fond est calculée à une hauteur de 0,5mm au dessus de la paroi. Elle est notée $\overline{\tau_{0,5}}$ et est appelée par abus de langage « contrainte au fond ». Les billes que nous utilisons ayant une taille variant de 200 à 800 μm . La contrainte calculée à 0,5mm du fond est donc bien représentative de l'action de l'écoulement sur une bille au repos.

Contrainte s'exerçant sur le fond

Nous avons vu dans la section précédente que les profils de vitesse varient avec la distance à l'hémisphère. Nous déterminons donc la contrainte au fond en aval de l'hémisphère en fonction de cette distance. Cette évolution est donnée sur la Figure IV-11 pour tous les tests. On observe effectivement une évolution de la contrainte au fond en fonction de la distance à l'hémisphère pour certains tests. Pour $Re_R < 659$, la contrainte est quasiment constante en fonction de x/R . En revanche, pour $Re_R > 659$, elle augmente de façon importante entre $x/R = 4,5$ et $x/R = 11,5$. Cette variation de la contrainte est liée à la variation des profils de vitesses au cours du temps. L'augmentation observée est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds Re_R augmente.

Afin de connaître l'influence des hairpin vortex sur la contrainte au fond, nous déterminons la même contrainte en amont de l'hémisphère, $\langle \overline{\tau_{0,5 \text{ amont}}} \rangle$. Elle est donnée dans le Tableau IV-2, avec la contrainte au fond en aval de l'hémisphère moyennée dans la direction longitudinale $\langle \overline{\tau_{0,5 \text{ aval}}} \rangle$. Cette contrainte moyenne est calculée sur la distance de 4,5 à 11,5R, qui est la distance à laquelle sera positionné le lit de particules pour l'étude du transport solide. La comparaison des contraintes en amont et en aval montre une augmentation de la contrainte moyenne d'un facteur 1,7 à 2,4 en présence des hairpin vortex. La contrainte aval en fonction de la distance à l'hémisphère peut être jusqu'à 3,22 fois supérieure à la moyenne en amont. Cette augmentation est due à la modification des profils de vitesse de l'écoulement. En effet, nous avons vu que pour $x/R \leq 10$, les profils de vitesse moyenne sont fortement déformés, près du fond, ce qui engendre un fort gradient de vitesse donc une forte contrainte de cisaillement visqueuse. D'autre part, la présence des hairpin vortex augmente la turbulence de

l'écoulement, ce qui va produire de fortes fluctuations de vitesse, donc une forte contrainte de cisaillement turbulente. De plus, nous observons que les écarts-types donnés dans le Tableau IV-2 sont beaucoup plus importants en aval de l'hémisphère qu'en amont. Ceci s'explique par la variation de contrainte au fond en fonction de x/R et aussi par l'augmentation des fluctuations de $\tau_{0,5}$ en présence des hairpin vortex.

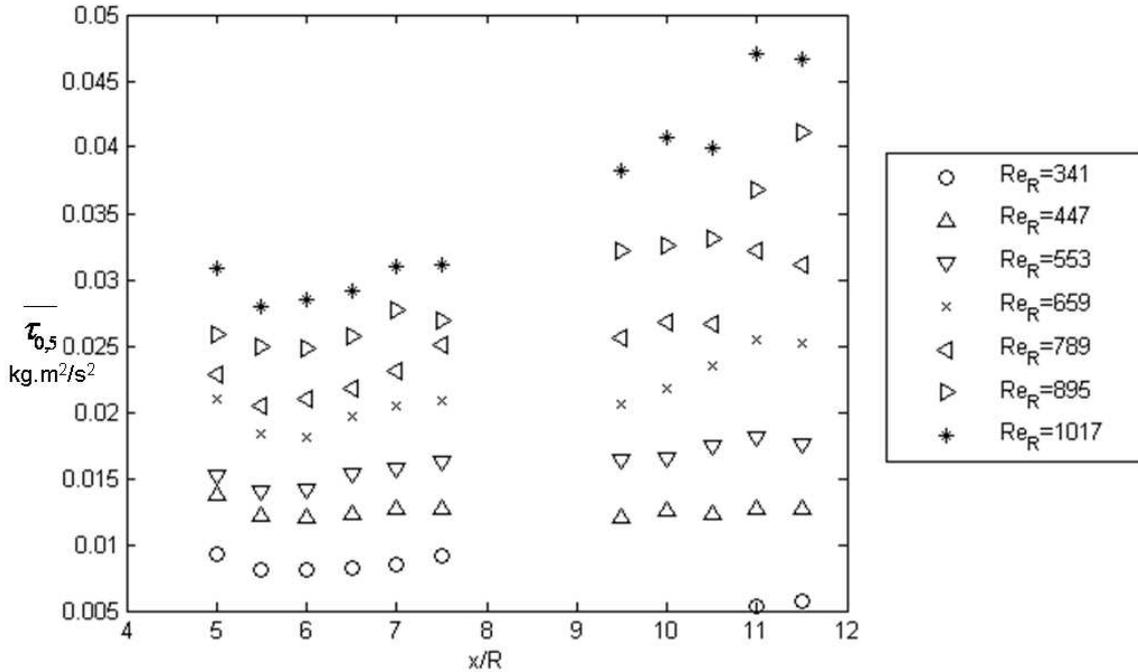


Figure IV-11 : Evolution de la moyenne temporelle de la contrainte de cisaillement au fond ($y = 0,5\text{mm}$) $\tau_{0,5}$ en $\text{kg.m}^2/\text{s}^2$ en fonction de x/R

| Test | u_{tip} (m/s) | Re_R | $\langle \overline{\tau_{0,5\text{ amont}}} \rangle$ ($10^{-2} \text{ kg.m}^2/\text{s}^2$) | $\langle \overline{\tau_{0,5\text{ aval}}} \rangle$ ($10^{-2} \text{ kg.m}^2/\text{s}^2$) |
|------|--------------------|--------|---|--|
| CL_1 | 0,042 | 341 | $0,36 \pm 0,7$ | $0,779 \pm 1,4$ |
| CL_2 | 0,06 | 447 | $0,45 \pm 0,9$ | $1,26 \pm 2,3$ |
| CL_3 | 0,068 | 553 | $0,587 \pm 1,1$ | $1,61 \pm 3,1$ |
| CL_4 | 0,081 | 659 | $0,847 \pm 1,6$ | $2,12 \pm 4$ |
| CL_5 | 0,097 | 789 | $1,08 \pm 2$ | $2,51 \pm 4,5$ |
| CL_6 | 0,12 | 895 | $1,27 \pm 2,2$ | $3,01 \pm 5,5$ |
| CL_7 | 0,125 | 1017 | $1,49 \pm 2,7$ | $3,56 \pm 6,1$ |

Tableau IV-2 : Contrainte de cisaillement moyennée en temps et en espace, en amont et en aval de l'hémisphère à une hauteur $y=0,5\text{mm}$

Profils de contrainte visqueuse et de contrainte turbulente

Afin de comprendre l'importance de la contrainte turbulente et de la contrainte visqueuse dans la contrainte totale moyenne de l'écoulement, les profils des deux contraintes sont présentés sur la Figure IV-12. Sur cette figure, les profils de contrainte turbulente et de contrainte visqueuse sont donnés pour les tests CL_4 et CL_5, (a) en amont de l'hémisphère et en trois positions en aval de l'hémisphère : (b) $x/R = 5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$. Ces profils mettent en évidence que quelle que soit la distance à

l'hémisphère, près du fond, la contrainte visqueuse est largement supérieure à la contrainte turbulente, alors que plus haut dans l'écoulement, le contraire est observé. En effet, on voit que pour $y/R \approx 0,2$, la contrainte visqueuse est responsable de 50% à 90% de la contrainte totale alors qu'au dessus, c'est la contrainte turbulente qui est largement représentée dans la contrainte totale.

Cette observation pousse à penser que la contrainte de cisaillement responsable du transport des particules dans ce type d'écoulement sera majoritairement visqueuse près du fond et turbulente dans le haut de l'écoulement. De plus, la comparaison entre les profils en amont et en aval de l'hémisphère montre bien l'augmentation des deux contraintes en présence des hairpin vortex par rapport à l'écoulement initial.

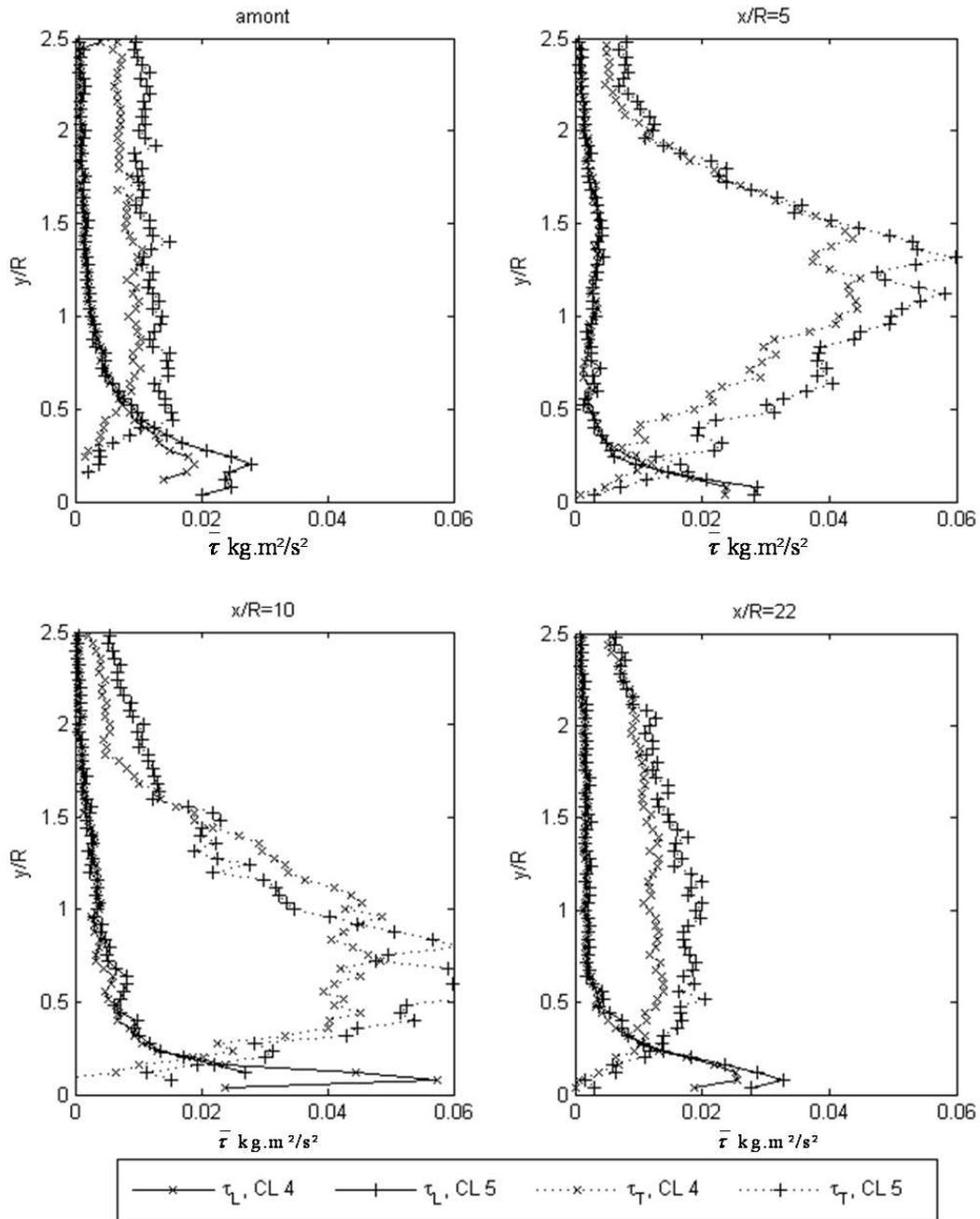


Figure IV-12 : Profils de contrainte turbulente ($\dots+\dots$) et de contrainte visqueuse ($-\text{+-}$) moyennés en temps, tests CL_4 et CL_5, (a) en amont de l'hémisphère et en aval de l'hémisphère en (b) $x/R=5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$.

Vitesse de frottement

A partir des profils de contrainte turbulente, il est possible de déterminer la vitesse de frottement u_* . Cette vitesse est déterminée en utilisant l'équation (II-6) avec $h=2,5\text{cm}$. Les vitesses de frottement ainsi obtenues sont données dans le Tableau IV-3 et ont été utilisées pour compléter le Tableau III-5 donnant les conditions expérimentales en écoulement chargé en particules. Cette vitesse de frottement est calculée entre $x/R = 4,5$ et $11,5$. Elle est fortement variable comme le montrent les écarts-types car les profils de contrainte turbulente varient en fonction de la distance à l'hémisphère. Pour le Tableau III-5, nous prenons la valeur moyenne de cette vitesse.

| Test | $\langle u_* \rangle$ (mm/s) |
|------|------------------------------|
| CL_1 | 5,38±0,6 |
| CL_2 | 7,2±1,2 |
| CL_3 | 8,53±1 |
| CL_4 | 9,72±1,28 |
| CL_5 | 10,6±1,6 |
| CL_6 | 14,55±3,4 |
| CL_7 | 17,5±4,5 |

Tableau IV-3 : Vitesse de cisaillement au fond

IV.2.3 Application au transport solide : seuils de mise en mouvement

Afin de vérifier que les hairpin vortex générés sont bien impliqués dans le transport de particules, nous avons déposé des particules solides en amont et en aval de l'hémisphère et observé leur comportement. Les particules utilisées sont des billes de polystyrène expansé ($\rho = 1030 \text{ kg/m}^3$) de trois diamètres moyens différents : $250\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ et $700\mu\text{m}$. Des visualisations ont été effectuées pour des Re_R variant de 341 à 1017. Ces visualisations ont consisté à filmer le mouvement des particules pendant 30s à 2min avec une caméra standard (Sony Digital Handycam, PTC-PC110E). La résolution de la camera est 1152×864 pix ce qui correspond à un champ fluide de $11 \times 8,25\text{cm}$ soit $15,7 \times 11,8R$. La fréquence d'acquisition de la caméra est de 25Hz.

IV.2.3.1 Conditions d'entraînement et de mise en suspension des billes : observations qualitatives

Dans l'intervalle de conditions expérimentales étudiées, nous observons du transport par charriage en amont de l'hémisphère et du charriage et de la suspension en aval de l'hémisphère. Les particules transportées en amont de l'hémisphère, roulent sur le fond et restent toujours en contact avec le fond. Celles qui sont en mouvement en aval de l'hémisphère roulent et font des sauts plus ou moins longs en fonction des conditions hydrauliques. Les billes sont considérées comme transportées par charriage (roulement + petits sauts) à partir du moment où elles roulent ou sautent sur une distance moyenne de 20 à $30d$. Elles sont considérées en suspension quand la longueur de leurs sauts est supérieure à $100d$ (Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003).

A partir de ces observations, il est possible de déterminer les conditions hydrauliques correspondant aux seuils de mise en mouvement. Le Tableau IV-4 résume les conditions d'entraînement obtenues. Les valeurs données dans ce tableau sont les vitesses u_{iip} (en m/s) et les nombres de Reynolds Re_R pour lesquels nous avons commencé à observer le roulement des billes en amont et en aval de l'hémisphère et la suspension en aval. Dans ce tableau apparaissent aussi les distances à partir desquelles sont observés les débuts de charriage et de suspension en aval de l'hémisphère.

| Seuil d (μm) | Roulement amont | | Roulement aval | | | Suspension | | |
|--------------------------------|-----------------|--------|-----------------|--------|-------|-----------------|--------|-------|
| | u_{iip} (m/s) | Re_R | u_{iip} (m/s) | Re_R | x/R | u_{iip} (m/s) | Re_R | x/R |
| 250 | 0,097 | 798 | 0,051 | 394 | 8 | 0,0745 | 606 | 6 |
| 500 | 0,125 | 1017 | 0,06 | 500 | 4 | 0,081 | 659 | 8 |
| 700 | 0,125 | 1017 | 0,06 | 500 | 4 | 0,081 | 659 | 9,5 |

Tableau IV-4 : Seuil, de roulement et de suspension en amont et en aval de l'hémisphère, exprimés en u_{iip} (m/s) et en Re_R et distance à l'hémisphère correspondant aux seuils

L'observation du comportement des billes de diamètre 250 μm met en évidence que le roulement des billes commence pour $Re_R \approx 394$ et la suspension pour $Re_R \approx 606$ en aval de l'hémisphère, alors que le roulement ne commence que pour $Re_R \approx 798$ en amont de l'hémisphère. Ceci montre que les billes se mettent à rouler en aval de l'hémisphère, pour des conditions hydrauliques plus faibles qu'en amont. Le même comportement est observé pour les autres tailles de billes. De plus, nous observons qu'en aval de l'hémisphère, le mouvement commence relativement loin de l'hémisphère, puis plus le nombre de Reynolds Re_R augmente et plus la distance à laquelle sont transportées les particules diminue. En effet, on voit que la suspension commence pour $Re_R \approx 606$ pour les plus petites billes, à une distance de 6R de l'hémisphère. Puis, pour un nombre de Reynolds plus important, les billes sont en suspension sur toute la longueur étudiée.

Les comportements distincts des particules observés dans ces deux zones de l'écoulement sont liés à la présence des hairpin vortex. En particulier, ils montrent que la présence des hairpin vortex facilite le mouvement des particules et permet leur transport pour des conditions qui ne le permettraient pas en amont. L'augmentation de contrainte au fond observée entre l'amont et l'aval de l'hémisphère (Tableau IV-2) explique à elle seule le fait que les particules soient transportées plus facilement, c'est-à-dire pour des conditions hydrauliques moins importantes, en aval qu'en amont de l'hémisphère.

IV.2.3.2 Contrainte critique adimensionnelle – Diagramme de Shields

Contrainte adimensionnelle en fonction de x

Les conditions hydrauliques critiques de mise en mouvement et de mise en suspension des billes ayant été estimées grâce aux visualisations, il est intéressant de comparer les seuils obtenus avec ceux de la littérature (section.II.2.1.).

Afin de comparer les seuils de mise en mouvement obtenus avec des résultats antérieurs, la contrainte doit être mise sous forme adimensionnelle τ^* en utilisant l'équation (II-19). Les contraintes mesurées dans la section IV.2.2 dépendent de la distance à l'hémisphère, x/R , nous étudions donc l'évolution de la contrainte $\tau_{0,5}^*$ en fonction de cette distance. Cette évolution est représentée sur la Figure IV-13, pour les billes de diamètre (a) $d = 250\mu\text{m}$, (b) $d = 500\mu\text{m}$ et (c) $d = 700\mu\text{m}$. Sur cette figure, nous avons aussi fait apparaître le type de transport, charriage (rouge) ou suspension (vert), qui sont observés en fonction des conditions d'écoulement Re_R et de la distance à l'hémisphère. Les

conditions pour lesquelles il n'y a pas de transport observé sont en noir. Enfin, les valeurs des contraintes critiques de début de charriage et de début de suspension données respectivement par la courbe de Shields et par *Nino et al.*, 2003 (équation (II-23)), apparaissent pour chaque type de billes.

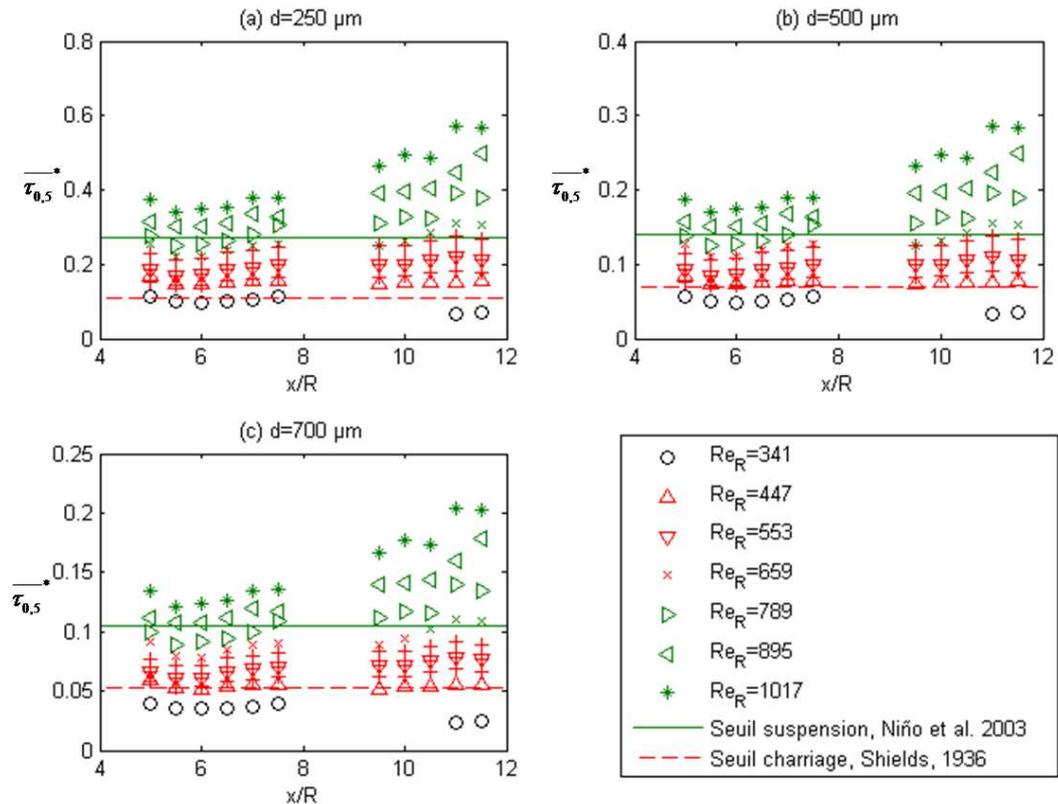


Figure IV-13 : Contraintes adimensionnelles au fond en fonction de x/R , en présence de billes (a) $d = 250\mu\text{m}$, (b) $d = 500\mu\text{m}$ et (c) $d = 700\mu\text{m}$. Mise en évidence des différents modes de transport observés : pas de transport (noir), charriage (rouge) et suspension (vert). Les barres d'erreurs sont données pour les $Re_R=553$.

Sur cette figure, nous voyons que le fait que les particules commencent à être transportées loin de l'hémisphère est lié à l'augmentation de contrainte au fond avec x/R . En effet, on voit que pour les billes de $500\mu\text{m}$, la suspension commence pour $Re_R \approx 659$, à une distance d'environ $8-9R$ de l'hémisphère et qu'elle n'est observée sur toute la longueur que pour $Re_R \approx 789$. Le transport commence donc loin de l'hémisphère, c'est-à-dire dans la zone où la contrainte est importante. Ensuite, quand les conditions hydrauliques augmentent, le transport dans cette zone continue et la limite longitudinale de transport se rapproche de l'hémisphère. On peut en conclure que quand le nombre de Reynolds augmente, il y a plus de billes transportées, de plus, elles sont transportées plus proches de l'hémisphère et montent plus haut dans l'écoulement.

Si l'on compare les contraintes seuil obtenues en fonction de la distance x/R aux contraintes seuil données dans la littérature, il apparaît que les contraintes expérimentales de début de charriage coïncident assez bien avec la contrainte critique de Shields. En particulier, quelle que soit la taille des billes, on voit qu'elles sont transportées par charriage pour des contraintes supérieures ou égales aux seuils critiques donnés par la courbe de Shields. En ce qui concerne les seuils de suspension, les seuils observés sont proches des seuils donnés par *Nino et al.*, 2003.

Seuils de mise en mouvement

A partir de la Figure IV-13, nous choisissons de déterminer les contraintes critiques moyennes de charriage et de mise en suspension pour chaque type de bille et les reporter sur un diagramme type diagramme de Shields en fonction de Re_p (équation (II-20)). Nous prendrons, en occurrence, comme contrainte seuil pour la suspension, la contrainte moyenne en temps pour laquelle nous observons de la suspension quelle que soit la distance à l'hémisphère.

Le diagramme de Shields ainsi obtenu est donné sur la Figure IV-14. Chaque point de la figure représente une contrainte $\bar{\tau}^*$ critique requise pour l'entraînement des particules : (i) les ronds violets représentent les seuils de début de charriage en amont de l'hémisphère pour chaque type de bille ; (ii) les triangles rouges représentent les conditions de début de charriage en aval de l'hémisphère et (iii) les carrés verts celles de début de suspension en aval de l'hémisphère. Sur la Figure IV-14, 2 courbes tirées de la littérature sont aussi représentées. Ces courbes sont la courbe de Shields qui donne le seuil de charriage pour un écoulement turbulent et la courbe de *Nino et al.*, 2003 donnant un seuil de mise en suspension dans un écoulement turbulent.

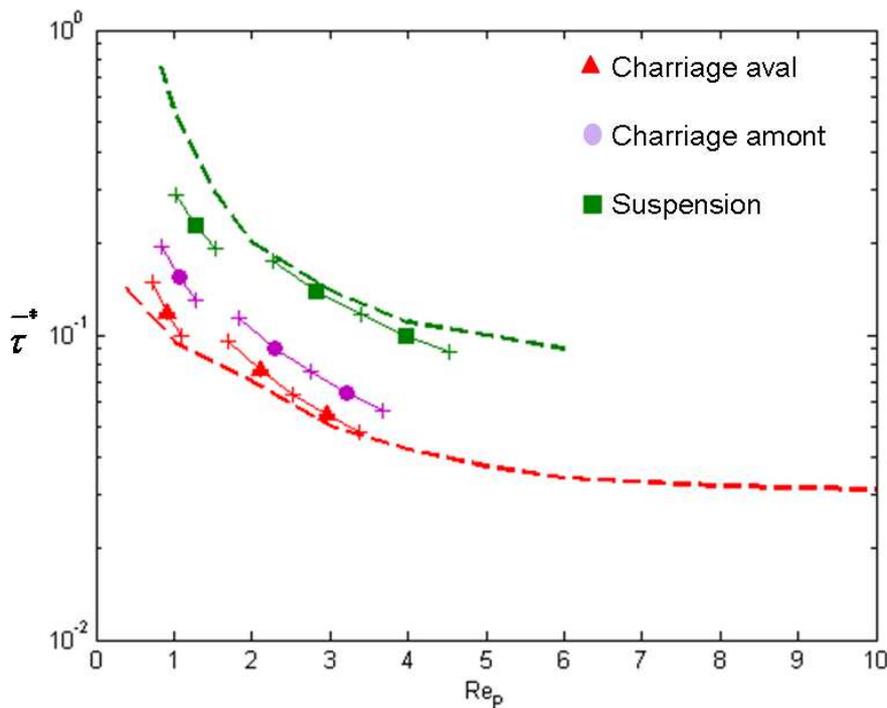


Figure IV-14 : Diagramme de Shields donnant les seuils de charriage et de mise en mouvement par suspension en fonction du Re_p . Contrainte critique moyenne de charriage en amont de l'hémisphère, contrainte critique moyenne de charriage en aval de l'hémisphère et contrainte critique moyenne de suspension. Courbes de Shields (—) et de *Nino et al.*, 2003 (—)

Premièrement, on voit que les contraintes critiques moyennes obtenues après l'hémisphère sont relativement proches des courbes de la littérature. En particulier, les seuils de charriage en aval de l'hémisphère sont assez bien représentés par la courbe de Shields et ceux de suspension par celle de *Nino et al.*, 2003.

On voit apparaître une différence entre la contrainte nécessaire pour mettre en mouvement une particule en amont et en aval de l'hémisphère. Cette différence entre les valeurs moyennes des seuils d'entraînement des billes est expliquée par le fait que ce sont les fluctuations de contrainte au fond qui sont responsables de la mise en mouvement des particules (*Zanke*, 2003). En effet, en amont de l'hémisphère, il y a beaucoup moins de fluctuations de la contrainte au fond qu'en aval, ceci est particulièrement visible grâce aux écart-types donnés dans le Tableau IV-2 qui sont beaucoup plus grands en aval de l'hémisphère qu'en amont. On peut donc conclure que la présence des hairpin vortex

augmente les fluctuations de contraintes au fond, ce qui permet d'avoir une mise en mouvement des particules pour des écoulements plus faibles qu'en absence d'hairpin vortex.

Enfin, sur la Figure IV-14, nous observons aussi que les contraintes au fond nécessaires pour mettre en suspension des billes sont 2 à 10 fois supérieures à celles nécessaires pour le charriage. Cette remarque est en accord avec les courbes de la littérature (*Van Rijn*, 1984; *Nino et al.*, 2003; *Cheng*, 2004). De plus, on voit que les seuils de mise en suspension déterminés expérimentalement sont très proches de la courbe de *Nino et al.*, 2003.

IV.3 Caractérisation des structures turbulentes

Notre étude portant sur les interactions entre les structures turbulentes détectées par la méthode des quadrants et des particules en mouvement, il est intéressant de caractériser ces structures, en particulier les éjections qui sont générées en même temps que les hairpin vortex. Nous avons vu qu'une éjection est générée pour chaque hairpin vortex, la fréquence des éjections correspond donc à la fréquence de lâcher de tourbillons décrite dans la section IV.1.3. Il reste donc à étudier leur taille et les statistiques du flux de quantité de mouvement, $-\rho_f u'v'$, en particulier la répartition spatiale des événements turbulents dans l'écoulement et leur contribution au flux de quantité de mouvement moyen.

IV.3.1 Taille des éjections

Afin de caractériser les structures turbulentes, nous cherchons à déterminer la taille des éjections. Pour ce faire, toutes les éjections sont repérées sur les images et nous déterminons la taille moyenne dans la direction longitudinale et dans la direction verticale de ces structures. La détection des éjections se fait en recherchant les régions de fluides définies par un $u' < 0$ et un $v' > 0$. Ces régions sont détectées comme des objets dont on peut déterminer la taille dans les deux directions. La Figure IV-15 présente les tailles moyennes des éjections obtenues dans la direction longitudinale, T_x et dans la direction verticale, T_y , en fonction du nombre de Reynolds Re_R de l'écoulement. Ces tailles sont mises sans dimensions en divisant par R .

Cette figure montre que la taille des éjections est quasiment constante en fonction de la vitesse de l'écoulement. En effet, on voit que T_x reste toujours quasiment égale à $3,7R$ et la taille T_y est à peu près égale à $2,1R$ quel que soit le nombre de Reynolds Re_R . La fréquence spatiale des hairpin vortex étant d'environ 4,5 à $5R$, la taille moyenne T_x des éjections obtenue est en accord avec le fait que l'on a une éjection par hairpin vortex généré. De plus, la hauteur de l'éjection est limitée par la position de la tête. En effet, nous avons vu que la tête des hairpin vortex est entre 2,3 et $2,5R$, la taille des éjections ne dépasse donc pas cette limite. De plus, les valeurs obtenues pour T_y montrent que les éjections ont tendance à occuper quasiment toute la hauteur entre le fond et la tête du vortex. Enfin, on observe que les éjections sont plus longues que hautes. Ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus par *Nakagawa and Nezu*, 1981; *Wark and Nagib*, 1991; *Bigillon and Garcia*, 2002, en écoulement à surface libre qui ont observé que $T_x > T_y$. Enfin, les tailles T_x et T_y de la Figure IV-15 peuvent être exprimées en unités de paroi, T_x^+ et T_y^+ . Dans ce cas, elles vont augmenter avec le nombre de Reynolds, de 130 à 450 unités de paroi pour T_x^+ et de 80 à 257 pour T_y^+ . Les tailles obtenues sont donc du même ordre de grandeur, voire un peu plus grandes que celles de la littérature et que celles que nous avons obtenues en turbulence naturelle, qui donnent un intervalle de taille en unités de paroi allant de 110 à 250 pour T_x et de 95 à 200 pour T_y .

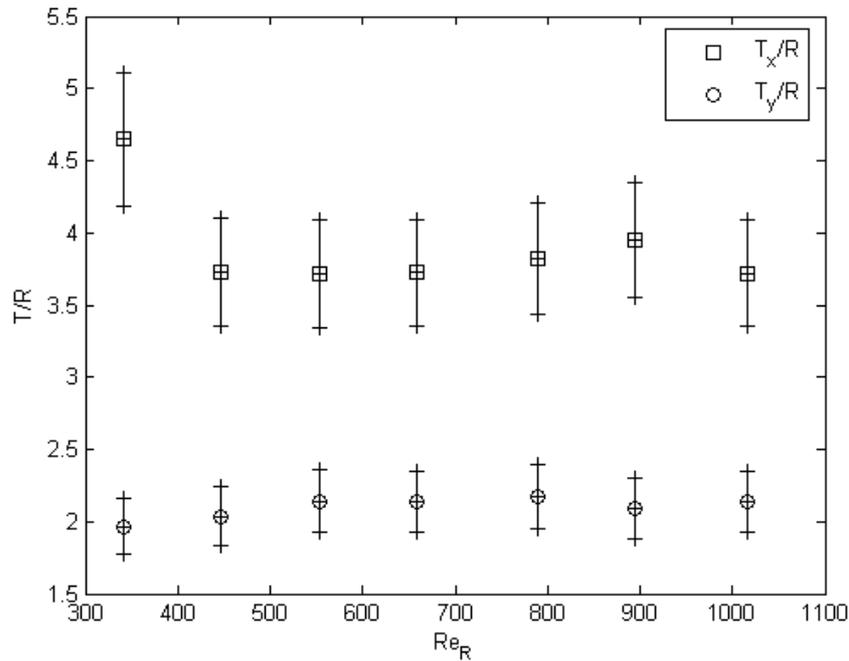


Figure IV-15 : Taille moyenne des éjections, T_x (□) et T_y (○), en fonction de Re_R . Les barres d'erreur correspondent aux écarts-types

Finalement, il est intéressant de noter que l'écart type des T_x et des T_y que nous obtenons est de 10 à 15% de la valeur moyenne alors qu'il était de l'ordre de 40 à 50% dans le cas des expériences en turbulence naturelle. Cet écart type met en évidence que les éjections sont relativement similaires en taille les unes aux autres. Cela confirme le fait que nous générons avec l'hémisphère, des vortex qui sont identiques.

IV.3.2 Répartition des événements turbulents dans l'écoulement

Comme nous avons vu dans la section II.1.1.3, la contribution des événements turbulents à la contrainte de Reynolds, RSi (équation (II-7)), ainsi que leur répartition spatiale, Si (équation (II-9)) sont des caractéristiques intéressantes à étudier. La Figure IV-16 et la Figure IV-17 illustrent respectivement les RSi et les Si pour $Re_R = 789$. Les RSi et les Si sont représentées pour deux positions après l'hémisphère (en $x/R = 8$ et en $x/R = 10$) et pour 2 hauteurs : en $y/R = 0,2$ et en $y/R = 0,6$. Ces conditions correspondent à un Re calculé au dessus de la plaque d'environ 2825 et une hauteur en unité de paroi de $y^+ = 15$ et $y^+ = 45$. Afin de pouvoir comparer à ce qui est observable en turbulence naturelle, nous représentons les RSi et les Si , calculés à partir de mesures en turbulence naturelle, sans particules, avec un $Re = 3000$ et en $y^+ = 30$. Nous rappelons que les RSi et les Si sont représentés en fonction du flux relatif de quantité de mouvement $H = \frac{u'v'}{u'v'}$.

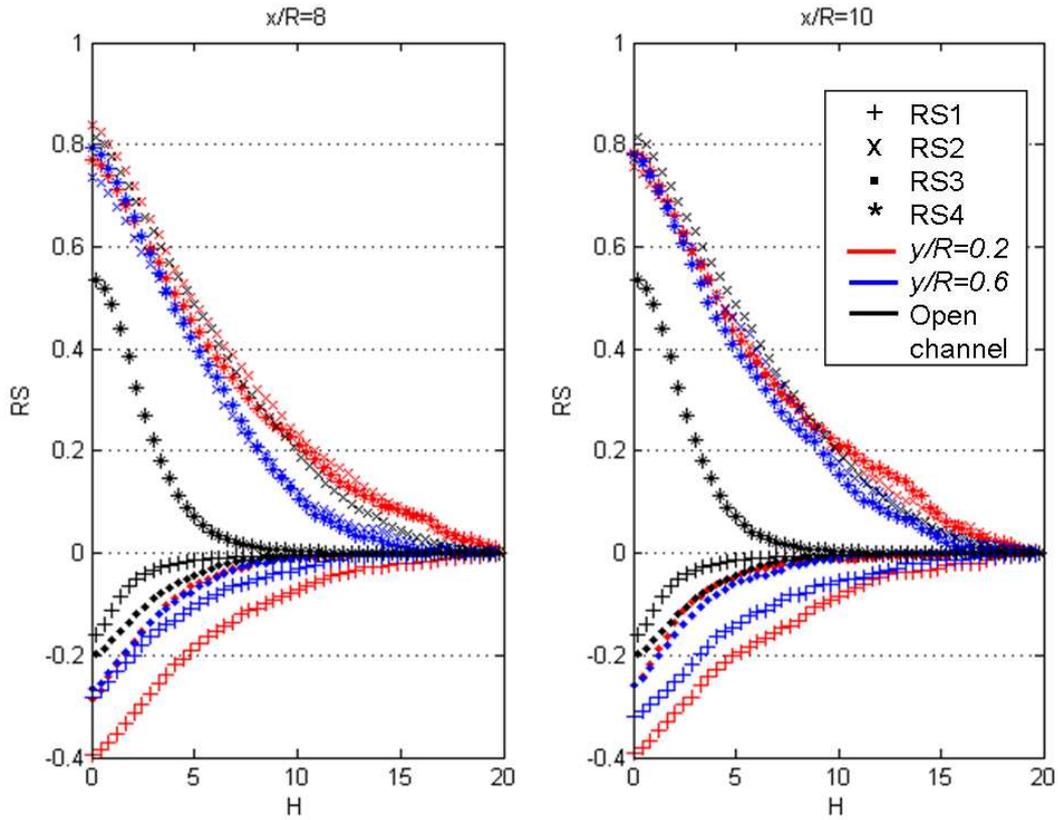


Figure IV-16 : RSi en $y = 0,18R$ (x) et en $y=0,9R$ (,), comparé avec les RSi en $y^+ = 30$ en écoulement de canal sans hémisphère(—)

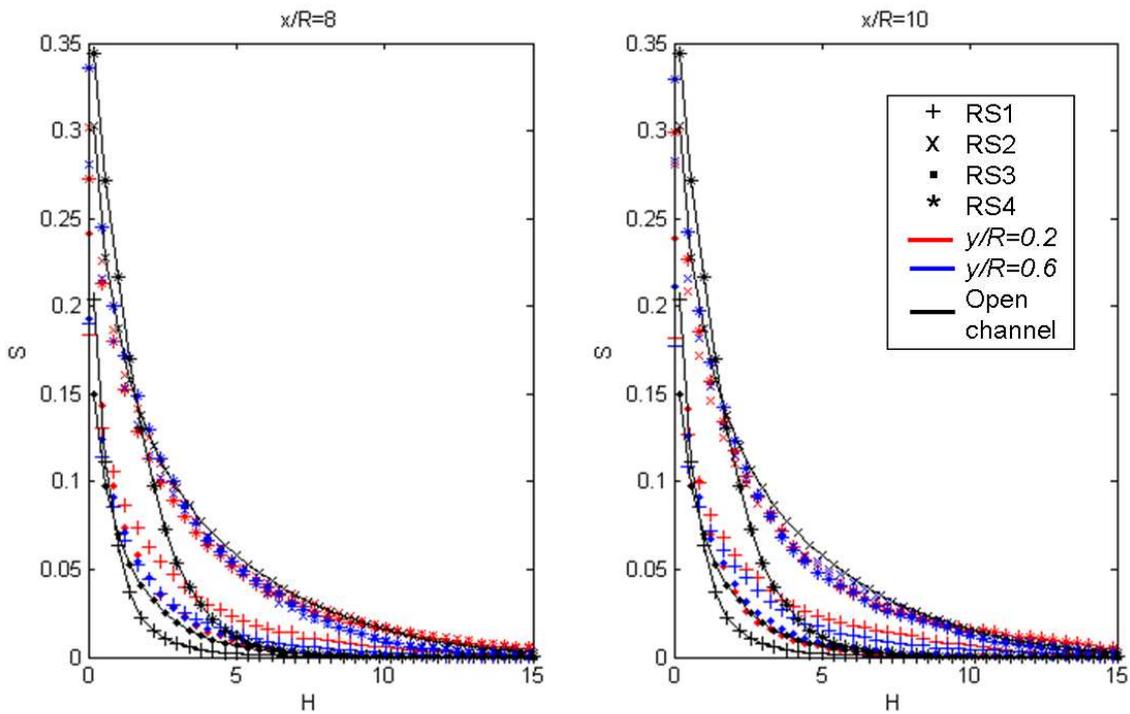


Figure IV-17 : Si en $y = 0,18R$ (x) et en $y=0,9R$ (,), comparé avec les Si en $y^+ = 30$ en écoulement de canal sans hémisphère(—)

Les deux figures mettent en évidence que la contribution des évènements à la contrainte de Reynolds et leur répartition spatiale sont un peu différentes dans le cas des hairpin vortex artificiels et dans celui des écoulements de turbulence de paroi naturelle. En fait, nous pouvons voir que la contribution à la production turbulente et la répartition spatiale des éjections (Q_2) et des Q_3 sont très proches dans les deux types d'écoulements. En revanche, les sweeps sont contribuent plus à la production turbulente et sont plus présents dans le cas de la turbulence artificielle que dans celui de la turbulence naturelle. Cette surreprésentation des sweeps se fait au détriment des Q_1 qui sont moins nombreux dans l'écoulement de turbulence artificielle que dans celui de turbulence naturelle.

Ces observations indiquent, que les éjections sont moins dominantes sur les autres évènements dans un écoulement d'hairpin vortex artificiels, par rapport à un écoulement de canal. En effet, en turbulence naturelle, les éjections sont les principaux producteurs de turbulence et les plus fréquents dans l'écoulement alors que dans le cas de la turbulence artificielle, les sweeps participent autant à la production turbulente et sont aussi présents que les éjections. Comme la répartition des évènements turbulents n'est pas tout à fait la même dans les deux types d'écoulement, nous pouvons supposer que la technique de génération des hairpins vortex ne permet pas de reproduire tous les évènements de la turbulence. Ceci indique que certaines éjections des écoulements naturels ne sont pas liées au bursting process. En revanche dans notre étude sur le mouvement des particules au sein des éjections, les structures générées seront suffisantes pour l'étude de la corrélation spatio temporelle entre une particule et une éjection donnée.

IV.4 Conclusion

Les expériences en turbulence artificielle sont réalisées en générant un train d'hairpin vortex dans le sillage d'un hémisphère. Une première étape de cette partie de l'étude a été de caractériser les hairpin vortex ainsi générés en écoulement d'eau claire. Nous avons notamment étudié et comparé leur signature avec celle des hairpin vortex détectés en turbulence de paroi. Nous avons ainsi constaté que les hairpin vortex générés sont très similaires en forme à ceux observés en turbulence naturelle. Après avoir détecté chaque tête de vortex, nous avons pu déterminer les caractéristiques générales des vortex. Nous avons en particulier montré que la tête des vortex est localisée entre $2,3$ et $2,5R$, que leur vitesse de convection est supérieure à la vitesse u_{tip} d'environ 10%. La fréquence de lâcher des tourbillons est de l'ordre du Hz. L'évolution de la vorticité des têtes en fonction de la distance à l'hémisphère montre un maximum en $x/R = 7-9$. Ceci correspond à la zone où les hairpin vortex sont les plus cohérents.

Afin de mieux connaître l'écoulement, les profils de vitesses moyennes et de variances en amont et en aval de l'hémisphère ont été comparés. Les résultats trouvés lors de cette caractérisation sont en accord avec la bibliographie. Nous avons ensuite étudié l'augmentation de la contrainte au fond en présence des hairpin vortex. Cette contrainte augmente d'un facteur 1,7 à 3,2. Une application importante au calcul de cette contrainte au fond a été l'étude des seuils de mise en mouvement et de mise en suspension de particules en présence et en absence d'hairpin vortex. L'augmentation de contrainte de cisaillement s'exerçant sur le fond facilite la mise en mouvement des particules en présence d'hairpin vortex par rapport à l'écoulement initial.

Enfin, nous avons cherché à caractériser les structures turbulentes détectées par la méthode des quadrants. Nous avons en particulier étudié la taille des éjections et leur contribution à la contrainte de Reynolds de l'écoulement. Il est apparu que la turbulence artificielle ne reproduit pas tous les évènements turbulents d'un écoulement de turbulence naturelle de paroi, mais pour l'étude de la corrélation entre le mouvement d'une particule et l'éjection qui l'entoure, elle est parfaitement adaptée.

**Chapitre V : INTERACTIONS ENTRE
STRUCTURES TURBULENTES ET PARTICULES
EN MOUVEMENT, CAS DES EXPERIENCES EN
TURBULENCE NATURELLE DE PAROI**

Les expériences en turbulence naturelle de paroi ont été réalisées dans le but de mettre en évidence le rôle des éjections dans le transport de particules. Par ailleurs, nous avons également cherché à caractériser ces structures responsables de la montée des particules dans l'écoulement. Enfin, nous proposons un mécanisme de transport basé sur l'interaction entre les particules en ascendantes et les éjections.

Ce chapitre est composé de la description de résultats généraux sur le transport observé, en particulier, les profils de concentration et de vitesse longitudinale des particules. Puis nous nous intéressons à la caractérisation de l'écoulement instantané autour des particules en mouvement. Pour ce faire, la taille de la zone de fluide étudiée autour de chaque particule est définie puis l'analyse par quadrants est appliquée dans cette zone pour toutes les particules afin de connaître le type de structures responsables de leur transport. Ensuite les caractéristiques telles que la contrainte turbulente, la contrainte visqueuse, la vorticité et les fluctuations de vitesse sont étudiées autour des particules afin de mettre en évidence les grandeurs impliquées dans le mouvement. Finalement, la position des particules à l'intérieur des structures turbulentes et le retard pris par les particules sur la structure sont analysés. Le chapitre se termine sur la mise en place d'un modèle conceptuel de transport des particules par les éjections.

Rappel des conditions expérimentales en écoulements chargés

Les conditions expérimentales, décrites dans le paragraphe III.2, sont rappelées dans le Tableau V-1. Il est important de noter que lors de ces expériences, il n'a pas été possible de déterminer la vitesse verticale des particules, mais uniquement son signe (section III.1.2.3).

| Test | Re | d (μm) | ρ (kg/m^3) | w_s (m/s) | Re_τ | d^+ | D^* | St_{u_s} | u_s/w_s | τ^*/τ_{crit}^* |
|---------|-------|-----------------------|----------------------------|-------------|-----------|-------|-------|------------|-----------|------------------------|
| Glass02 | 10000 | 199 | 2500 | 0,032 | 580 | 5,390 | 4,66 | 2,42 | 0,89 | 7,66 |
| CeraP02 | 10000 | 164 | 3800 | 0,041 | 580 | 4,53 | 4,79 | 3,19 | 0,71 | 4,67 |
| CeraG02 | 10000 | 208 | 3800 | 0,066 | 580 | 5,64 | 6 | 4,94 | 0,44 | 4,21 |
| Glass03 | 15000 | 199 | 2500 | 0,032 | 842 | 6,20 | 4,75 | 3,20 | 1 | 10,54 |
| CeraP03 | 15000 | 164 | 3800 | 0,041 | 842 | 5,06 | 4,79 | 3,98 | 0,79 | 6,13 |
| CeraG03 | 15000 | 208 | 3800 | 0,066 | 842 | 6,30 | 6 | 6,17 | 0,49 | 5,40 |
| Glass04 | 24000 | 199 | 2500 | 0,032 | 1330 | 7,13 | 4,69 | 4,24 | 1,17 | 14,5 |
| CeraP04 | 24000 | 164 | 3800 | 0,041 | 1330 | 5,94 | 4,79 | 5,48 | 0,93 | 9,43 |
| CeraG04 | 24000 | 208 | 3800 | 0,066 | 1330 | 7,46 | 6,04 | 8,65 | 0,58 | 7,43 |
| Glass05 | 30000 | 199 | 2500 | 0,032 | 1681 | 7,77 | 4,72 | 5,03 | 1,26 | 17,94 |
| CeraP05 | 30000 | 164 | 3800 | 0,041 | 1681 | 6,40 | 4,79 | 6,38 | 1 | 10,98 |
| CeraG05 | 30000 | 208 | 3800 | 0,066 | 1681 | 8,05 | 6,04 | 10,1 | 0,62 | 9,19 |

Tableau V-1 : Rappel des conditions expérimentales des tests en écoulements chargés en particules en turbulence naturelle de paroi

V.1 Résultats généraux sur le transport solide

V.1.1 Profils de concentration

Pour la détermination du profil de concentration, l'image PIV est découpée en bandes horizontales de hauteur Δy . La concentration étudiée ici est une concentration surfacique car la PIV ne permet d'avoir l'information que dans un plan de l'écoulement. La distribution verticale de concentration de billes dans l'écoulement est estimée par le rapport entre la surface occupée par les billes sur les bandes et la taille totale des bandes considérées. Ce profil de concentration, $\langle C(y) \rangle$, est calculé avec l'équation (V-1) dans laquelle $N(y)$ est le nombre de billes détectées à la hauteur y dans l'écoulement sur toutes les images, S_B est la surface occupée par une bille ($S_B = \pi \cdot d^2 / 4$) exprimée en pixels², S_I est la surface de la bande de l'image à la hauteur considérée ($1600 \text{ pix} \times \Delta y \text{ pix}$) et N_I est le nombre d'images à partir duquel est déterminé ce profil de concentration. Cette concentration est donnée avec une précision de $\pm 1\%$.

$$\langle C(y) \rangle = \frac{N(y) \cdot S_B}{N_I \cdot S_I} \quad (\text{V-1})$$

Il est courant de comparer les profils de concentration aux profils de Rouse (*Rouse, 1937*). Ce profil, obtenu par intégration sur la verticale de l'équation de transport-diffusion pour un traceur passif, est donné par l'équation (V-2), dans laquelle a est la hauteur de référence et $\langle C(a) \rangle$ la concentration de référence prise à la hauteur a . Le paramètre β est un paramètre empirique de calage de la courbe. L'étude analytique de *Greimann et al., 1999*, a montré que le profil de Rouse est valable tant que le rapport $St_b / \kappa y/h$ est inférieur à 1. Dans cette étude, les auteurs définissent le nombre de Stokes, St_b ,

en prenant un temps caractéristique du fluide égal à $\frac{h}{u_*}$. Dès que ce rapport est de l'ordre de 1, le profil de Rouse a tendance à surestimer la concentration.

$$\frac{\langle C(y/h) \rangle}{\langle C(a) \rangle} = \left(\frac{y/h-1}{y/h} \cdot \frac{a}{a-1} \right)^{\frac{w_s}{\beta \kappa u_*}} \quad (V-2)$$

Les profils de concentration expérimentaux sont comparés au profil de Rouse sur la Figure V-1. Sur cette figure, les profils de Rouse sont donnés en trait plein, avec le même code couleur que la concentration expérimentale. Pour dessiner ces profils, il a fallu choisir a et estimer β . Nous avons pris arbitrairement $a = 0,05h$ et β a été ajusté pour chaque série de données, il est égal à $2 \pm 0,3$. Cette valeur est en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature qui s'étalent de 0,7 à 10 (Dyer, 1986; Breugem and Uijttewaai, 2006). La concentration en particules est calculée sur toute la hauteur. Comme moins de 2% des particules sont transportées au dessus de $y/h = 0,2$, nous choisissons de ne tracer les profils qu'en dessous de cette limite. Le fait que quasiment aucune particule ne soit transportée au dessus de $y/h = 0,2$ indique que l'essentiel du transport dans nos expériences a lieu dans la couche interne de l'écoulement où on observe le bursting process.

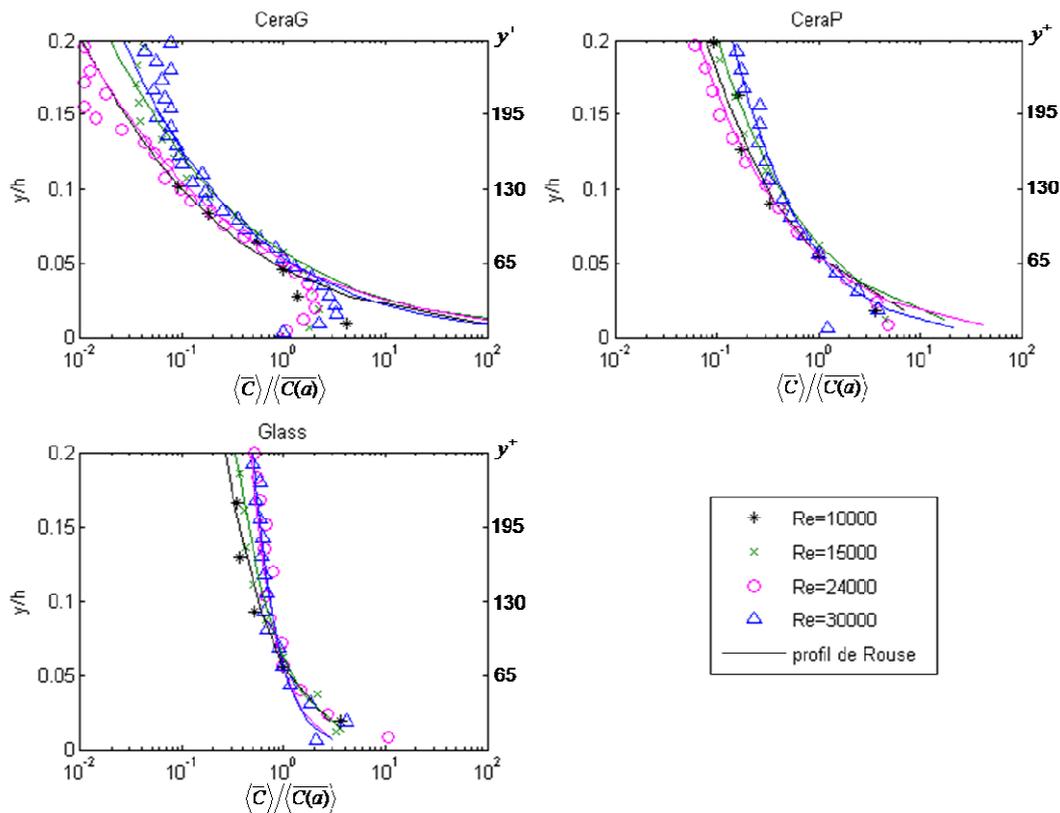


Figure V-1 : Comparaison des profils expérimentaux de concentration au profil de Rouse (—) pour chaque Re , dans le cas des billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les y^+ sont donnés pour $Re=24000$

L'observation de la Figure V-1 montre que les profils de Rouse représentent bien nos profils de concentration au dessus d'une certaine hauteur. En effet, en $y/h > 0,04$, les profils de concentration des billes CeraG sont très proches des profils de Rouse. En revanche, on voit que pour $y/h < 0,04$, le profil de Rouse et nos profils expérimentaux dans les tests CeraG s'éloignent. On observe la même tendance, plus près du fond pour les tests CeraP et Glass, pour lesquels cet effet est visible en $y/h < 0,02$. Ces résultats sont en accord avec l'étude de *Greimann et al.*, 1999. En effet, dans nos expériences, dans le haut de l'écoulement, le rapport $St_b / \kappa y/h$ est très petit devant 1, et il devient de l'ordre de 1 quand on s'approche du fond. En particulier, pour les tests CeraG, le rapport est de l'ordre de 1 pour $y/h < 0,03$ et pour les tests CeraP et Glass à partir de $y/h < 0,02$.

De plus, *Breugem and Uijtewaal*, 2006 ont montré que lorsque les particules sont injectées par la surface libre, si les mesures sont réalisées trop près de la zone d'injection, alors les profils de concentration sont fortement déformés par rapport au profil de Rouse. On peut donc supposer que le transport étudié ici n'est pas influencé par l'injection des billes.

Enfin, en intégrant les profils de concentration, nous pouvons obtenir la concentration moyenne. Cette concentration moyenne varie entre 4.10^{-4} et 8.10^{-4} suivant les tests. La concentration est donc très faible. Elle reste inférieure à 10^{-3} qui est le seuil à partir duquel la présence des particules dans l'écoulement engendre des modifications des caractéristiques de l'écoulement et de la turbulence (*Greimann et al.*, 1999; *Muste et al.*, 2005).

V.1.2 Vitesse longitudinale moyenne des particules

Dans cette partie, nous nous intéressons aux profils de vitesse moyenne longitudinale $\langle \overline{U_p} \rangle$ des billes transportées par l'écoulement. Ces vitesses moyennes seront comparées aux profils de vitesses moyennes $\langle \overline{u} \rangle$ de l'écoulement non chargé. La Figure V-2 représente les profils de vitesses pour tous les tests réalisés pour (a) $Re=10000$, (b) $Re=15000$, (c) $Re=24000$, (d) $Re=30000$.

La première observation, qui ressort de la Figure V-2, est qu'en moyenne, les billes se déplacent moins vite que le fluide. Ceci confirme ce qui a été observé dans de précédents travaux (*Kaftori et al.*, 1995c; *Kiger and Pan*, 2002; *Nezu and Azuma*, 2004; *Muste et al.*, 2005; *Breugem and Uijtewaal*, 2006). De plus, on observe que la vitesse des billes est comprise entre 75 et 95% de la vitesse moyenne du fluide. Les observations de *Kaftori et al.*, 1995c suggèrent que les billes se déplacent moins rapidement que l'écoulement moyen car la vitesse instantanée du fluide qui entoure les particules est plus faible que la vitesse la vitesse moyenne du fluide.

Pour chaque hauteur, la variance de vitesse des particules autour de leur vitesse moyenne est relativement importante, plus ou moins 20 à 25% dans le haut de l'écoulement et environ 50% près du fond. On connaît la vitesse des particules avec une précision 5%. L'importance de la variance de vitesse traduit donc le fait que même si majoritairement les particules sont dans des zones de faible vitesse, certaines d'entre elles peuvent être transportées dans des zones de fluide plus rapide que l'écoulement moyen. En particulier, l'augmentation de la variance près du fond est liée à la présence de rebonds des particules.

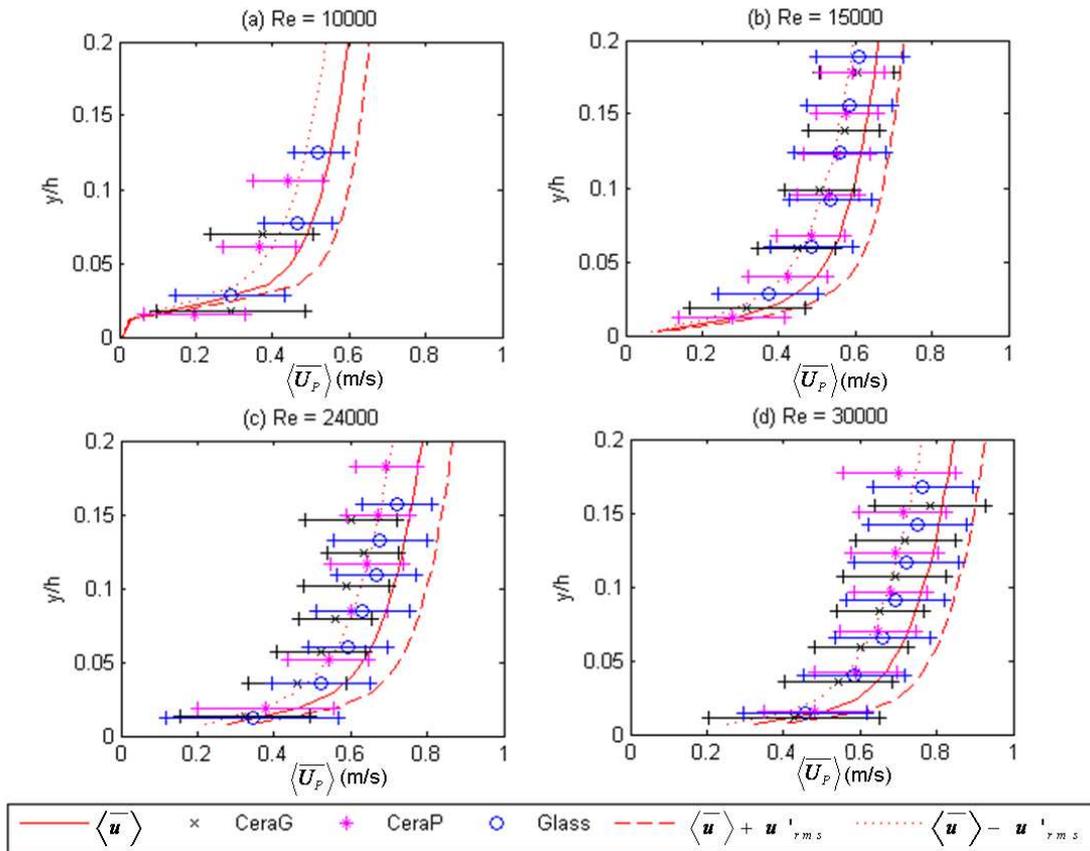


Figure V-2 : Vitesse moyenne des particules dans la direction longitudinale $\langle \overline{U}_p \rangle$ en m/s, comparée à la vitesse moyenne $\langle \overline{u} \rangle$ de l'écoulement non chargé (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$ et (d) $Re = 30000$. Les barres d'erreurs représentent l'écart-type sur U_p

V.2 Détermination de la taille du voisinage

L'objectif de ces expériences étant d'étudier l'écoulement turbulent agissant de façon instantanée sur chaque particule, nous cherchons à caractériser cette turbulence autour des particules. Pour ce faire, nous choisissons d'appeler « voisinage » la zone de fluide étudiée autour de chaque bille. Le voisinage est pris carré pour convenir avec la forme des données. Il est centré sur la bille. Sa taille est notée D^+ et est exprimée en unités de paroi, $D^+ = Du_* / \nu$, où D est la dimension de l'arrête du voisinage définie sur la Figure V-3. Cette figure est un exemple du voisinage d'une bille montrant les vecteurs fluctuations de vitesse qui le composent.

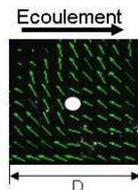


Figure V-3 : Exemple de voisinage autour d'une bille et des vecteurs fluctuations de vitesse qui le composent. Définition de la taille D

Les travaux précédents (*Rashidi et al.*, 1990; *Nezu and Nakagawa*, 1993; *Bigillon and Garcia*, 2002; *Bigillon and Garcia*, 2005) ont montré que les structures responsables du transport de sédiments, sont caractérisées par un fort flux relatif de quantité de mouvement, w , donné par l'équation (V-3). Dans cette équation, $-\rho_f u'v'$ est le flux de quantité de mouvement instantané et $-\rho_f \overline{u'v'}$ est le flux de quantité de mouvement moyen dans le temps, qui correspond à la contrainte turbulente ou contrainte de Reynolds.

$$w = \frac{u'v'}{\overline{u'v'}} \quad (V-3)$$

Une étude de sensibilité de la taille du voisinage a été réalisée afin d'en déduire la taille de la zone de fluide qui sera analysée autour de chaque particule. Pour ce faire, l'évolution du flux relatif de quantité de mouvement entourant les billes est calculée en fonction de la taille du voisinage. La Figure V-4 montre cette évolution pour les trois types de billes, pour un écoulement de $Re = 24000$. Pour chaque type de bille, lorsque la taille D^+ augmente, deux tendances apparaissent. Tout d'abord, le flux relatif de quantité de mouvement impliqué dans le transport reste constant et ne semble pas dépendre de D^+ . Puis, à partir d'une taille critique, il décroît.

Ces tendances peuvent s'expliquer par la taille des structures turbulentes présentes dans l'écoulement. Tant que le voisinage choisi se trouve au sein d'une structure turbulente, le flux relatif de quantité de mouvement reste maximal. En revanche, dès que le voisinage englobe du fluide hors de la structure, il est composé de vecteurs très intenses de la structure ainsi que d'autres vecteurs beaucoup moins intenses, ce qui entraîne une chute du flux relatif de quantité de mouvement entourant les billes. La taille du voisinage est donc choisie de façon à rester au sein de la structure tout en gardant le maximum d'information fluide. La Figure V-4 nous permet de choisir, pour un Re de 24000, une taille maximale, D^+ , de 70 unités de paroi, ce qui correspond à une taille de 8 à 11 d .

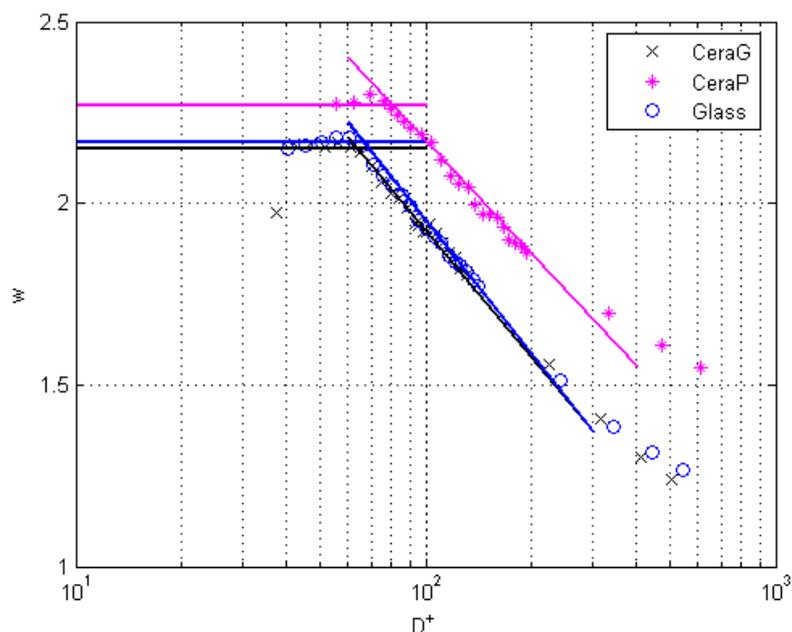


Figure V-4 : Etude de l'évolution du flux relatif de quantité de mouvement w autour des billes, en fonction de la taille du voisinage, cas $Re=24000$

Cette analyse a été faite pour toutes les conditions hydrauliques. Les tailles de voisinage choisies pour chaque écoulement sont répertoriées sur la Figure V-5. Nous avons remarqué que la taille du voisinage est inférieure à la taille typique des structures rencontrées dans les écoulements turbulents (voir section III.2.3.1 et *Nakagawa and Nezu, 1981; Kumar et al., 1998; Bigillon and Garcia, 2002*). En particulier, la taille du voisinage varie entre 20 et 37% de la taille moyenne des éjections détectées dans nos écoulements (section III.2.3.1). Nous étudions donc ici la zone de fluide autour de la particule qui semble importante pour son mouvement.

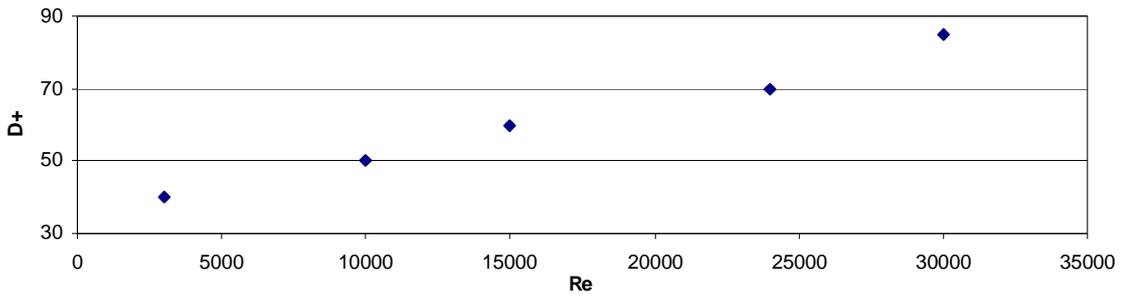


Figure V-5 : Tailles des voisinages en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement

Sur la Figure V-5, on voit que D^+ augmente avec le nombre de Reynolds. Cette tendance peut être expliquée par la légère augmentation de la taille des structures avec le nombre de Reynolds de l'écoulement mise en évidence dans la section III.2.3.1. Cette tendance pourrait aussi être expliquée par le fait que plus le nombre de Reynolds Re de l'écoulement est grand, plus la particule se rapproche du centre géométrique de la structure qui la transporte. En effet, comme le montre la Figure V-6 plus les particules sont transportées vers le centre de la structure, plus la taille du voisinage pourra être grande.

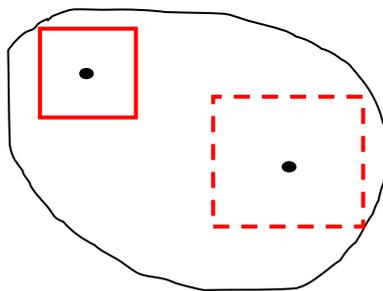


Figure V-6 : Schématisation de l'influence sur la taille du voisinage de la position de la particule dans la structure

V.3 Importance du flux de quantité de mouvement instantané dans le transport

Nous avons vu dans la section II.1.1.2 que la turbulence de paroi, notamment étudiée par *Adrian et al., 2000a*, est décrite par 3 types de zones distinctes (i) les régions de fort flux instantané de quantité de mouvement, $-\rho_f u'v'$, (ii) les zones de fort cisaillement, $\partial u/\partial y$ et (iii) les zones de forte vorticité transverse, ω ( quation(IV-1)). Dans ce paragraphe, nous cherchons maintenant à identifier parmi ces trois types de zones, lesquelles sont impliquées dans le transport de particules

V.3.1 Méthodologie et notations

Nous étudions l'évolution du flux de quantité de mouvement, $\tau_T = -\rho_f u'v'$, de la contrainte visqueuse instantanée $\tau_L = \mu \cdot \partial u/\partial y$ et de la vorticité relative $\omega/\bar{\omega}$ autour des billes afin d'identifier quelle grandeur parmi celles-ci intervient dans le transport. $\bar{\omega}$ est la moyenne temporelle de la vorticité. Le flux de quantité de mouvement et la contrainte visqueuse sont mis sans dimension en utilisant l'équation (V-4) donnée pour τ_T . Nous choisissons cette adimensionalisation afin de nous rapporter aux caractéristiques des particules.

$$\tau_T^* = \frac{\tau_T}{g(\rho - \rho_f)d} \quad (\text{V-4})$$

L'étude se fait en plusieurs étapes :

Calcul dans le voisinage

Le voisinage de chaque bille étant composé de plusieurs vecteurs vitesses (Figure V-3), nous calculons les trois grandeurs pour chaque vecteur du voisinage de chaque bille.

Moyenne sur le voisinage

Pour chaque bille nous déterminons le flux de quantité de mouvement, la contrainte visqueuse et la vorticité relative qui lui sont associées en moyennant sur tous les vecteurs de son voisinage. Les grandeurs associées aux billes sont notées avec un indice 'B', on obtient donc $\tau_{T_B}^*$, $\tau_{L_B}^*$ et $(\omega/\bar{\omega})_B$. Ces valeurs moyennes sont déterminées en utilisant l'équation (V-5), qui est donnée pour τ_T^* et dans laquelle N_V est le nombre de vecteurs du voisinage de la bille considérée.

$$\tau_{T_B}^* = \frac{1}{N_V} \sum_1^{N_V} \tau_T^* \quad (\text{V-5})$$

Pour chaque quantité, nous étudions sa fonction de densité de probabilité (PDF) autour des particules. La PDF est donnée par l'équation (V-6) pour les $\tau_{T_B}^*$. Dans cette équation n_i est le nombre de particules entourées par un flux de quantité de mouvement compris dans l'intervalle $[\tau_T - \Delta\tau_T/2; \tau_T + \Delta\tau_T/2]$, n_{tot} est le nombre total de particules étudiées.

$$PDF(\tau_{T_B}^*) = \frac{n_i}{n_{tot}} \quad (V-6)$$

Moyenne sur les billes

Finalement, il est possible de déterminer la fonction gaussienne approximant convenablement la PDF et d'en déduire la moyenne ainsi que l'écart-type. Les quantités moyennes seront notées entre crochets et on pourra noter en indice le conditionnement fait sur le calcul. Par exemple, $\langle \tau_{T_B}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ représente le flux moyen de quantité de mouvement autour des particules qui sont dans des éjections (Q_2) et qui montent ($V_p > 0$) alors que $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ représente le flux moyen de quantité de mouvement sans conditionnement. Dans les Tableau V-2 à Tableau V-6, les valeurs moyennes sont accompagnées des écarts-types calculés de la même façon.

V.3.2 Importance du flux de quantité de mouvement

Afin de mettre en évidence laquelle de ces trois grandeurs est importante dans le transport des particules, nous commençons par dessiner leur PDF autour de toutes les particules qui montent et de toutes celles qui descendent. Nous étudions ensuite les valeurs atteintes par le flux moyen de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$, par la contrainte visqueuse moyenne $\langle \tau_{L_B}^* \rangle$ et la vorticité relative moyenne $\langle \left(\frac{\omega}{\omega} \right)_B \rangle$ en distinguant les particules qui montent ($V_p > 0$) de celles qui descendent ($V_p < 0$).

La Figure V-7 présente les PDF des trois grandeurs pour le test CeraP04, qui est pris à titre d'exemple. Le Tableau V-2 présente ensuite les valeurs de ces 3 grandeurs moyennes autour des billes pour chaque test.

Dans le cas du test CeraP04, la Figure V-7 montre que la PDF du flux de quantité de mouvement autour des billes qui montent est décalé vers les plus grandes valeurs de $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ par rapport à celle autour des particules qui descendent. Ceci indique que la probabilité d'avoir un important flux de quantité de mouvement est plus grande dans le voisinage des particules qui montent que dans celui de celles qui descendent. Cette observation est vérifiée par les valeurs moyennes du Tableau V-2, en effet, pour ce test, $\langle \tau_{T_B}^* \rangle_{V_p > 0}$ est plus grand que $\langle \tau_{T_B}^* \rangle_{V_p < 0}$. Cette tendance n'est pas visible pour la contrainte visqueuse et pour la vorticité. Pour ces deux grandeurs, les PDF sont confondues et la valeur moyenne ne varie quasiment pas.

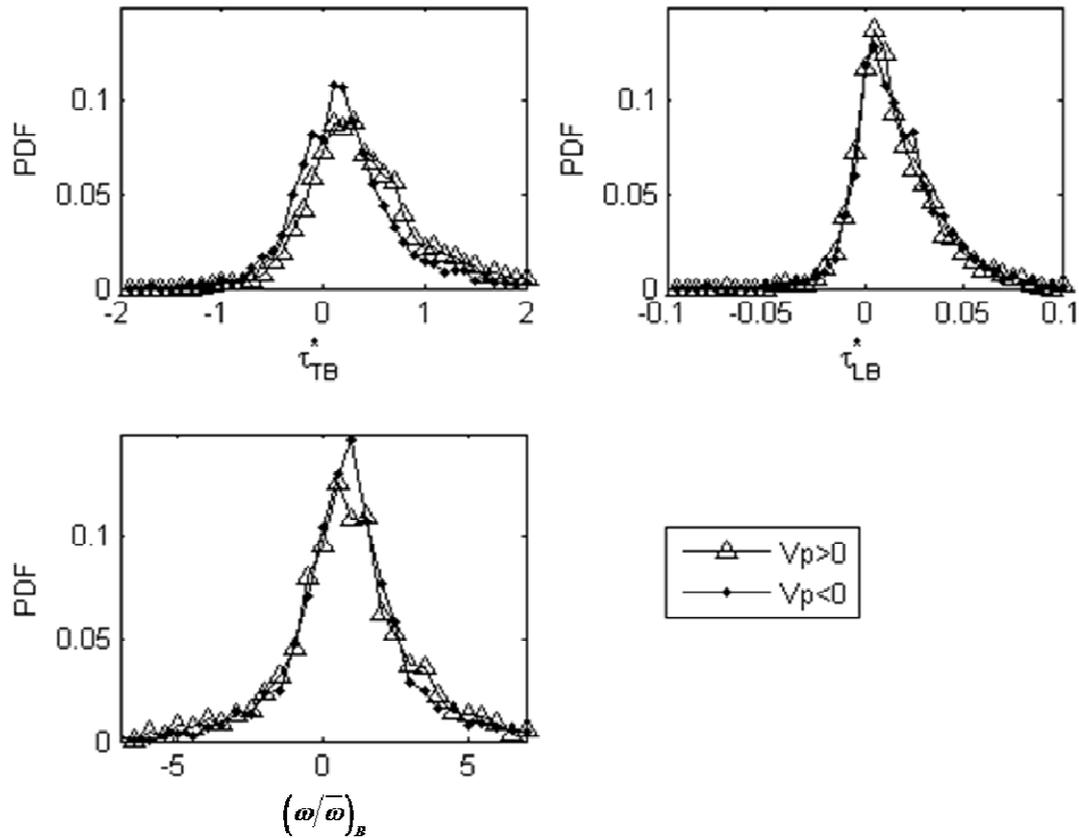


Figure V-7 : PDF (a) du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{TB}^* \rangle$, (b) de la contrainte visqueuse $\langle \tau_{LB}^* \rangle$ et (c) de la vorticité relative $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle$, autour des particules qui montent (Δ) et de celles qui descendent (\bullet), test CeraP04

| Test | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p > 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p < 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{LB}^* \rangle_{V_p > 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{LB}^* \rangle_{V_p < 0}$ * 10^{-3} | $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle_{V_p > 0}$ | $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle_{V_p < 0}$ |
|---------|--|--|--|--|---|---|
| CeraG02 | 56±201 | 47±133 | 1,2±4,5 | 2,3±7,3 | 0,72±2 | 0,39±1,67 |
| CeraG03 | 122±292 | 99±291 | 3,5±11 | 4,3±12,5 | 0,61±2,58 | 0,62±2,24 |
| CeraG04 | 225±471 | 143±373 | 7,5±16,6 | 7,7±16,6 | 0,69±2,33 | 0,73±2,16 |
| CeraG05 | 243±587 | 158±498 | 6,4±15,7 | 5,1±14,3 | 0,76±2,73 | 0,70±2,5 |
| CeraP02 | 125±278 | 96±269 | 5,0±10,6 | 12,8±21,8 | 0,73±1,53 | 0,57±1,15 |
| CeraP03 | 194±392 | 138±349 | 9,1±17,9 | 11,6±19,4 | 0,73±1,74 | 0,76±1,45 |
| CeraP04 | 280±616 | 142±532 | 9,6±21,5 | 11,4±23,3 | 0,78±2,18 | 0,82±1,79 |
| CeraP05 | 363±715 | 177±577 | 4,6±14,2 | 3,8±12,7 | 0,91±2,78 | 0,62±2,69 |
| Glass02 | 302±602 | 151±511 | 5,9±15,6 | 5,8±14,7 | 0,77±2,38 | 0,78±1,97 |
| Glass03 | 156±380 | 114±342 | 3,7±10,9 | 4,1±13,1 | 0,75±2,15 | 0,56±2,16 |
| Glass04 | 245±649 | 164±376 | 4,5±13,24 | 2,8±11,5 | 0,6±2,25 | 0,5±2,05 |
| Glass05 | 246±688 | 193±613 | 3,2±11 | 2,8±10,2 | 0,57±2,58 | 0,55±2,49 |

Tableau V-2 : Valeurs moyennes et écarts-types autour des billes qui montent et qui descendent (i) du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{TB}^* \rangle$, (ii) de la contrainte visqueuse $\langle \tau_{LB}^* \rangle$ et (iii) de la vorticité

relative $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle$

Pour les autres tests, des tendances similaires se dégagent du Tableau V-2. En effet, on observe que le flux de quantité de mouvement est 1,2 à 2,1 fois plus important autour des billes qui montent qu'autour de celles qui descendent, alors que pour la contrainte visqueuse et la vorticit   aucune tendance particuli  re n'appara  t entre les particules qui montent et celles qui descendent. Ces r  sultats sugg  rent que c'est le flux de quantit   de mouvement qui semble   tre impliqu   dans le mouvement vertical des particules alors que les deux autres quantit  s ne semblent pas l'influencer de fa  on claire et syst  matique.

Enfin, nous remarquons que le flux de quantit   de mouvement autour des particules varie entre 0,06 et 0,36 alors que la contrainte visqueuse est comprise entre 0,001 et 0,01. Ceci indique que la contrainte totale agissant sur les particules est principalement compos  e de flux de quantit   de mouvement. De plus, on voit que la vorticit   relative autour des particules est comprise entre 0,63 et 1,08, elle est donc inf  rieure ou   gale    la vorticit   moyenne de l'  coulement. Les particules qui montent ont donc tendance      tre dans des zones de fort flux de quantit   de mouvement et de faibles contraintes visqueuses et vorticit  s transverses.

La Figure V-7 et le Tableau V-2 mettent donc en   vidence l'importance du flux de quantit   de mouvement instantan   et local dans le transport des particules et en particulier dans leur mouvement ascendant. Ce r  sultat est en accord avec les pr  c  dents travaux (*Sumer and Deigaard, 1981; Rashidi et al., 1990; Nezu and Nakagawa, 1993; Nino and Garcia, 1996; Bigillon and Garcia, 2002; Bigillon and Garcia, 2005*). De ce fait, la suite de cette analyse portera sur les structures turbulentes d  finies par un important flux de quantit   de mouvement, en particulier les   jections et les sweeps.

V.4 R  le des   jections dans le transport des billes

Principe de l'analyse par quadrants

L'application de la m  thode des quadrants (section II.1.1.3) dans le voisinage de chaque bille va permettre d'identifier le type de structure turbulente qui l'entoure (*Lu and Willmarth, 1973; Nakagawa and Nezu, 1977; Nezu and Nakagawa, 1993; Bigillon and Garcia, 2002*). Les structures coh  rentes associ  es    chaque quadrant sont les (i) Q_1 ($u' > 0$ et $v' > 0$), (ii) les   jections ou Q_2 ($u' < 0$ et $v' > 0$), (iii) les Q_3 ($u' < 0$ et $v' < 0$) et (iv) les sweeps ou Q_4 ($u' > 0$ et $v' < 0$). Dans cette   tude, l'analyse par quadrants est appliqu  e autour des particules sans de crit  re de d  tection ($H=0$).

L'analyse par quadrants dans le voisinage d'une bille va fournir un pourcentage de vecteurs class  s dans chaque quadrant. Afin d'identifier la structure dominante dans le voisinage, il faut appliquer un crit  re sur cette r  partition. Le crit  re choisi est de 50%, c'est-  -dire qu'une bille est consid  r  e comme entour  e par une structure de type Q_i si au moins 50% des vecteurs qui l'entourent ont   t   class  s dans le quadrant i . Le choix de ce crit  re permet de s'assurer qu'aucune particule ne puisse   tre r  f  renc  e dans deux structures diff  rentes.

Afin de mieux comprendre l'influence de chaque type d'  v  nement turbulent dans le comportement des particules, l'analyse par quadrants est en premier appliqu  e autour de toutes les billes (section V.4.1), puis autour des billes qui montent ($V_p > 0$) (section V.4.2) et autour de celles qui descendent ($V_p < 0$) (section V.4.3).

V.4.1 Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes

Analyse sur toute la hauteur ($0 < y < 0,2h$)

La Figure V-8 illustre la répartition des billes dans les différents quadrants. Cette figure est un histogramme représentant pour chaque test, le pourcentage de billes détectées dans chaque type de structures. Nous avons ajouté sur cette figure la répartition moyenne des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire (Clear). Il apparaît sur cette figure que les éjections et les sweeps sont dominants autour des particules par rapport aux autres structures. En effet, quel que soit le test, plus de 70 % des billes transportées sont localisées dans des éjections ou dans des sweeps (Q_2 et Q_4). Le reste des billes est localisé dans les structures de type Q_1 ou Q_3 .

Ces observations sont en accord avec de précédents résultats (Nino et al., 1995; Kiger and Pan, 2002; Nezu and Azuma, 2004; Bigillon and Garcia, 2005; Cuthbertson and Ervine, 2007) montrant l'importance des éjections et des sweeps dans le transport de particules. On peut supposer que cette tendance est liée au fait que parmi les 4 types de structures, ce sont les Q_2 et les Q_4 qui sont les évènements les plus représentés spatialement (Figure III-15) et les principaux générateurs de flux de quantité de mouvement dans l'écoulement (Figure III-14, Nezu and Nakagawa, 1993). Or, d'après la Figure V-8, on voit que les éjections sont les structures les plus représentées, avec 42,9 à 60,3% des particules, alors que seulement 16,5 à 30 % des billes sont dans des sweeps. Cette forte représentation des éjections autour des particules n'est donc pas simplement liée à leur importance dans l'écoulement, qui ne s'élève qu'à 30 à 35% pour l'écoulement non chargé, mais elle est bien liée à la ségrégation des particules dans ces structures.

De plus, la dominance des éjections dans le transport des particules explique le fait que les particules vont en moyenne moins vite que l'écoulement. En effet, les éjections étant définies par une vitesse u' négative, la vitesse instantanée du fluide autour de la particule est inférieure à la vitesse moyenne de l'écoulement. Les particules transportées iront donc moins vite que l'écoulement moyen, comme l'avait aussi observé Kaftori et al., 1995c. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe V.6.2.

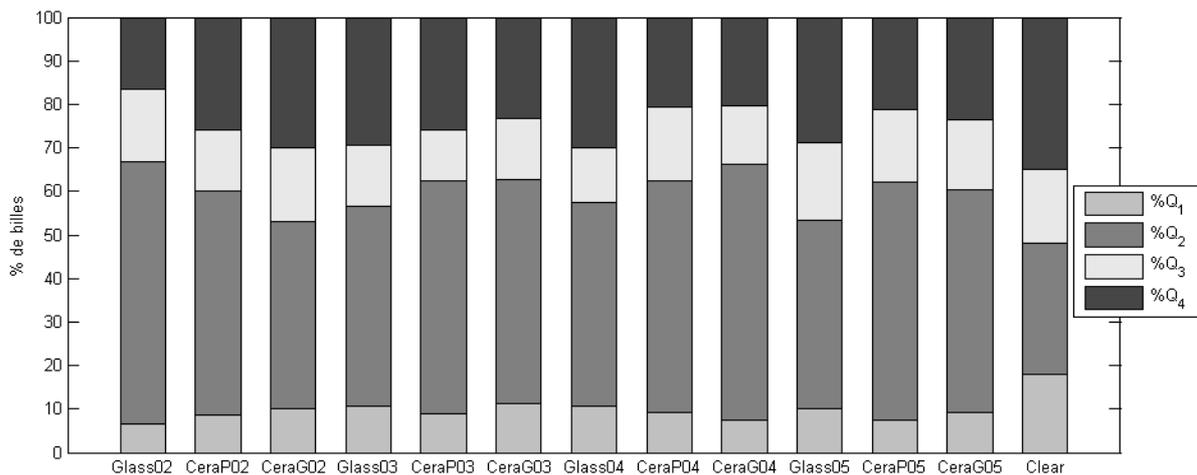


Figure V-8 : Analyse par quadrants autour des billes sans conditionnement sur la vitesse verticale des billes, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire

Influence de la hauteur des particules

On s'intéresse maintenant à l'évolution de la répartition des billes dans les structures en fonction de leur hauteur. Cette évolution est donnée sur la Figure V-9, sur laquelle le nombre de particules dans les éjections et dans les sweeps est représenté en fonction de la hauteur des particules et du nombre de Reynolds Re de l'écoulement pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Nous avons également fait apparaître sur cette figure l'évolution de la répartition des éjections et des sweeps dans l'écoulement d'eau claire en fonction de la hauteur.

On observe une légère augmentation de l'importance des éjections avec la hauteur. En effet, les éjections passent de 40% au fond à 60% au-delà de $y^+=75$. Cette augmentation est en accord avec celle observée dans un écoulement d'eau claire. La tendance pour les sweeps est un peu différente : ils passent de 30% à 15% entre le fond et $y^+=75$. Ces résultats sont en accord avec ceux de *Cuthbertson and Irvine, 2007*, qui ont observé que le pourcentage de billes transportées par les éjections augmente avec la hauteur, alors que celui des billes dans les sweeps est plus important près du fond que dans le haut de l'écoulement. Ces résultats sont aussi en accord avec les observations de *Bennett and Best, 1995*. Les auteurs suggèrent que l'entraînement et le dépôt des particules sont dus aux sweeps et le transport par suspension aux éjections. En effet, si haut dans l'écoulement les particules sont majoritairement transportées par des éjections, alors ceci pousse à croire que ces structures sont responsables du transport par suspension. Enfin, il n'apparaît pas d'influence marquée du nombre de Reynolds de l'écoulement ou du Stokes St_{u_s} des particules sur ces conclusions.

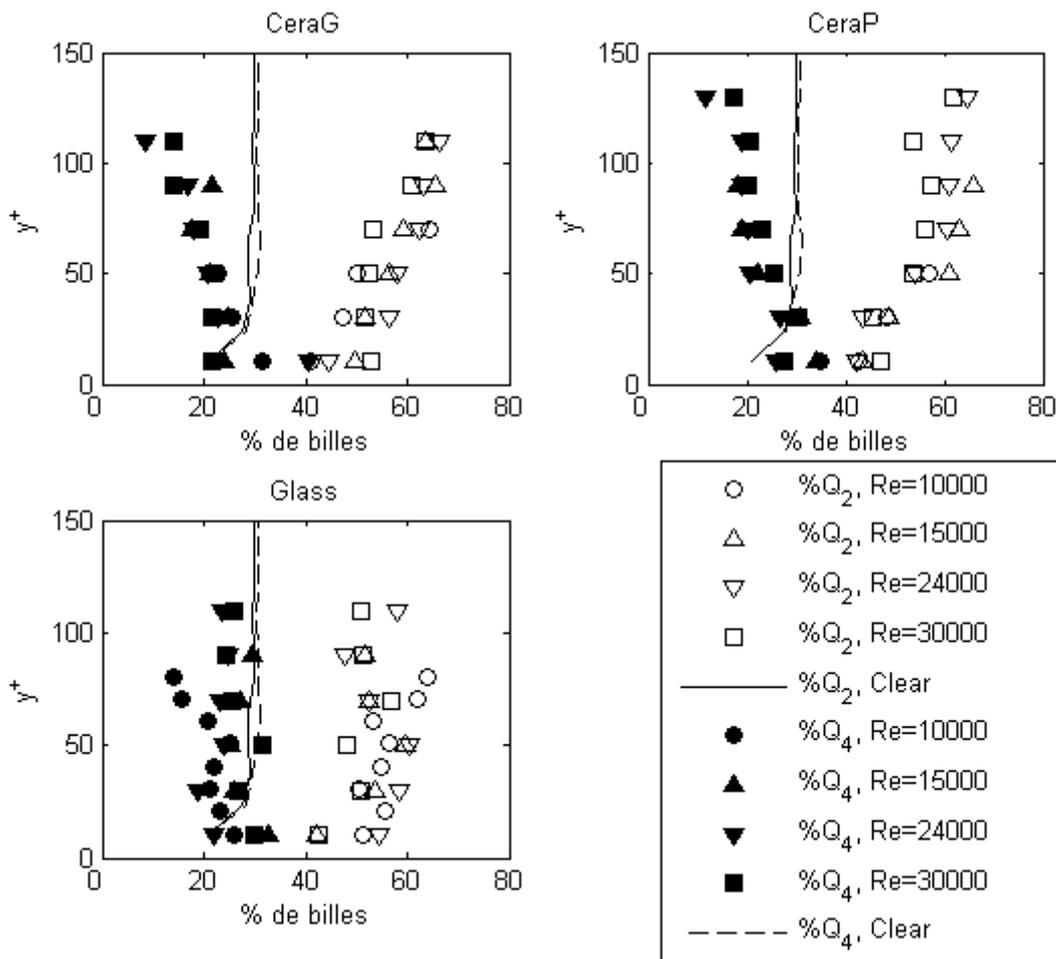


Figure V-9 : Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse verticale des billes, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2) et les sweeps (Q_4), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire

V.4.2 Analyse par quadrants autour des billes qui montent

Analyse sur toute la hauteur ($0 < y < 0,2h$)

Afin de déterminer les structures turbulentes responsables de la montée des particules dans l'écoulement, nous appliquons l'analyse par quadrants dans le voisinage des particules qui montent ($V_P > 0$). Les résultats de cette analyse sont donnés dans la Figure V-10. Cette figure montre que 53,1 à 71,1% des billes qui montent sont dans des éjections alors que seulement 7 à 13% sont dans des Q_1 , 8,3 à 13,8 dans des Q_3 et 12,3 à 20,9 dans des sweeps. Ces résultats indiquent que les éjections sont les structures les plus impliquées dans l'élévation des particules. En effet la probabilité d'avoir une éjection autour d'une particule qui monte est beaucoup plus importante que celle d'observer une éjection dans l'écoulement d'eau claire. Ces résultats sont en accord avec les études précédentes (Sumer and Deigaard, 1981; Nino and Garcia, 1996; Kiger and Pan, 2002), montrant que le mécanisme dominant pour entraîner les particules dans le haut de l'écoulement sont les éjections. En particulier, Kiger and Pan, 2002, ont observé qu'en majorité les particules ascendantes étaient localisées dans des éjections.

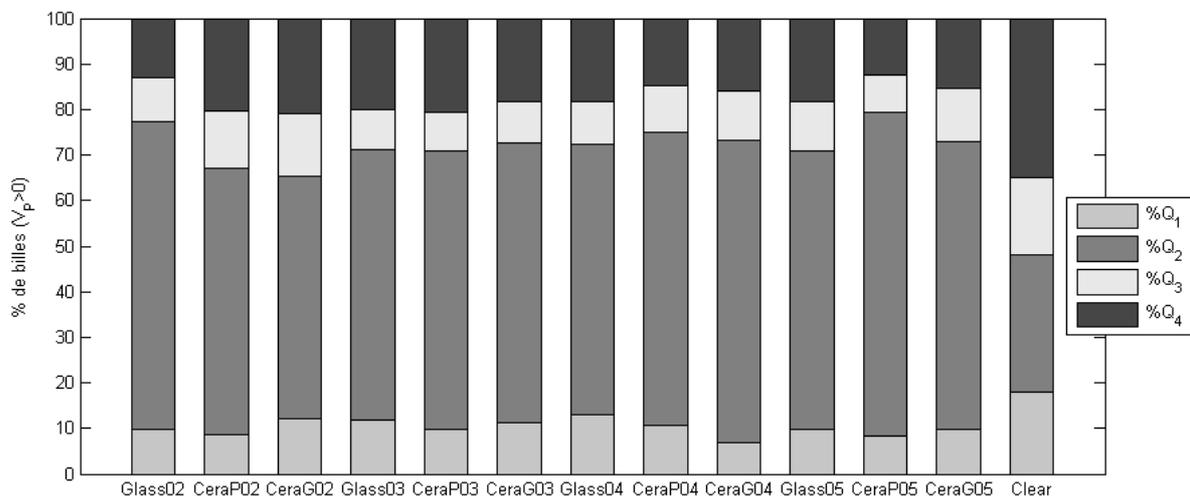


Figure V-10 : Analyse par quadrants autour des particules qui montent, répartition des événements turbulents dans un écoulement d'eau claire

Influence de la hauteur des particules

Ayant mis en évidence que les éjections semblent être le mécanisme dominant pour faire monter les particules, nous étudions l'évolution du nombre de particules qui montent dans des éjections en fonction de leur hauteur. Cette évolution est donnée par la Figure V-11 en fonction du nombre de Reynolds Re et de la hauteur y^+ des billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Cette figure indique que près du fond, les éjections sont un peu moins représentées que dans le haut de l'écoulement. En effet, on voit que pour $y^+ < 40$, l'influence des éjections augmente. Près du fond 40 à 50% des particules qui montent sont dans des éjections puis quand $y^+ > 40$, les éjections entourent 60 à 80% des particules ascendantes. Cette influence est cohérente avec l'augmentation de la présence des éjections dans l'écoulement d'eau claire entre $y^+ = 0$ et $y^+ = 40$. Il n'apparaît pas de tendance claire en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement ou du Stokes St_{t_s} des particules.

Toutefois, même si les éjections sont un mécanisme dominant dans l'élévation des particules, il y a un certain nombre de particules, en particulier vers le fond, qui montent en dehors de celles-ci. Ceci peut être dû aux rebonds des particules sur le fond. Ainsi, les particules qui montent en dehors des

éjections sont majoritairement près du fond. Plus haut dans l'écoulement, les effets de la paroi diminuent et il semble que seules les éjections contribuent à la montée des particules

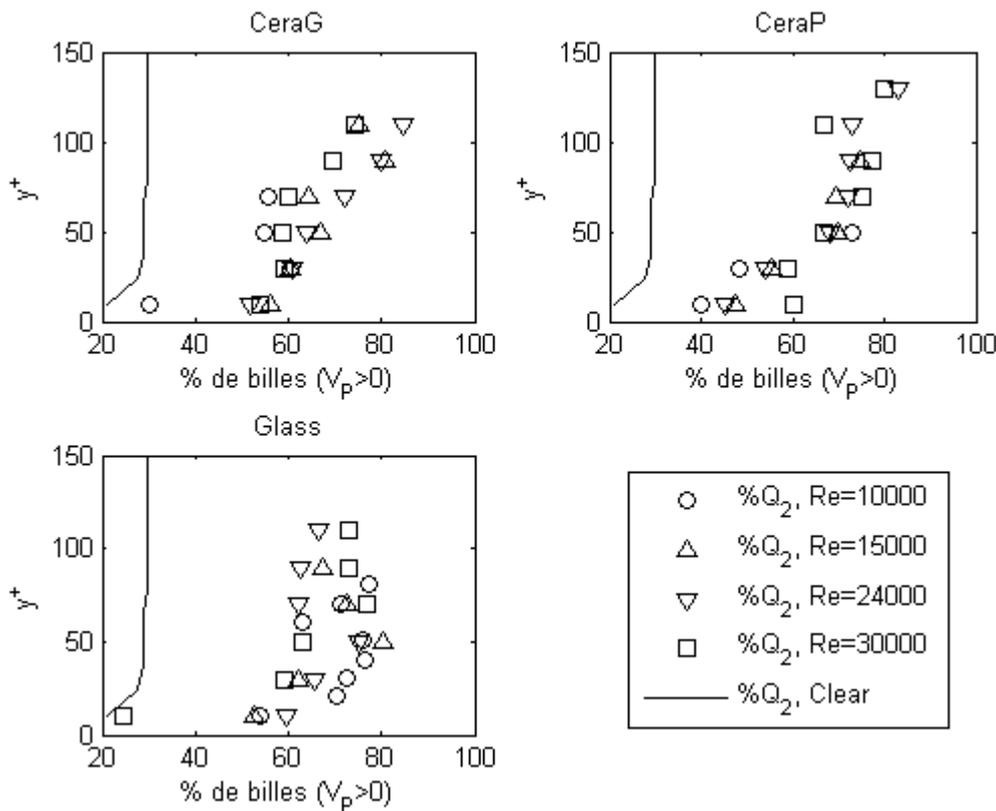


Figure V-11 : Analyse par quadrants autour des billes qui montent, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Evolution de la répartition des éjections dans un écoulement d'eau claire

V.4.3 Analyse par quadrants autour des billes qui descendent

De la même façon que précédemment, nous appliquons l'analyse par quadrants autour des billes qui descendent. Les résultats sont donnés dans la Figure V-12 sans conditionnement sur la hauteur.

La Figure V-12 montre que 6 à 11% des particules qui descendent sont dans des Q_1 , 34 à 48% dans des éjections, 16,1 à 23,9% dans des Q_3 et 26,7 à 43,7% dans des sweeps. Cette distribution est très proche de la répartition des événements turbulents dans l'écoulement en général. Toutefois, même si les éjections sont légèrement surreprésentées par rapport au cas non chargé, la ségrégation des particules dans les éjections et dans les sweeps est beaucoup moins nette que dans le cas des billes qui montent. Ces remarques sont légèrement différentes de celles de *Kiger and Pan, 2002*, qui constataient que la représentation des quadrants autour des particules descendantes étaient très proche de celle d'un écoulement d'eau claire, mais avec une légère surreprésentation des sweeps.

Dans notre cas, la surreprésentation des éjections est peut-être due au fait que les particules amorcent leur descente quand elles sont encore dans l'éjection que les a fait monter. De plus, le nombre important de particules qui descendent dans des éjections montre aussi que toutes les éjections ne sont pas capables de contrer l'action de la gravité et d'imposer leur mouvement vertical aux

particules. Cet effet est d'autant plus marqué quand le St_{u_*} est grand. En effet, on voit que les billes CeraG, qui ont un grand St_{u_*} , sont plus nombreuses à descendre dans des éjections que les billes Glass dont le St_{u_*} est plus faible.

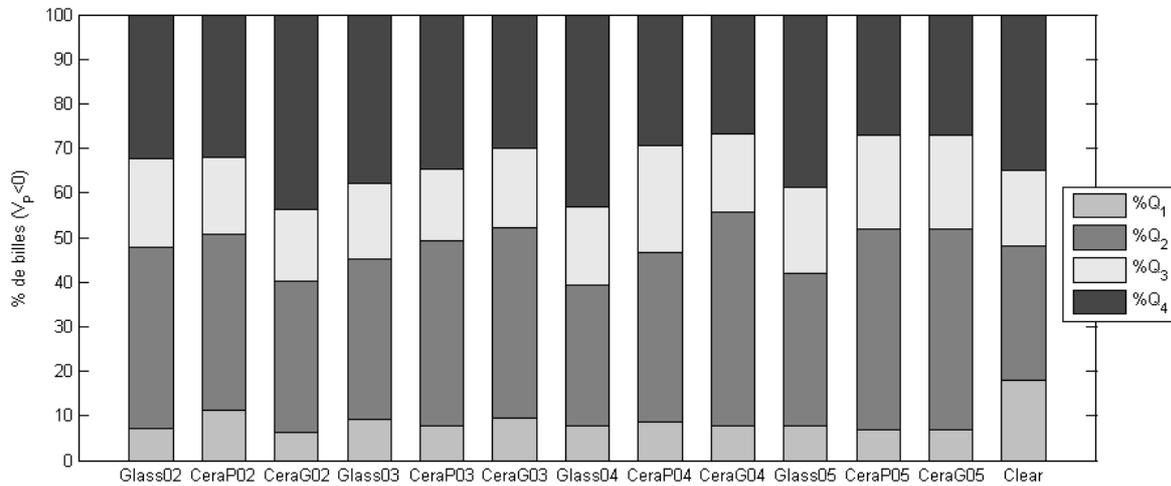


Figure V-12 : Analyse par quadrant autour des particules qui descendent, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire

V.4.4 Pourcentage de billes montant ou descendant dans les éjections

Comme nous avons vu que toutes les éjections ne sont pas capables de faire monter les particules, nous étudions la répartition relative de particules qui montent ou qui descendent sachant qu'elles sont dans des éjections. La Figure V-13 montre l'évolution de ce pourcentage en fonction de la hauteur des billes.

La Figure V-13 montre que 60% à 90% des billes qui sont détectées dans une éjection ont une vitesse V_p positive. Ainsi, pour 10 à 40% des particules, les éjections qui les entourent ne sont pas capables de s'opposer à la gravité. Ces observations sont en accord avec les observations de *Kiger and Pan, 2002* qui ont détecté des particules descendant dans des éjections et avec celles de *Marchioli and Soldati, 2002* qui observent que 3 à 19% des particules qui sont dans des éjections descendent. La condition qu'une bille soit dans une éjection ne suffit donc pas pour avoir $V_p > 0$. De plus, la Figure V-13 ne met en évidence aucune influence claire du nombre de Reynolds de l'écoulement et du type de bille. Nous allons donc tenter de déterminer s'il existe un critère pour qu'une éjection impose son mouvement ascendant aux particules.

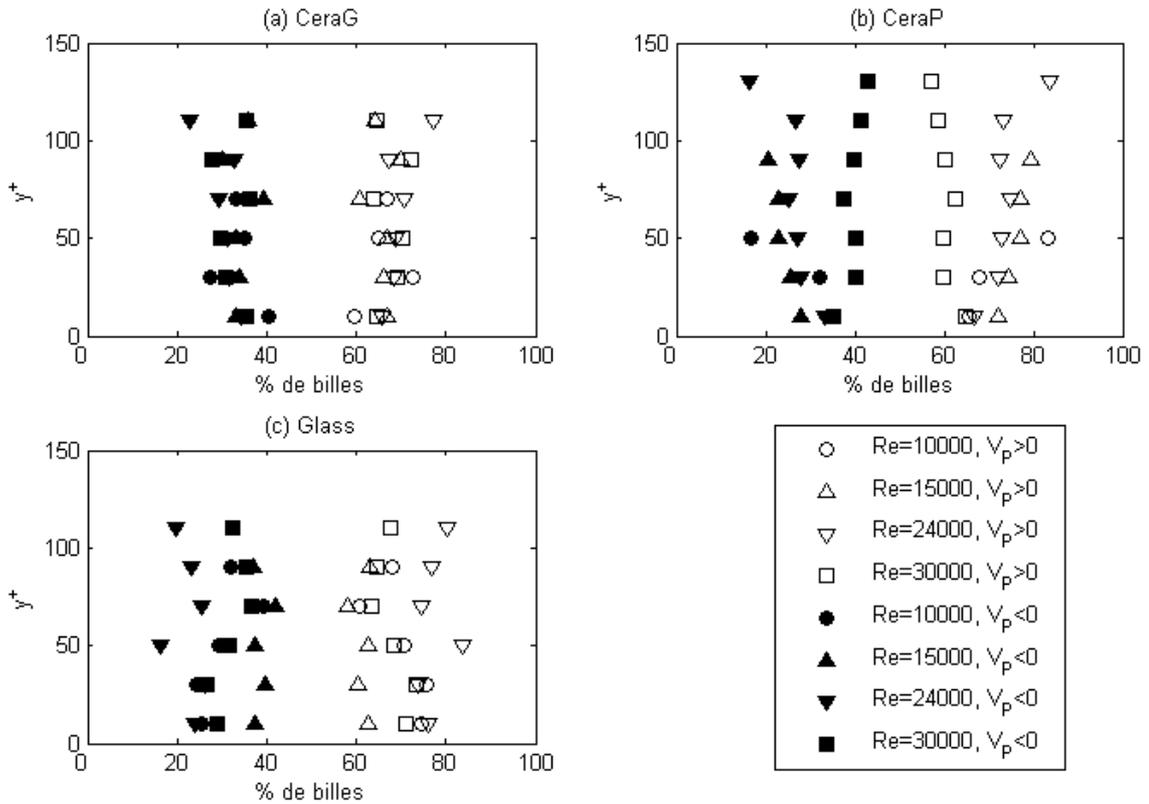


Figure V-13 : Pourcentages des billes montant (symboles ouverts) ou descendant (symboles pleins) dans des éjections, cas des billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass

V.4.5 Conclusion

L'analyse par quadrants autour des particules en mouvement nous a permis de montrer qu'un mécanisme dominant dans le transport des particules en suspension est l'éjection, même s'il existe d'autres mécanismes entrant en jeu dans le mouvement des billes. En particulier, nous avons observé que les éjections sont fortement impliquées dans la montée des billes dans l'écoulement, même si toutes les particules qui montent ne sont pas dans des éjections et qu'il y a des particules qui descendent alors qu'elles sont localisées dans des éjections. De plus, aucun effet clair du nombre de Reynolds de l'écoulement sur le comportement des particules au sein des structures turbulentes n'a pu être observé. Les éjections étant le mécanisme dominant pour le transport des particules, la suite de l'étude porte sur ces structures. Nous cherchons à comprendre pourquoi certaines éjections arrivent à contrer la gravité et d'autres non.

V.5 Intensité des éjections impliquées dans le mouvement ascendant des particules

Dans les sections précédentes, nous avons mis en évidence l'implication des éjections dans l'élévation des particules. De plus, nous avons vu que c'est le flux de quantité de mouvement instantané qui est important dans le mouvement solide. Nous étudions donc le flux de quantité de mouvement instantané nécessaire à une éjection pour qu'elle fasse monter les particules.

V.5.1 Flux de quantité de mouvement des éjections

Nous commençons par tracer la PDF (équation (V-6)) des $\tau_{T_B}^*$ calculés autour des particules qui montent et autour de celles qui descendent dans des éjections. Le flux de quantité de mouvement dépendant directement des fluctuations de vitesses u' et v' , le calcul est aussi réalisé pour ces deux grandeurs afin de voir si l'une des deux est prédominante. Les PDF obtenues sont représentées sur la Figure V-14 pour $\tau_{T_B}^*$, sur la Figure V-15 pour u'_B/u_* et sur la Figure V-16 pour v'_B/u_* . Sur ces figures, sont données pour chaque test les PDF autour des particules qui montent (Δ) et autour des particules qui descendent (\cdot). Afin d'avoir des figures claires, les PDF des Figure V-14 et Figure V-15 sont décalées vers le haut de 0,2 chacune, celles de la Figure V-16 le sont de 0,25. Nous étudions ensuite les flux moyens de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ et les fluctuations de vitesse moyennes des éjections autour des particules qui montent ou qui descendent, ces valeurs sont données dans le Tableau V-3. Dans ce tableau, nous faisons apparaître les moyennes ainsi que les écarts-types.

La Figure V-14 montre que les PDF de $\tau_{T_B}^*$ autour des billes ayant une vitesse $V_p > 0$ sont en dessous des PDF autour des billes ayant $V_p < 0$ pour $\tau_{T_B}^* < 0,5-1$ et sont au dessus pour $\tau_{T_B}^* > 0,5-1$. La probabilité d'avoir une éjection définie par un fort $\tau_{T_B}^*$ est plus grande autour des particules qui montent qu' autour de celles qui descendent. En d'autres termes, le flux de quantité de mouvement a tendance à être plus fort autour des billes qui montent qu' autour de celles qui descendent. Cette observation est confirmée par les valeurs données dans le Tableau V-3 dans lequel le flux moyen de quantité de mouvement est 1,2 à 1,9 fois plus important pour V_p positif que pour V_p négatif. Les éjections faisant monter les particules sont celles qui sont les plus intenses. Les moins intenses ne semblent pas arriver à contrer la gravité. Ces résultats sont en accord les observations de *Nezu and Azuma, 2004* et avec les hypothèses de *Nino and Garcia, 1996, Kaftori et al., 1995b*, qui suggéraient que seules les éjections les plus intenses étaient capables de faire monter les particules.

Les PDF représentées sur la Figure V-15 et la Figure V-16 montrent que les fluctuations de vitesse longitudinales u'_B/u_* et verticales v'_B/u_* ont une influence sur le mouvement vertical des particules. En effet, on voit que les PDF de la Figure V-15 sont décalées vers la gauche, c'est-à-dire vers les grandes fluctuations de vitesse $|u'_B|/u_*$. De la même façon, les PDF de v'_B/u_* autour des billes montantes sont au dessous de celles autour des billes qui descendent pour $v'_B/u_* < 0,7-0,9$ et au dessus pour $v'_B/u_* > 0,7-0,9$. Ces observations sont aussi visibles dans le Tableau V-3. En effet, les valeurs moyennes montrent qu' autour des particules qui montent, $|u'_B|/u_*$ est 1,06 à 1,26 fois plus grande qu' autour de celles qui descendent et v'_B/u_* est 1,4 à 2,74 fois plus importante.

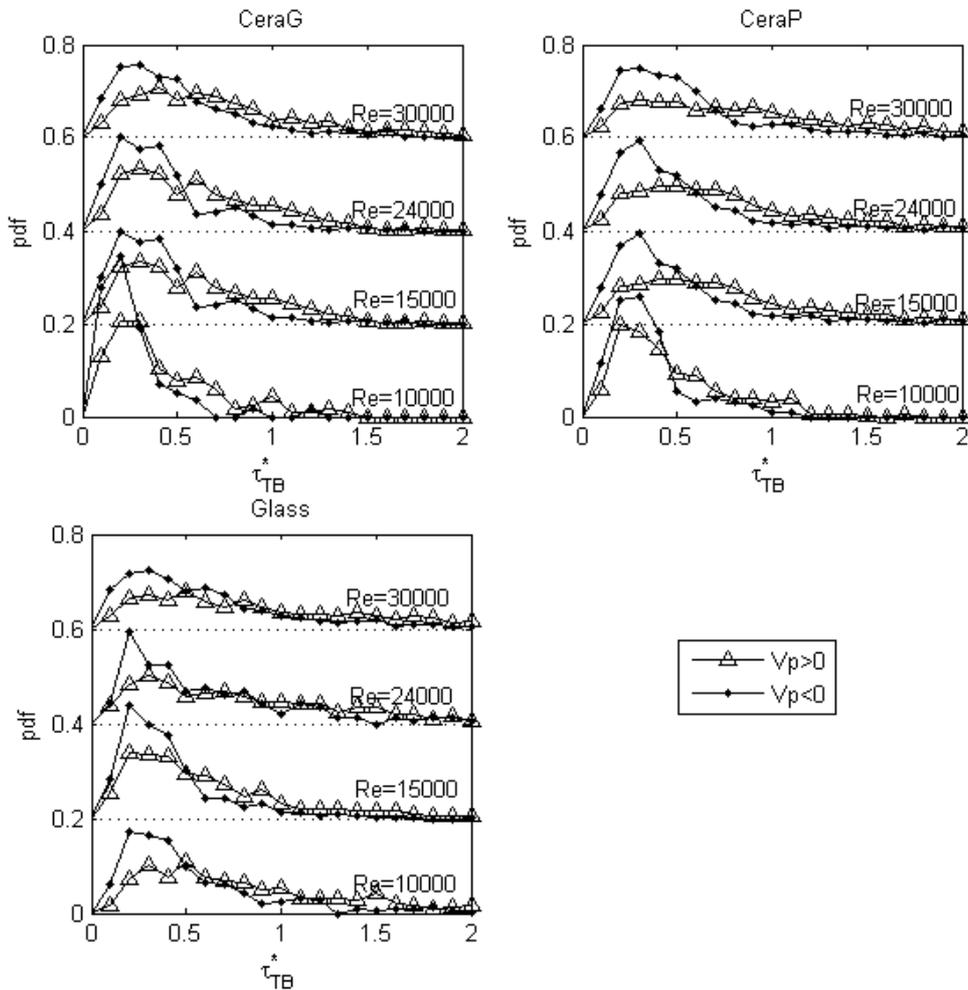


Figure V-14 : PDF du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2

Ces résultats indiquent que les fluctuations de vitesses longitudinales et verticales sont impliquées dans le mouvement vertical des particules avec un effet plus marqué de v' . Les structures turbulentes entrant en jeu dans le transport des particules sont définies à la fois par de fortes fluctuations de vitesse longitudinales et verticales. Une particule qui rencontre une éjection aura une plus grande probabilité de monter si l'éjection est définie par un fort flux de quantité de mouvement instantané que si elle est définie par un faible flux de quantité de mouvement instantané. Dans la suite, nous nous concentrons donc sur le flux de quantité de mouvement qui tient compte de ces deux grandeurs.

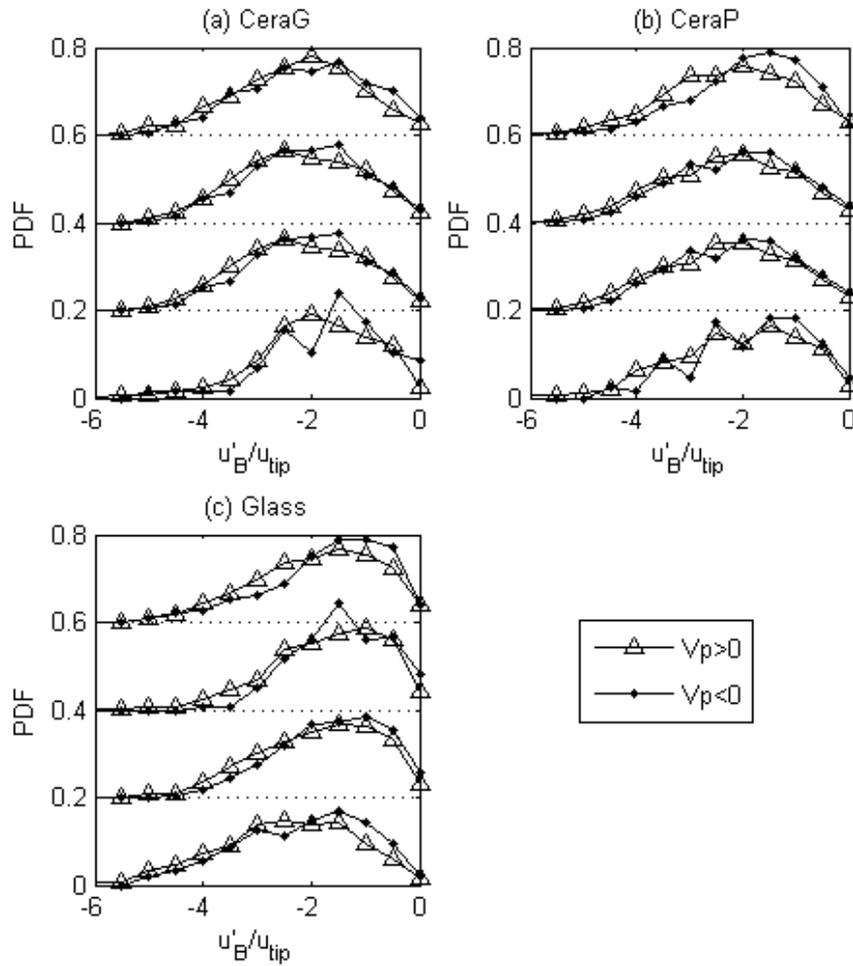


Figure V-15 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale u'_B/u_* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\circ) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2

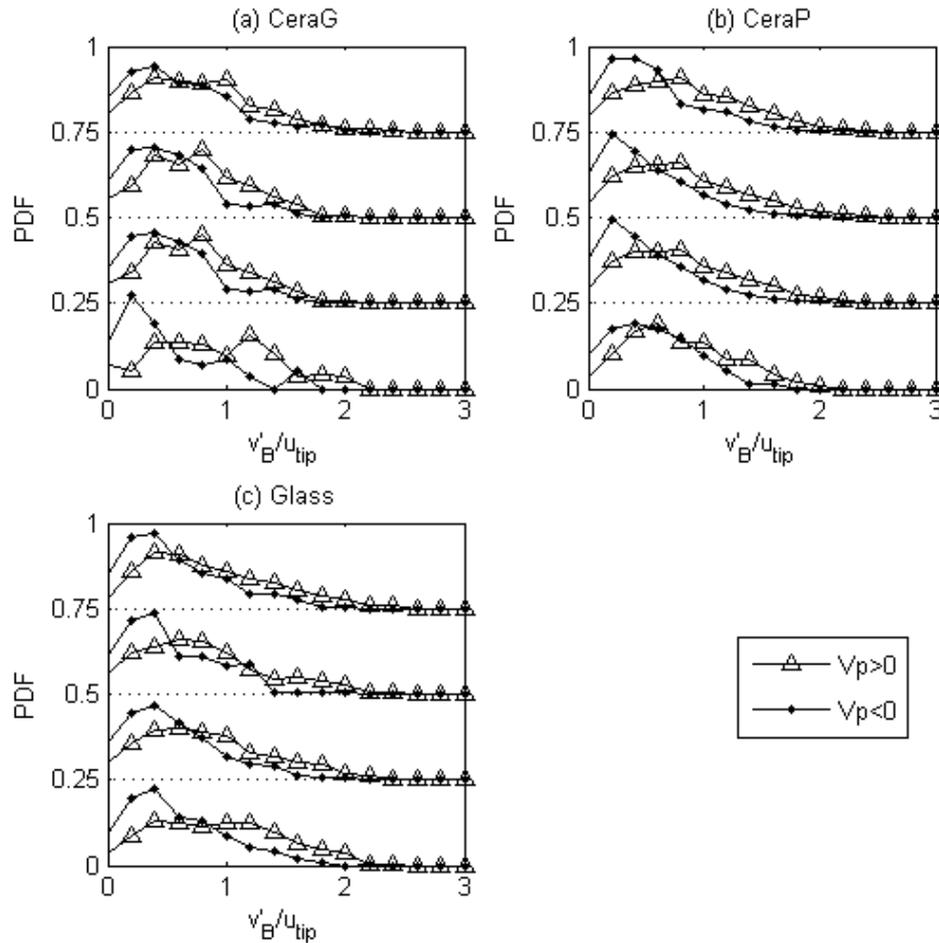


Figure V-16 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale v'_B/u_* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,25

| Test | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ $*10^{-3}$ | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_p < 0}$ $*10^{-3}$ | $\frac{\langle u'_B \rangle_{Q_2, V_p > 0}}{u_*}$ | $\frac{\langle u'_B \rangle_{Q_2, V_p < 0}}{u_*}$ | $\frac{\langle v'_B \rangle_{Q_2, V_p > 0}}{u_*}$ | $\frac{\langle v'_B \rangle_{Q_2, V_p < 0}}{u_*}$ |
|---------|--|--|---|---|---|---|
| CeraG02 | 197±288 | 99±177 | -1,77±1,58 | -1,55±1,48 | 0,85±0,82 | 0,31±0,5 |
| CeraG03 | 240±327 | 175±220 | -1,87±1,85 | -1,77±1,70 | 0,67±0,77 | 0,44±0,54 |
| CeraG04 | 416±491 | 219±250 | -2,2±1,73 | -2,02±1,57 | 0,68±0,61 | 0,44±0,51 |
| CeraG05 | 476±537 | 277±341 | -2,2±1,67 | -1,95±1,73 | 0,68±0,69 | 0,47±0,59 |
| CeraP02 | 246±303 | 188±226 | -1,88±1,78 | -1,71±1,66 | 0,7±0,65 | 0,50±0,56 |
| CeraP03 | 354±380 | 227±227 | -2,1±1,8 | -1,95±1,58 | 0,68±0,63 | 0,45±0,46 |
| CeraP04 | 481±520 | 251±302 | -2,22±1,89 | -2,06±1,77 | 0,69±0,70 | 0,37±0,51 |
| CeraP05 | 605±736 | 295±329 | -2,14±1,83 | -1,72±1,46 | 0,73±0,74 | 0,41±0,48 |
| Glass02 | 482±540 | 268±316 | -2,32±1,86 | -2,01±1,77 | 0,87±0,85 | 0,46±0,53 |
| Glass03 | 330±395 | 208±256 | -1,72±1,65 | -1,53±1,45 | 0,72±0,73 | 0,45±0,52 |
| Glass04 | 531±703 | 314±436 | -1,53±1,45 | -1,41±1,34 | 0,67±0,69 | 0,40±0,51 |
| Glass05 | 619±803 | 320±420 | -1,77±1,68 | -1,42±1,40 | 0,72±0,75 | 0,43±0,52 |

Tableau V-3 : Valeurs moyennes du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{TB}^* \rangle$ et des fluctuations de vitesse $\langle u'_B \rangle/u_*$ et $\langle v'_B \rangle/u_*$ autour des particules qui montent ou qui descendent dans des éjections

V.5.2 Influence de la hauteur sur le flux de quantité de mouvement

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du flux de quantité de mouvement en fonction de la hauteur des particules. La Figure V-17 présente cette évolution en fonction de la hauteur pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Dans certains tests, on observe une légère augmentation du flux de quantité de mouvement autour des particules. Cependant, il est difficile de conclure à une nette influence de la hauteur des particules montantes sur le flux de quantité de mouvement. On observe en revanche une augmentation de l'écart-type avec la hauteur des particules. Cette augmentation est liée à des flux de quantité de mouvement plus dispersés autour des particules vers le haut de l'écoulement.

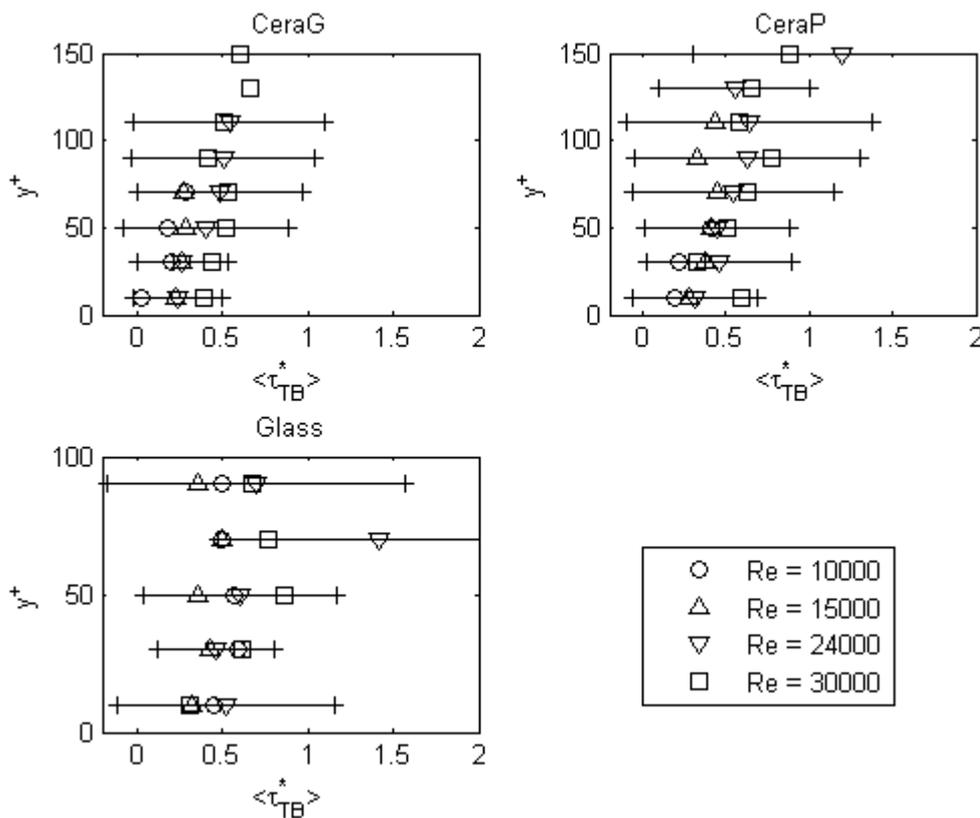


Figure V-17: Distribution verticale de $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_P > 0}$ pour les trois types de billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les barres d'erreurs sont données pour $Re = 24000$ et correspondent aux écarts-types

V.5.3 Détermination du seuil de flux de quantité de mouvement

A partir des observations précédentes, il est possible de conclure que pour qu'une particule suive l'éjection qui l'entoure, la structure turbulente doit avoir un flux de quantité de mouvement assez grand. Il semble donc possible de déterminer un seuil de détection des éjections capables d'imposer systématiquement leur mouvement vertical aux particules. A cet effet, on recherche un seuil permettant de détecter les éjections au sein desquelles plus aucune particule ne descendra. Ce seuil est basé sur une valeur critique de τ_{TB}^* qui sera notée $\tau_{TB_seuil}^*$. En d'autres termes, la totalité des particules

localisées dans des éjections définies par $\tau_{TB}^* > \tau_{TB-seuil}^*$ monteront alors que dans les éjections définies par $\tau_{TB}^* < \tau_{TB-seuil}^*$ les particules pourront monter ou descendre.

Méthode de détermination du seuil

Le seuil $\tau_{TB-seuil}^*$ étant choisi comme le seuil à partir duquel plus aucune particule ne descend dans les éjections, nous le déterminons à partir des PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des particules qui montent et autour de celles qui descendent. La Figure V-18 donne à titre d'exemple les PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* des éjections autour des particules qui montent et de celles qui descendent en fonction de la hauteur (a) $y^+=10$, (b) $y^+=30$, (c) $y^+=50$, (d) $y^+=70$, (e) $y^+=90$, (f) $y^+>110$, pour le test CeraP03. Le seuil est déterminé comme étant la première valeur de τ_{TB}^* pour laquelle la PDF cumulée des τ_{TB}^* autour des particules qui descendent est égale à 0, c'est-à-dire le flux de quantité de mouvement à partir duquel plus aucune particule ne descend dans l'écoulement. Cette valeur seuil est donnée pour chaque hauteur sur la Figure V-18 par la barre verticale.

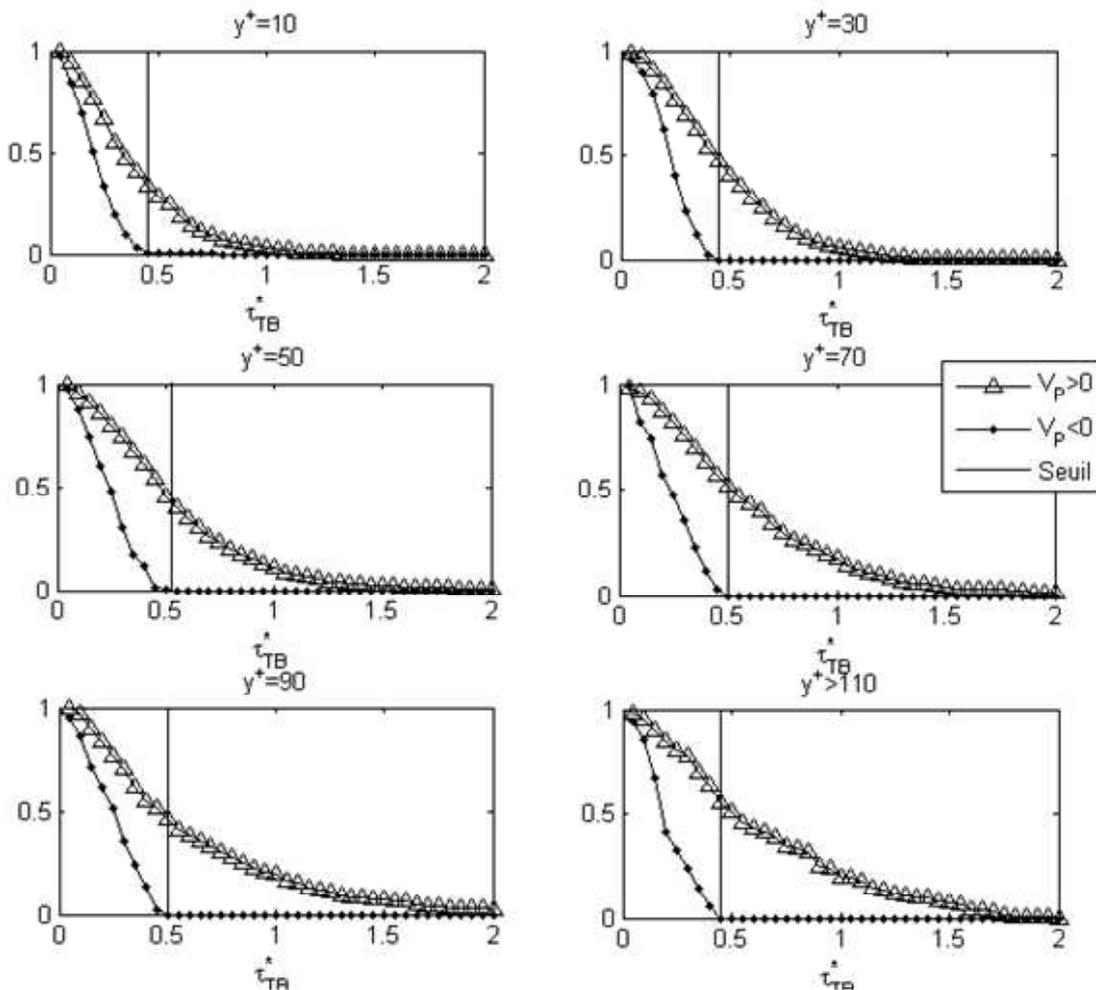


Figure V-18 : PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des particules qui montent (Δ) et autour de celles qui descendent (\bullet) en fonction de la hauteur des particules, permettant la détermination du seuil. Cas CeraP03

D’après la Figure V-18 le seuil du test CeraP03 ne semble pas beaucoup varier en fonction de la hauteur des particules dans l’écoulement. Cette observation montre comme on s’y attend le flux de quantité de mouvement nécessaire pour faire monter une particule dans l’écoulement est le même quelle que soit la hauteur à laquelle se trouve la particule. En revanche, on observe sur la Figure V-18 que pour $y^+ = 10$, seules 40% des billes qui montent ont un flux de quantité de mouvement supérieur à $\tau_{T_B_seuil}^*$, tandis que pour $y^+ > 30$, environ 50% des particules qui montent ont un $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B_seuil}^*$. Ceci va dans le sens de l’hypothèse que près du fond d’autres mécanismes interviennent pour faire monter les particules.

Seuil en fonction de la hauteur des particules

La Figure V-19 présente les seuils obtenus pour chaque test en fonction de la hauteur des particules. Comme pour le flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle_{Q_2, V_P > 0}$, le seuil $\tau_{T_B_seuil}^*$ ne semble pas varier de façon nette en fonction de la hauteur des particules. De plus, aucune influence du nombre de Reynolds de l’écoulement sur ce seuil ne se dégage nettement. Cette observation montre que pour une particule donnée, le flux de quantité de mouvement nécessaire au transport ne dépend pas des conditions hydrauliques de l’écoulement. Enfin, le seuil $\tau_{T_B_seuil}^*$ ne varie quasiment pas en fonction du type de particules. On observe que le seuil est compris entre 0,3 et 0,8 quel que soit le type de bille utilisée. Le fait que ce seuil ne varie quasiment pas en fonction du type de bille utilisée indique que nous avons choisi la bonne adimensionalisation (équation (V-4)) : les particules ne descendent plus quand le flux de quantité de mouvement est quasiment équivalent à la contrainte liée à la gravité.

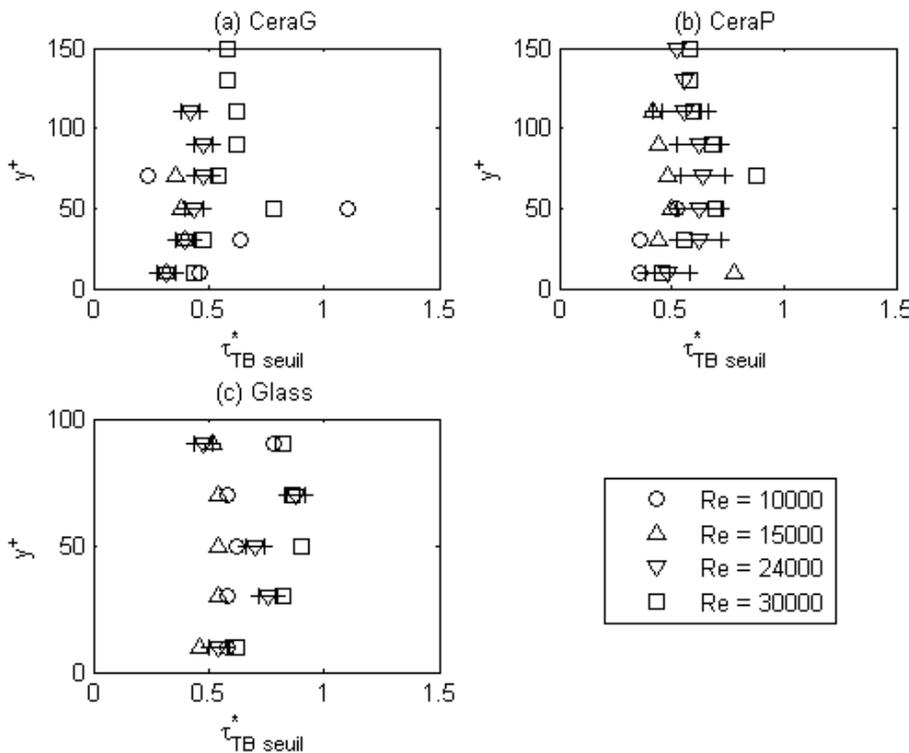


Figure V-19 : Seuil de détection des éjections $\tau_{T_B_seuil}^*$ en fonction de la hauteur des particules

Seuil moyen

Le seuil $\tau_{T_B_seuil}^*$ ne dépendant pas de la hauteur, nous déterminons un seuil moyen $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$. Ce seuil est donné dans le Tableau V-4 où il est comparé au flux de quantité de mouvement maximal des

éjections $\tau_{T_{max}}^*$, à la contrainte critique de charriage τ_{crit}^* donnée par la courbe de Shields et à la contrainte de suspension $\tau_{crit_susp}^*$ donnée par *Nino et al.*, 2003.

Le Tableau V-4 montre que le seuil $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ est largement inférieur au flux de quantité de mouvement maximal des éjections $\tau_{T_{max}}^*$. Ceci suggère que les éjections présentes dans l'écoulement ont une zone importante de flux de quantité de mouvement supérieur à $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$, ce qui explique qu'un grand nombre de particules montent dans les éjections. De plus, le seuil étant 10 à 25 fois plus grand que la contrainte de mise en mouvement. Lors du transport par suspension, le flux de quantité de mouvement des éjections faisant monter les particules est donc 10 à 25 fois supérieur au seuil de charriage. C'est ce qui permet le transport par suspension. Enfin, $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ est 1,3 à 2,8 fois supérieur au seuil de suspension donné par *Nino et al.*, 2003. Ces expériences sont donc réalisées largement au seuil de suspension. De plus, le seuil $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ est plus grand que $\tau_{crit_susp}^*$ car nous déterminons un seuil local et non un seuil local. Dans le Chapitre VI, nous reprendrons plus en détail cette comparaison.

| Test | $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ | $\tau_{T_{max}}^*$ | τ_{crit}^* | $\tau_{crit_susp}^*$ |
|---------|---------------------------------------|--------------------|-----------------|-----------------------|
| CeraG02 | 0,6±0,06 | 1,05±0,18 | 0,035 | 0,274 |
| CeraG03 | 0,366±0,02 | 1,31±0,22 | 0,034 | 0,274 |
| CeraG04 | 0,371±0,02 | 1,45±0,17 | 0,034 | 0,265 |
| CeraG05 | 0,567±0,07 | 1,50±0,2 | 0,032 | 0,265 |
| CeraP02 | 0,4±0,02 | 1,1±0,36 | 0,039 | 0,296 |
| CeraP03 | 0,475±0,08 | 1,38±0,55 | 0,038 | 0,296 |
| CeraP04 | 0,57±0,04 | 1,62±0,24 | 0,034 | 0,296 |
| CeraP05 | 0,617±0,09 | 1,91±0,11 | 0,034 | 0,296 |
| Glass02 | 0,567±0,4 | 1,69±0,42 | 0,037 | 0,318 |
| Glass03 | 0,501±0,04 | 2,12±0,46 | 0,034 | 0,298 |
| Glass04 | 0,699±0,02 | 2,5±0,71 | 0,034 | 0,312 |
| Glass05 | 0,81±0,06 | 2,94±0,39 | 0,032 | 0,305 |

Tableau V-4 : Comparaison du seuil moyen (i) au flux de quantité de mouvement maximal des éjections, (ii) au flux de quantité de mouvement moyen dans l'écoulement, (iii) à la contrainte critique de charriage et (iv) à la contrainte critique de suspension (*Nino et al.*, 2003)

V.5.4 Conclusion

L'étude du flux de quantité de mouvement et des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale a permis de montrer que pour qu'une particule monte, il faut qu'elle soit dans une éjection définie par des fortes fluctuations de vitesse verticales et longitudinales. Ces deux vitesses étant impliquées dans la montée des particules, nous avons étudié le flux de quantité de mouvement autour des particules. Ce flux de quantité de mouvement est plus important autour des particules qui montent qu'autour de celles qui descendent. On en déduit qu'il est possible de déterminer un seuil de flux de quantité de mouvement permettant de détecter les éjections responsables de la montée systématique des particules.

Ce seuil qui a été déterminé pour tous les tests ne semble dépendre ni de la hauteur des particules, ni du nombre de Reynolds de l'écoulement. De plus, ce seuil est quasiment constant quand il est

adimensionalisé par les caractéristiques des particules. Il est de l'ordre de 0,5 fois la contrainte liée à la gravité.

V.6 Mécanismes de transport

Dans cette partie, nous cherchons à comprendre les mécanismes de transport observés lors de ces expériences. Pour ce faire, nous commençons par étudier la position des particules au sein des éjections et le retard pris par les particules sur celles-ci. Nous terminons en proposant un modèle conceptuel de transport.

V.6.1 Analyse de la localisation des particules dans les éjections

V.6.1.1 Reconstruction des structures

Afin de comprendre le mouvement des billes au sein des éjections, nous analysons l'influence de la position des particules dans ces structures. Pour ce faire, ce n'est plus uniquement l'écoulement dans le voisinage de la particule qui est étudié, mais toute la structure turbulente qui l'entoure. Sur la Figure V-20, qui est un exemple de champ instantané de vitesse superposé à l'image PIV à laquelle il correspond, on voit apparaître la différence entre le voisinage d'une particule (le carré blanc) et l'éjection complète qui transporte la particule (entourée avec une ligne discontinue).

La première étape de cette analyse consiste à identifier la structure complète autour de chaque bille. Cette structure est détectée sur les images en appliquant l'analyse par quadrants à tous les vecteurs de l'écoulement et en reconstruisant les aires associées à chaque quadrant à l'aide d'un algorithme de détection des structures. Il est considéré qu'une aire détectée correspond à une structure Q_i si sa taille est supérieure à celle du voisinage. Par exemple, une éjection est une zone dans laquelle le champ de vitesse est défini par $u' < 0$ and $v' > 0$ et qui est plus grande que le voisinage étudié jusqu'à présent. Cette analyse est donc valable pour les grosses structures de l'écoulement.

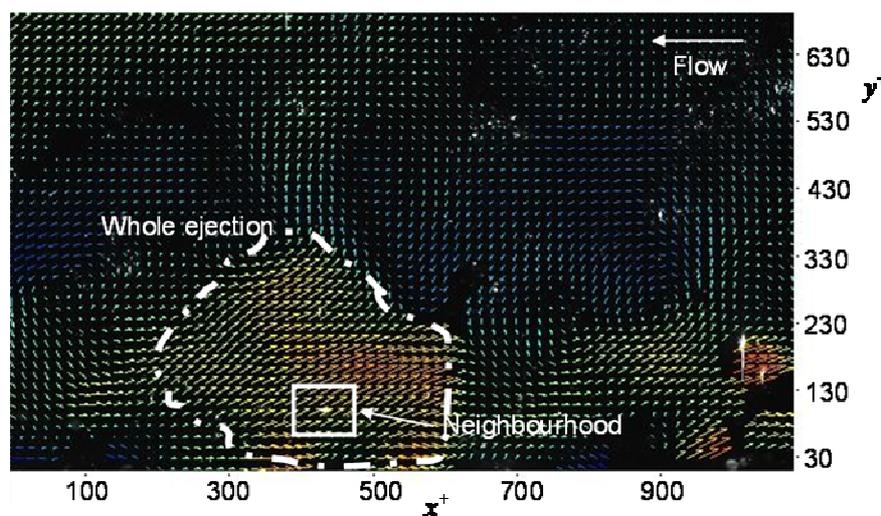


Figure V-20 : Illustration de la différence entre l'étude du voisinage d'une particule (Neighbourhood) et celle de la structure complète (whole ejection) autour de la particule. Les axes sont en unités de paroi

V.6.1.2 Flux de quantité de mouvement des structures complètes

La seconde étape consiste à étudier le flux de quantité de mouvement des éjections transportant des particules. Pour ne pas confondre le flux de quantité de mouvement calculé dans le voisinage et celui calculé dans toute l'éjection, nous noterons τ_{TQ2}^* ce dernier. Comme pour l'étude du voisinage, nous nous intéressons aux PDF de τ_{TQ2}^* puis aux valeurs moyennes $\langle \tau_{TQ2}^* \rangle$ et aux écarts-types. Les PDF pour les particules qui montent et celles qui descendent sont données sur la Figure V-21 et les moyennes $\langle \tau_{TQ2}^* \rangle_{V_p > 0}$ et $\langle \tau_{TQ2}^* \rangle_{V_p < 0}$ sont données dans le Tableau V-5. Pour une question de lisibilité, les PDF de la Figure V-21 sont décalées de 0,2 vers le haut les unes par rapport aux autres.

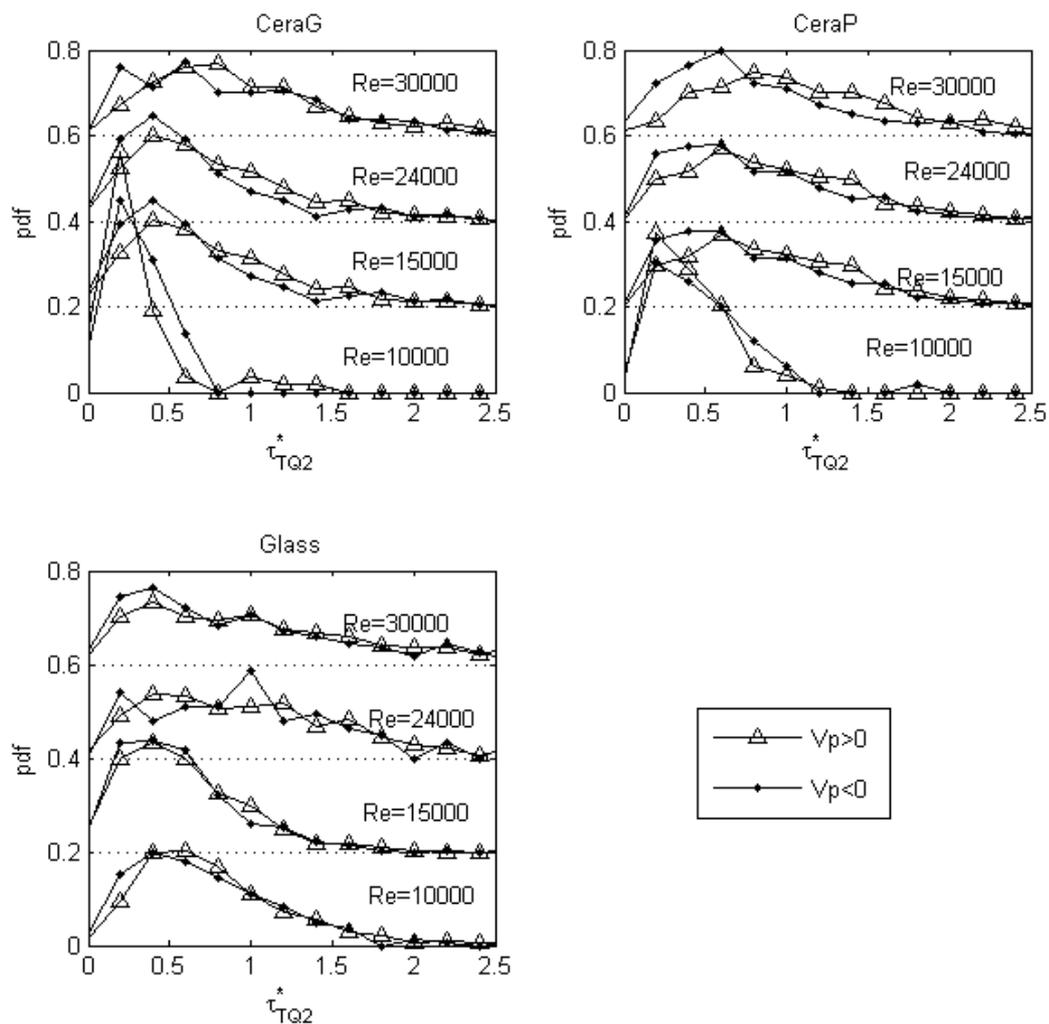


Figure V-21 : PDF du flux de quantité de mouvement des éjections τ_{TQ2}^* entourant les particules qui montent (Δ) et les particules qui descendent (\bullet), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2

La Figure V-21 ainsi que le Tableau V-5 indiquent que le flux de quantité de mouvement des éjections autour des particules qui montent est, pour les tests CeraG02, CeraG03, CeraP02, Glass04 et

Glass05, plus faible qu'autour des particules qui descendent. Pour les autres tests, la tendance est inversée, le flux de quantité de mouvement est plus fort autour des particules qui montent. Le rapport du flux moyen de quantité de mouvement autour des particules qui montent et celles qui descendent varie de 0,78 à 1,56 alors que dans le voisinage, il était compris entre 1,5 à 2,5.

Ces observations semblent indiquer que les éjections qui sont capables d'imposer leur mouvement vertical aux particules et celles qui ne le sont pas ont en moyenne le même flux de quantité de mouvement. Cette tendance comparée aux conclusions du paragraphe précédent suggère que le mouvement vertical des particules est imposé par un fort flux de quantité de mouvement localement autour des particules et non pas celui de la structure totale. Nous étudions donc la position des particules au sein des structures turbulentes pour comprendre le mouvement des particules.

| Test | $\langle \tau_{T_{\theta 2}}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0} * 10^{-3}$ | $\langle \tau_{T_{\theta 2}}^* \rangle_{Q_2, V_p < 0} * 10^{-3}$ |
|---------|--|--|
| CeraG02 | 213±181 | 273±247 |
| CeraG03 | 361±418 | 402±265 |
| CeraG04 | 608±575 | 457±408 |
| CeraG05 | 791±653 | 743±796 |
| CeraP02 | 341±303 | 396±381 |
| CeraP03 | 536±439 | 501±330 |
| CeraP04 | 813±720 | 624±620 |
| CeraP05 | 972±779 | 620±586 |
| Glass02 | 634±515 | 599±575 |
| Glass03 | 480±472 | 446±421 |
| Glass04 | 869±863 | 884±794 |
| Glass05 | 850±946 | 654±765 |

Tableau V-5 : Flux de quantité de mouvement des éjections $\langle \tau_{T_{\theta 2}} \rangle$ impliquées dans le transport de particules, calcul dans toute la structure

V.6.1.3 Position des billes dans les éjections

La troisième étape de cette analyse consiste à déterminer la taille des structures dans la direction longitudinale, T_x , et dans la direction verticale, T_y . Cette étape consiste aussi à calculer la position du maximum de flux de quantité de mouvement de la structure complète. Les coordonnées longitudinales et verticales de ce maximum seront notées $X_{\tau_{\max}}$ et $Y_{\tau_{\max}}$. Finalement, la position des billes, X_b et Y_b , étant connue (section III.1.2.3), pour chaque particule en mouvement, nous déterminons la distance séparant la bille du maximum de flux de quantité de mouvement de la structure qui la transporte. Ces distances sont notées Δx et Δy et sont données par les équations (V-7) et (V-8). Les quantités Δx et Δy sont ensuite mises sans dimension en utilisant la taille de la structure qui la transporte, $\Delta x/T_x$ et $\Delta y/T_y$.

$$\Delta x = (X_b - X_{\tau_{\max}}) \quad (V-7)$$

$$\Delta y = (Y_b - Y_{\tau_{\max}}) \quad (V-8)$$

La Figure V-22 donne la distribution de probabilités des $\Delta x/T_x$ et $\Delta y/T_y$ pour le test CeraP04 qui est pris à titre d'exemple, pour les billes détectées dans des éjections et ayant $V_p > 0$ et ayant $V_p < 0$. Sur cette figure, la zone de flux de quantité de mouvement maximal est positionnée en (0,0).

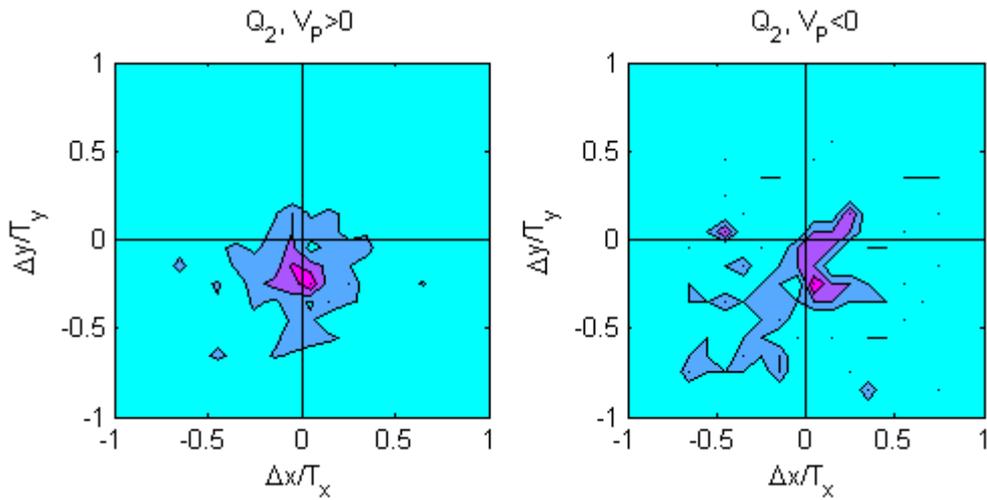


Figure V-22 : Position relative des particules par rapport au $\tau_{T_{max}}$ des éjections positionné en (0,0) en unités de paroi, cas CeraP04

La Figure V-22 montre que les billes qui montent dans des éjections sont très proches de la région de $\tau_{T_{max}}$, alors que celles qui descendent sont beaucoup plus dispersées dans l'éjection. Cette observation indique que les particules qui suivent les éjections ont tendance à se positionner dans les zones de fort flux de quantité de mouvement, ce qui est un peu moins le cas des particules descendantes. De plus, on observe que les particules peuvent être aussi bien en dessous ou en dessus de la zone de flux de quantité de mouvement maximum.

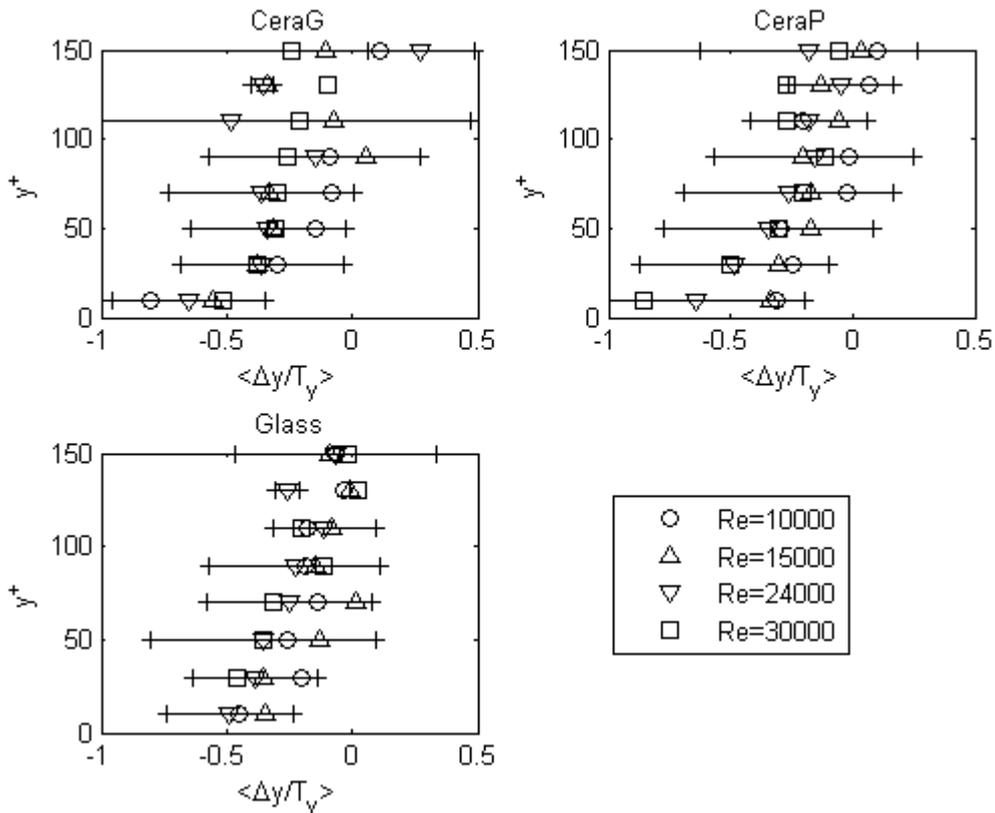


Figure V-23: Distance verticale entre la bille ($V_p > 0$) et le $\tau_{T_{max}}$ de l'éjection qui la transporte, $\Delta y / T_y$

La Figure V-23 donne l'évolution verticale de la valeur moyenne $\langle \Delta y / T_y \rangle$ pour les billes montant dans des éjections, en fonction de l'élévation de la bille dans l'écoulement. La Figure V-23 montre que les billes qui sont vers le fond sont positionnées en dessous du centre de la structure ($\Delta y < 0$). Puis, la distance $|\Delta y|$ diminue quand les billes montent dans l'écoulement. En d'autres termes, plus une bille est haute, plus elle est proche de la région de $\tau_{T_{\max}}$ de l'éjection. Cette observation suggère les billes qui montent dans des éjections et qui sont en $y^+ > 100$ sont très proches de la zone de très fort flux de quantité de mouvement et peuvent monter au dessus de cette zone.

V.6.2 Etude du retard pris par la particule sur l'éjection

Retard de la particule sur l'éjection qui la transporte

Nous avons vu dans la section V.1.2 que les particules se déplacent en moyenne moins vite que le fluide. Nous comparons maintenant la vitesse longitudinale des particules qui montent dans des éjections par rapport à la vitesse instantanée du fluide qui les entoure. La Figure V-24 présente l'évolution du rapport moyen de la vitesse longitudinale des particules U_p et la vitesse instantanée u de l'éjection qui l'entoure en fonction de la hauteur des particules. Cette évolution est présentée pour tous les tests pour les particules qui montent dans des éjections.

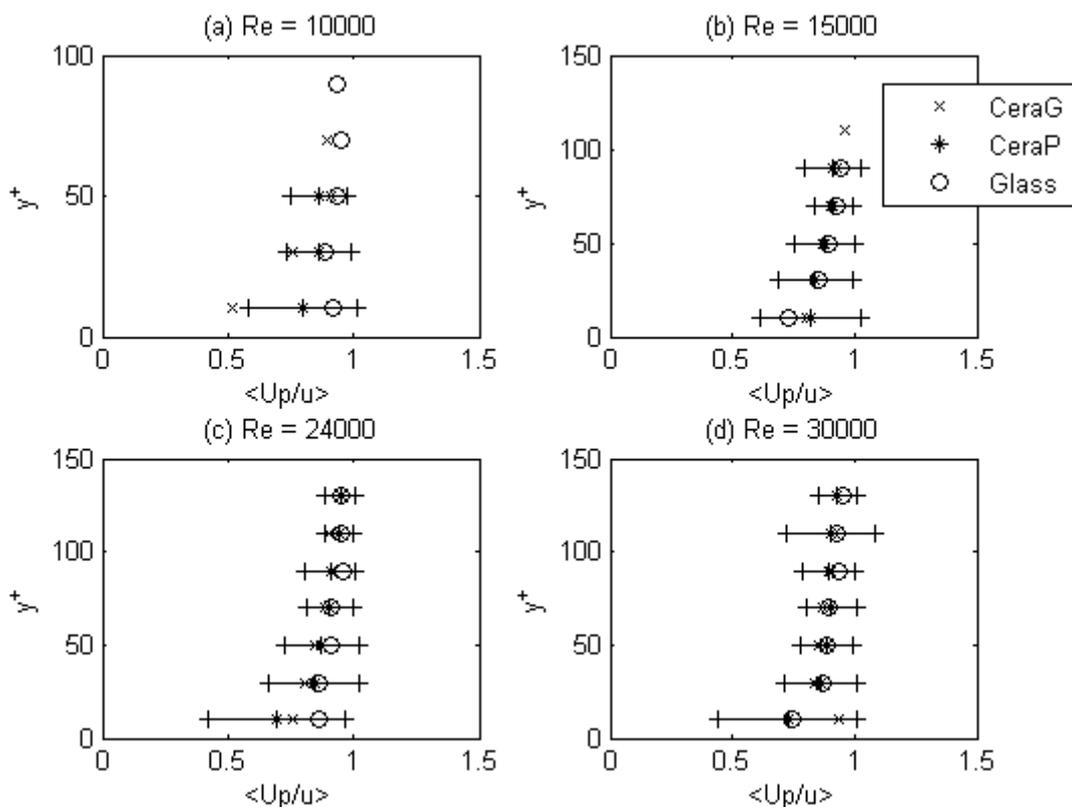


Figure V-24 : Evolution du rapport moyen entre la vitesse longitudinale des particules U_p et la vitesse instantanée u de l'éjection qui l'entoure en fonction de la hauteur des particules. Calcul fait autour des particules qui montent dans des éjections. Les barres d'erreur sont données pour les billes CeraP et correspondent aux écarts-types

Cette figure met en évidence que les particules ont du retard par rapport à l'éjection qui les transporte. Ce retard, en moyenne, diminue avec la hauteur des particules. On voit en effet, que la vitesse des particules n'est que 50 à 80% de la vitesse instantanée de l'éjection pour y^+ inférieur à 30-50. En revanche, pour $y^+ > 30-50$, la vitesse des particules se rapproche de la vitesse de l'éjection et représente entre 80 et 95% de cette dernière. La Figure V-24 indique qu'il ne semble pas y avoir d'influence ni du nombre de Reynolds de l'écoulement, ni du type de particules sur le retard des particules sur les éjections. Finalement, ces résultats suggèrent que le retard des particules sur l'écoulement moyen est dû à la ségrégation des particules dans les éjections dont la vitesse instantanée est plus faible que la vitesse moyenne. De plus, il est accentué par le fait que les particules qui sont dans des éjections vont moins vite que les structures.

Temps passé par la particule au sein d'une structure

Le fait que les particules avancent moins vite que l'éjection qui les entoure ne va leur permettre de ne passer qu'un certain temps T au sein de l'éjection. Ce temps T est estimé par l'équation (V-9) dans laquelle U_{Conv} est la vitesse de convection de l'éjection qui transporte la particule se déplaçant à une vitesse U_P . T_x est la taille de l'éjection. Pour ce calcul, ne pouvant pas suivre les particules, nous supposons grossièrement que U_P ne varie pas au cours de la trajectoire. De plus, U_{Conv} est estimée comme étant la vitesse moyenne du fluide à la hauteur de la particule

$$T = \frac{T_x}{U_{Conv} - U_P} \quad (V-9)$$

Ce temps est ensuite comparé à un temps caractéristique des éjections T_S que nous définissons avec l'équation (V-10). Ce temps caractéristique représente le temps qu'il faut pour qu'une structure passe toute entière en un point.

$$T_S = \frac{T_x}{U_{Conv}} \quad (V-10)$$

La Figure V-25 représente les PDF du rapport de T sur T_S pour tous les tests, dans le cas des particules qui montent dans des éjections. Le Tableau V-6 donne les valeurs moyennes et les écarts-types de T et de T/T_S .

La Figure V-25 montre que le temps passé dans les éjections par les particules varie entre 0 et 30 fois le temps caractéristique des éjections avec à chaque fois un pic très marqué à environ $5T_S$ et très peu de particules au dessus de $10T_S$. Cette figure met en évidence qu'il ne semble pas y avoir d'influence du nombre de Reynolds de l'écoulement sur le temps passé dans les éjections. On voit en revanche que le nombre de billes passant $T > 10T_S$ est plus grand pour les billes de verre que pour celles de céramique. Ces observations sont confirmées par les valeurs du Tableau V-6. Dans ce tableau, on voit que les particules passent en moyenne 0,17 à 0,23 s dans les éjections, ce qui correspond à 3,28 à 6 fois le temps caractéristique T_S . Le rapport $\langle T/T_S \rangle$ correspond à un rapport moyen U_P/U_{Conv} compris entre 0,7 et 0,8, ce qui est en accord avec la Figure V-24.

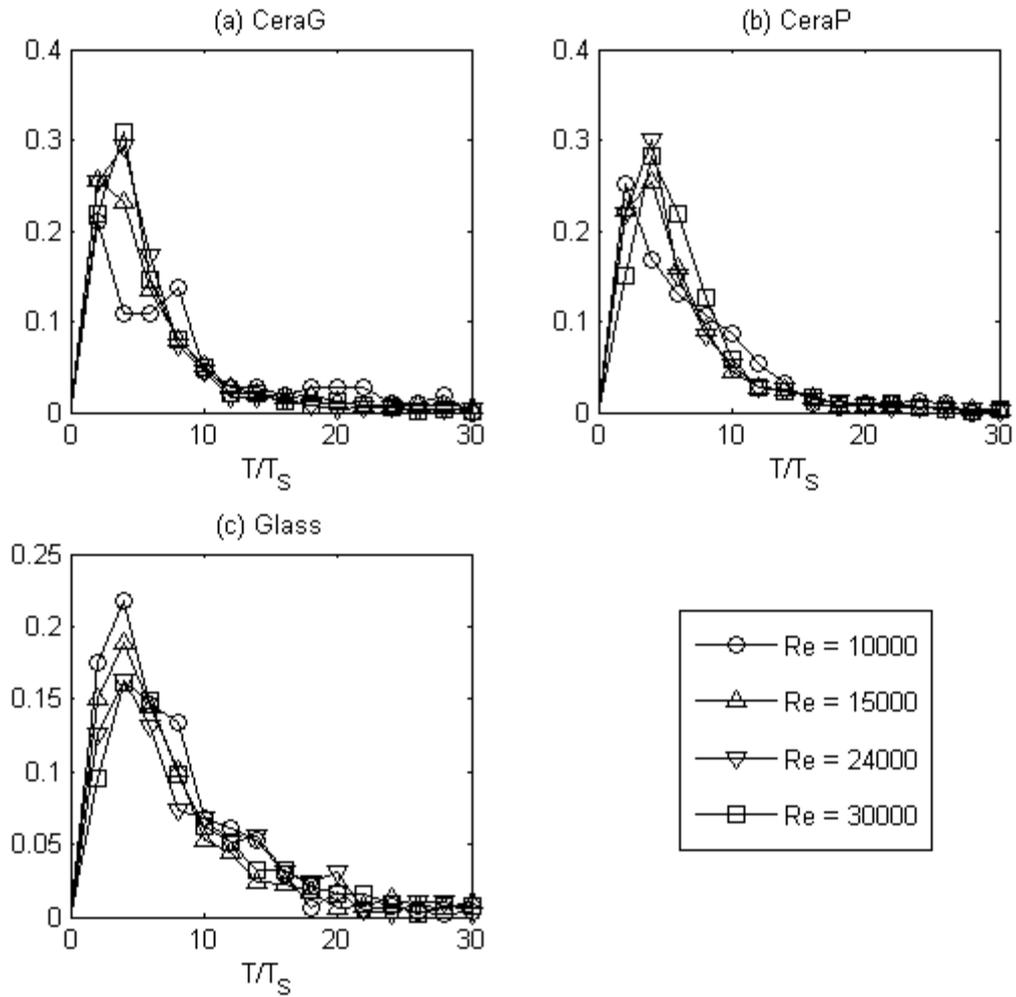


Figure V-25 : PDF du rapport du temps passé par les particules dans les éjections T sur le temps caractéristique des éjections T_s . Cas des particules qui montent dans les éjections.

| Test | $\langle T \rangle$ (s) | $\langle T/T_s \rangle$ |
|---------|-------------------------|-------------------------|
| CeraG02 | $0,17 \pm 0,23$ | $5,12 \pm 2,8$ |
| CeraG03 | $0,15 \pm 0,23$ | $3,45 \pm 2,7$ |
| CeraG04 | $0,13 \pm 0,21$ | $3,64 \pm 2,8$ |
| CeraG05 | $0,1 \pm 0,19$ | $3,59 \pm 2,7$ |
| CeraP02 | $0,16 \pm 0,25$ | $5,81 \pm 3,1$ |
| CeraP03 | $0,17 \pm 0,25$ | $3,8 \pm 3$ |
| CeraP04 | $0,14 \pm 0,2$ | $3,9 \pm 3$ |
| CeraP05 | $0,12 \pm 0,2$ | $3,28 \pm 3,1$ |
| Glass02 | $0,23 \pm 0,28$ | $5,1 \pm 4,5$ |
| Glass03 | $0,22 \pm 0,27$ | $6,17 \pm 3,1$ |
| Glass04 | $0,15 \pm 0,26$ | $5,36 \pm 4,8$ |
| Glass05 | $0,16 \pm 0,23$ | $5,62 \pm 4,8$ |

Tableau V-6 : Valeurs moyennes et écart types du temps T passé par les particules qui montent dans les éjections et du rapport de T sur T_s

V.6.3 Modèle conceptuel de transport

Bien que les particules ne puissent pas être suivies au cours du temps dans ces expériences, il est possible d'après nos observations de proposer un modèle conceptuel de trajectoires de billes dans une éjection. Ce modèle est décrit sur la Figure V-26. Cette figure représente le champ de fluctuations de vitesse d'une éjection typique. Le fond de cette image est la carte du rapport du flux de quantité de mouvement local sur le flux de quantité de mouvement maximum de la structure. Le trait continu noir représente le seuil de flux de quantité de mouvement $\tau_{T_B}^*$ déterminé dans la section V.5.3.

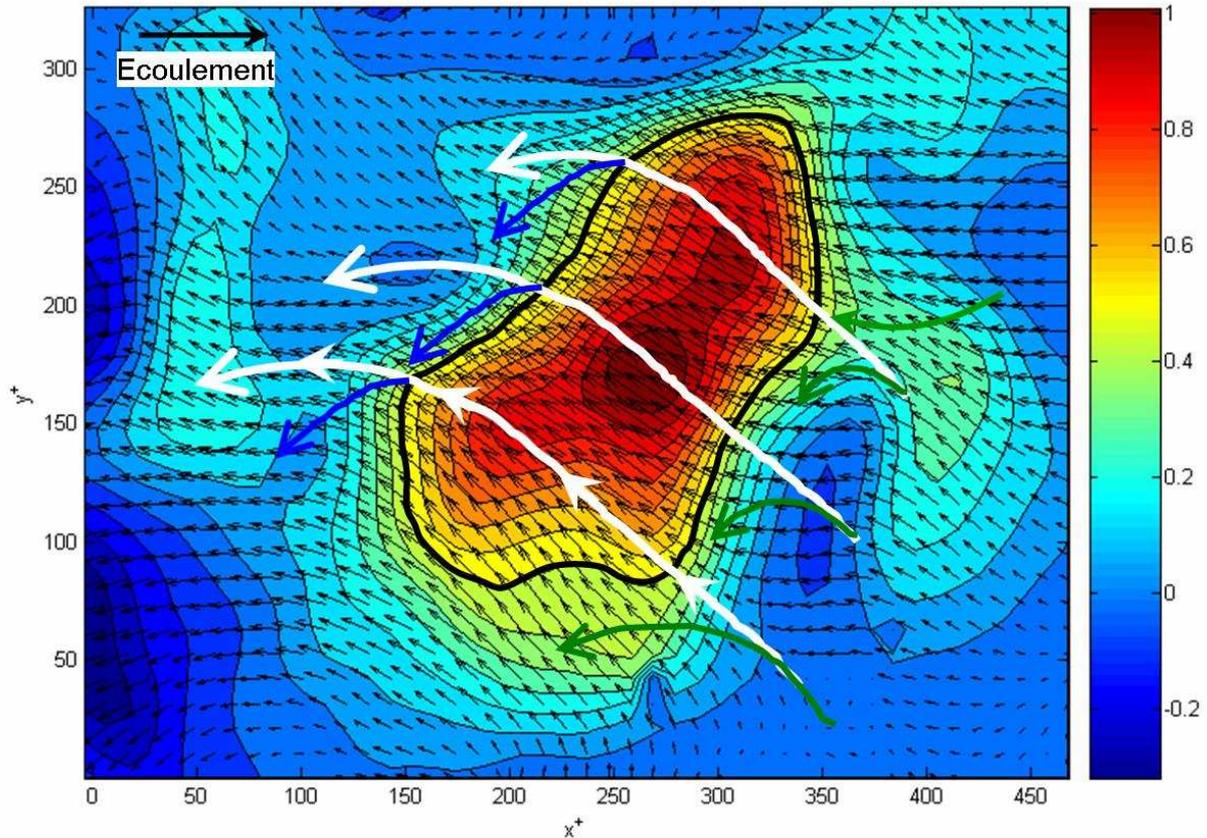


Figure V-26 : Modèle conceptuel de mouvement d'une particule dans une éjection. Le fond représente $\tau_T^*/\tau_{T_{max}}^*$, le contour noir représente $\tau_{T_B}^*$

Une bille peut avoir trois mouvements différents au sein d'une éjection représentés sur la Figure V-26 par des flèches.

- Quand la bille est localisée dans une zone de flux de quantité de mouvement inférieur à $\tau_{T_B}^*$, elle peut soit monter (flèches blanches) soit descendre (flèches vertes) en fonction de l'historique de son mouvement. Elle peut alors atteindre la zone de flux de quantité de mouvement compris entre $\tau_{T_B}^*$ et $\tau_{T_{max}}^*$. Sinon, elle redescend vers le fond. Plus la particule monte, plus elle se rapproche de la zone de $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B}^*$ et plus la probabilité qu'elle descende diminue.

- Une fois qu'elle a atteint la zone $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B_seuil}^*$, elle va continuer à monter (flèches blanches) dans la structure. Elle peut alors passer en dessus ou en dessous de la zone de flux de quantité de mouvement maximal. La particule montant obligatoirement, elle va ressortir de cette zone. La vitesse longitudinale de la particule étant plus faible que celle de l'éjection qui la transporte, la probabilité que la particule sorte par l'arrière de la structure est plus importante que celle qu'elle sorte par au dessus.
- Si la particule est sortie de la zone de $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B_seuil}^*$ à l'arrière de l'éjection, alors elle peut soit commencer à descendre (flèches bleues) sous l'effet de son poids, soit elle continue de monter encore dans la structure avant de commencer à redescendre (flèches blanches). Sa descente l'entraîne en dehors de l'éjection. Si la particule est ressortie au dessus de la zone de $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B_seuil}^*$, alors soit elle continue à monter et sort de l'éjection par le haut, soit elle descend, elle peut alors retomber dans la zone $\tau_{T_B}^* > \tau_{T_B_seuil}^*$, être alors de nouveau transportée vers le haut et ainsi de suite, jusqu'à ce qu'elle sorte de cette zone suffisamment à gauche pour ne plus y retomber.

Gyr, 1983, suggérait que les particules commençaient à retomber quand l'éjection qui les entoure perdait sa cohérence car elle arrivait en fin de vie. En effet, si l'éjection perd sa cohérence, la particule peut se retrouver dans une zone de flux de quantité de mouvement inférieur à $\tau_{T_B}^*$ et commencer à descendre, mais nos expériences ne nous permettent pas de vérifier cette hypothèse. Le modèle que nous proposons repose donc uniquement sur le retard pris par la particule.

V.7 Conclusion

Le but de ces expériences était d'étudier les interactions entre les structures turbulentes et les billes en mouvement pour mieux comprendre et quantifier le rôle de la turbulence dans le transport de sédiments. Pour ce faire, des expériences en écoulements turbulents chargés en particules ont été réalisées. Les mesures PIV nous permettant d'obtenir simultanément les champs de vitesse instantanée et la position et la vitesse des particules, nous avons pu étudier l'écoulement instantané autour des particules en mouvement. Cette analyse nous a permis de montrer d'importants résultats sur les interactions entre les structures turbulentes et les particules transportées.

Tout d'abord, en appliquant l'analyse par quadrants autour des particules, nous avons validé les résultats et les hypothèses de précédents travaux montrant l'importance des éjections dans le transport des particules. De plus, l'analyse par quadrants autour des particules qui montent a prouvé que les éjections sont très impliquées dans la montée des particules dans l'écoulement. Nous avons aussi constaté que les particules qui descendent semblent le faire sans interaction particulière avec les structures turbulentes. Nous avons enfin observé qu'un certain nombre de particules ayant un mouvement descendant étaient détectées dans des éjections. Cette dernière observation montre que même si les éjections semblent être un mécanisme dominant pour faire monter les particules, elles ne sont pas toujours capables d'imposer leur mouvement aux particules. Nous avons donc cherché pourquoi certaines éjections contrent la gravité et d'autres non.

Pour ce faire, nous avons comparé les valeurs de la contrainte visqueuse, de flux de quantité de mouvement et de la vorticité relative mesurées autour des particules qui montent ou qui descendent dans des éjections. Nous avons ainsi montré que c'est le flux de quantité de mouvement instantané, $-\rho_f u'v'$, qui est impliqué dans l'élévation des particules à travers de fortes fluctuations de vitesse verticales et horizontales. Le flux de quantité de mouvement étant plus grand autour des particules qui

montent qu'autour de celles qui descendent, on en conclut qu'il est possible d'imposer un critère $\tau_{T_B}^*$ permettant de détecter les éjections qui feront systématiquement monter les particules. Ce seuil est environ 0,5 fois la contrainte liée à la gravité et ne semble dépendre ni du nombre de Reynolds, ni de la hauteur des particules, ni du type de billes utilisées.

Enfin, nous avons étudié la position des particules au sein des éjections et nous avons mis en évidence que plus les particules sont haut dans l'écoulement, plus elles sont de la zone de flux de quantité de mouvement maximal. Elles peuvent être au dessus ou en dessous de cette zone. Nous avons aussi constaté que la vitesse longitudinale des particules est toujours inférieure à la vitesse instantanée du fluide qui les entoure. A partir de ces observations, un modèle conceptuel du mouvement des particules au sein des éjections a été proposé.

Chapitre VI - INTERACTIONS ENTRE STRUCTURES TURBULENTES ET PARTICULES EN MOUVEMENT, CAS DES EXPERIENCES EN TURBULENCE ARTIFICIELLE

Les expériences en turbulence naturelle de paroi nous ont permis de montrer que les éjections semblent fortement impliquées dans le transport de particules par suspension. De plus, nous avons mis en évidence que le mouvement des particules est fortement influencé par les valeurs locales autour de la particule du flux de quantité de mouvement instantané, $-\rho_f u'v'$. Ces expériences ont été réalisées loin du seuil de suspension. Afin de faire une étude plus fine des interactions entre structures turbulentes et particules en mouvement, nous avons choisi de faire des mesures dans un écoulement contrôlé pour des conditions hydrauliques très proches du seuil de suspension. Pour ce faire, nous avons choisi de générer des éjections de manière contrôlée en créant des hairpin vortex. Les caractéristiques de ces structures ont été décrites dans le Chapitre IV.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'analyse locale du transport engendré par les éjections artificielles. Nous commençons par l'étude du transport en général, notamment en présentant les profils de concentration et de vitesse des particules. Ensuite, afin de connaître les phénomènes entrant en jeu et de les comparer à ceux observés en turbulence naturelle, nous analysons les résultats de façon similaire à ce qui a été fait dans le Chapitre V. Nous appliquons l'analyse par quadrants aux mesures PIV. Nous étudions ensuite le flux de quantité de mouvement responsable de la montée des particules dans l'écoulement et nous en déduisons un seuil. Enfin, nous cherchons à comprendre les mécanismes de transport. Le suivi des particules étant possible, nous étudions leur trajectoire au sein des structures turbulentes et en particulier des éjections. De cette analyse, nous déduisons les trajectoires moyennes suivies par les particules. Cette étude se termine par la confirmation du modèle conceptuel de transport proposé dans le Chapitre V.

Rappel des conditions expérimentales en écoulements chargés en particules

On rappelle dans le Tableau VI-1 les conditions expérimentales des mesures PIV permettant l'analyse du transport solide par les éjections. Le protocole expérimental a été décrit dans la section III.3.

| Test | u_{tip} (m/s) | d (μm) | ρ (kg/m^3) | Re | Re_τ | Re_R | w_S (m/s) | d^+ | D^* | St_{u^*} | u_* / w_S | $\frac{\tau^*}{\tau_{crit}^*}$ |
|---------|--------------------|--------------------------|--------------------------------------|------|-----------|--------|-------------|-------|-------|------------|-------------|--------------------------------|
| PolyP_1 | 0.081 | 450 | 1030 | 2380 | 243 | 433 | 0,0028 | 3,34 | 2,50 | 1,09 | 3,43 | 3,48 |
| PolyP_2 | 0.089 | 450 | 1030 | 2613 | 254 | 546 | 0,0028 | 3,49 | 2,50 | 1,20 | 3,58 | 3,79 |
| PolyP_3 | 0.097 | 450 | 1030 | 2846 | 265 | 518 | 0,0028 | 3,64 | 2,50 | 1,30 | 3,74 | 4,12 |
| PolyG_1 | 0.081 | 650 | 1030 | 2380 | 243 | 484 | 0,006 | 5,54 | 3,96 | 2,28 | 1,43 | 2,92 |
| PolyG_2 | 0.089 | 650 | 1030 | 2613 | 254 | 532 | 0,006 | 5,64 | 3,89 | 2,50 | 1,53 | 3,18 |
| PolyG_3 | 0.097 | 650 | 1030 | 2846 | 265 | 561 | 0,006 | 5,69 | 3,81 | 2,72 | 1,65 | 3,45 |

Tableau VI-1 : Conditions expérimentales testées en présence de particules

VI.1 Résultats généraux sur le transport solide

VI.1.1 Profils de concentration

Les profils de concentration surfacique sont déterminés de façon similaire à la méthode décrite dans la section V.1.1. La seule différence est que nous divisons les images en 7 zones de longueur $1R$ dans la direction longitudinale afin de tenir compte de l'évolution de l'écoulement moyen avec la distance à l'hémisphère. Nous obtenons donc 7 profils de concentration donnés par l'équation (V-1), dans laquelle cette fois-ci, la surface de la S_j des bandes horizontales est égale à 228 pix x 22 pix. Les profils de concentration sont donnés sur la Figure VI-1 en fonction de la distance à l'hémisphère x/R pour les tests (a) PolyP_1, (b) PolyG_1, (c) PolyP_2, (d) PolyG_2, (e) PolyP_3 et (f) PolyG_3, avec une précision de 1%.

En comparant ces profils à ceux donnés sur la Figure V-1, on voit que les deux types d'expériences ne sont pas réalisés pour le même régime de transport. En effet, les maximums de concentration de la Figure VI-1 sont à une hauteur entre 2 et $4d$ et au dessus de ces maximums, la concentration diminue rapidement, alors que dans les autres expériences, la concentration diminuait lentement. Ces profils semblent indiquer que dans les présentes expériences, le transport se fait beaucoup dans la couche de charriage et peu au dessus dans la zone de suspension. Les particules transportées au dessus seront considérées comme transportées par saltation ou par suspension. Il est important de noter que le nombre de particules transportées dans cette zone est suffisant pour l'étude statistique, il varie de 4000 à 15000 particules suivant les tests.

Sur la Figure VI-1 on voit que quand la distance à l'hémisphère augmente, la hauteur du maximum de concentration et la quantité de billes transportées augmente aussi. Ainsi, plus on s'éloigne de l'hémisphère, plus les particules sont transportées. Les mesures PIV en présence de particules sont réalisées dans la zone entre $4,5$ et $11,5R$ après l'hémisphère. Or, la zone de $4,5$ à $7,5R$ correspond à la zone de développement des hairpin vortex, on n'y observe donc peu de transport car les structures turbulentes n'ont pas encore une influence très importante sur le fond. De $7,5R$ à $11,5R$ la contrainte au fond augmente (section IV.2.2) et contribue au fort transport de particules. Toutefois, on n'observe pas de saturation du transport entre 7 et $11,5R$, la capacité de transport n'est donc pas atteinte.

Dans la suite de l'étude, nous nous contenterons donc d'analyser le transport entre $x/R=7$ et $x/R=11,5$. En effet, plus près de l'hémisphère, le nombre de particules transportées est trop faible.

Nous avons vérifié que les grandeurs étudiées ne varient pas dans cette zone ($7 < x/R < 11,5$), nous présentons donc les résultats de la suite dans cette zone, sans tenir compte de la distance x/R .

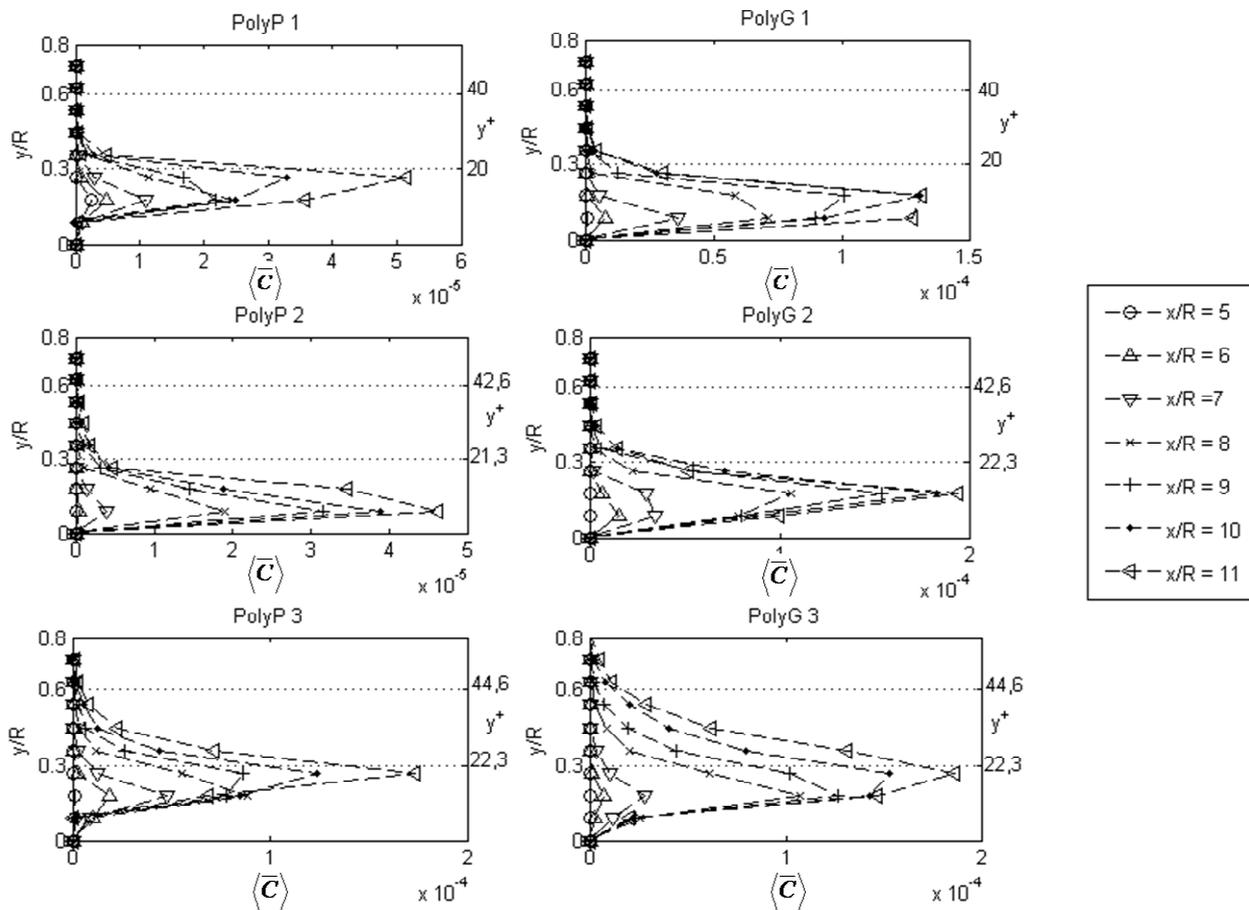


Figure VI-1: Profil de concentration $\langle \bar{C}(y) \rangle$ en fonction de la distance à l'hémisphère pour les tests (a) PolyP_1, (b) PolyG_1, (c) PolyP_2, (d) PolyG_2, (e) PolyP_3 et (f) PolyG_3. Les échelles de concentration et de y^+ sont différentes pour les différents graphiques

VI.1.2 Vitesses des particules

Vitesse longitudinale

Nous étudions ensuite la vitesse longitudinale des particules en mouvement dans l'écoulement. La Figure VI-2 représente les profils de vitesse moyenne des particules dans la direction longitudinale en m/s pour tous les tests. Ces profils sont comparés aux profils de vitesse moyenne dans l'écoulement d'eau claire. Les écart-types sont donnés à chaque fois pour les billes PolyP.

Cette figure montre que les particules se déplacent en moyenne moins vite que l'écoulement. En effet, on voit que leur vitesse moyenne est comprise entre 30 et 75% de la vitesse moyenne du fluide. Nous constatons que ce retard est plus important que celui observé en turbulence naturelle de paroi. En effet, dans les premières expériences, la vitesse moyenne des particules atteignait 75 à 95% de la vitesse moyenne de l'écoulement. Nous avons vu dans le chapitre précédent que le retard des particules sur la vitesse moyenne était dû à la ségrégation des particules dans les éjections qui sont des

zones de faible vitesse longitudinale. En outre, le fait que la vitesse des particules soit plus faible que $\langle \bar{u} \rangle - u'_{rms}$ laisse supposer que les particules ont aussi un retard sur les éjections (section V.6.2). On peut supposer que le retard très important ici est lié au fait que dans les présentes expériences, les particules ont beaucoup de mal à suivre le fluide et les éjections parce que les expériences sont réalisées près du seuil de suspension.

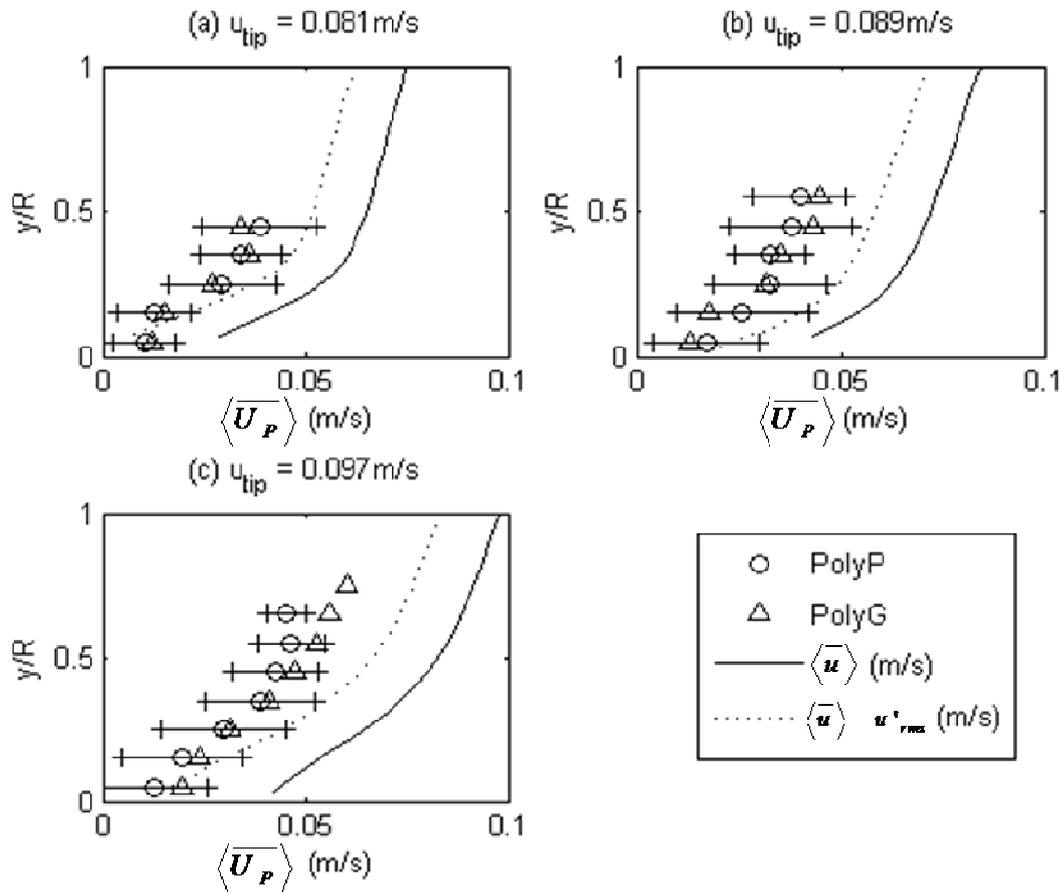


Figure VI-2 : Vitesse moyenne des particules dans la direction longitudinale $\langle U_P \rangle$ en m/s , comparée à la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle \bar{u} \rangle$ (a) $u_{tip} = 0.081$ m/s, (b) $u_{tip} = 0.089$ m/s et (c) $u_{tip} = 0.097$ m/s. Les barres d'erreurs sont données pour les tests PolyP et correspondent aux écarts-types

Vitesse verticale

Nous étudions maintenant l'évolution de la vitesse verticale des particules. La distribution de probabilité (PDF) de la vitesse verticale des particules est donnée sur la Figure VI-3 pour tous les tests. Sur cette figure, nous avons fait apparaître la vitesse de chute w_s des particules en trait discontinu. On voit que dans les deux cas, il semble qu'il y ait plus de billes qui se déplacent avec une vitesse verticale supérieure à $-w_s$ que de billes qui descendent plus vite que leur vitesse de chute. Cette tendance ($V_P > -w_s$) peut s'expliquer par le fait que le transport de particules n'est pas à saturation. On se trouve en effet dans la zone où les particules sont mises en mouvement. De plus, cette tendance est en accord avec l'évolution des profils de concentration qui augmentent avec x/R . En effet, pour observer cette augmentation, il faut que le flux vertical soit globalement positif, donc que V_P soit positif.

Enfin, on observe une légère influence du type de particules. En particulier, il semble que les particules les plus grosses (PolyG) montent moins vite et descendent plus vite que les plus légères (PolyP) ce qui est dû à la gravité.

Comme ces expériences nous permettent d’avoir la vitesse verticale des particules, nous pourrions faire l’analyse en fonction de cette vitesse et non juste de son signe comme dans le chapitre précédent. En effet, on pourrait considérer que l’écoulement arrive à contrer la gravité à partir du moment où les particules descendent moins vite que leur vitesse de sédimentation, c’est-à-dire quand $V_p > -w_s$. En revanche, nous choisissons de faire l’analyse en gardant le critère vitesse positive ou négative afin de pouvoir comparer facilement les résultats avec ceux obtenus dans le Chapitre V et de la littérature en général.

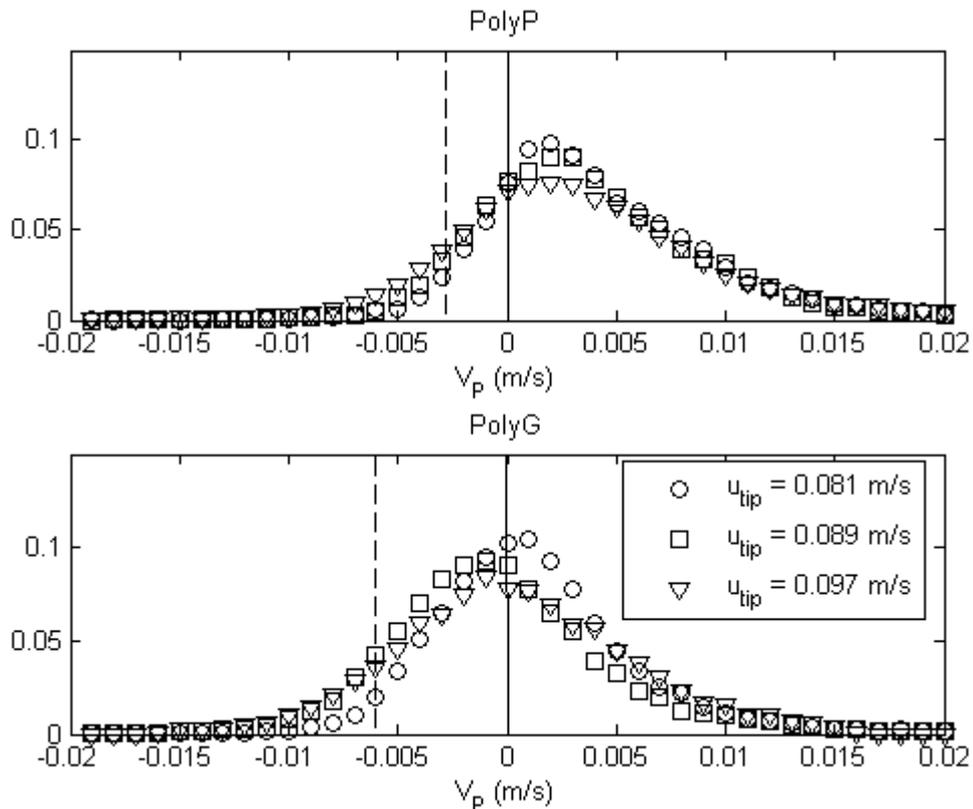


Figure VI-3 : PDF de la vitesse verticale des particules V_p en m/s. La vitesse de chute w_s des particules est donnée en trait discontinu

VI.2 Importance du flux de quantité de mouvement instantané dans le transport

Cette analyse a pour but de vérifier que comme dans les expériences en turbulence de paroi, le flux de quantité de mouvement instantané $-\rho_f u'v'$ est la grandeur de l’écoulement qui entre en jeu dans le transport et l’élévation des particules dans l’écoulement, notamment au dessus de la couche de charriage.

Les calculs et notations sont similaires à ceux décrits dans la section V.3.1.

VI.2.1 Choix de la taille du voisinage

Dans le Chapitre V, nous avons mis en évidence que la taille du voisinage doit varier entre 5 et 10d, nous choisissons 5d afin de bien rester au sein des structures et d'étudier le fluide très proche de la particule.

Nous avons vu dans le Chapitre IV que la taille des éjections est de $3,7R \times 2,1R$ ce qui correspond à environ $40 \times 22d$. Une taille de voisinage égale à 5d, soit 0,3 à 0,46R, semble donc appropriée pour rester dans les éjections. En revanche, cette taille correspond à la hauteur de la couche de charriage. Le voisinage des particules transportées dans la couche de charriage sera donc composé de vecteurs vitesse inclus dans la sous-couche visqueuse ($y/R < 0,2-0,3$) et d'autres inclus dans la zone interne caractérisée par un fort $-\rho_f u'v'$. Les résultats obtenus dans cette zone de charriage ne seront donc pas systématiquement représentatifs des phénomènes présents dans cette zone, comme nous l'illustrons dans le paragraphe suivant. Comme il n'est pas possible de prendre un voisinage plus petit qui engendrerait un nombre de vecteurs trop faible dans le voisinage et que nous souhaitons comparer le transport par suspension de ces expériences avec celui des expériences en turbulence naturelle de paroi, nous concentrerons notre étude sur la zone au dessus de 3d.

VI.2.2 Contribution de la contrainte visqueuse et du flux de quantité de mouvement à la contrainte totale instantanée agissant sur les particules

Les profils de contrainte visqueuse $\overline{\tau_L}$ et de contrainte turbulente $\overline{\tau_T} = -\rho_f \overline{u'v'}$ étudiés dans la section IV.2.2 montrent que près du fond, en $y/R < 0,2$, la contrainte moyenne totale $\overline{\tau}$ est dominée par la contrainte visqueuse moyenne $\overline{\tau_L}$. Ceci nous suggère que dans cette zone, c'est la contrainte visqueuse τ_L qui est importante dans le transport de particules.

Afin d'identifier les grandeurs du fluides impliquées dans le mouvement des billes, nous étudions l'influence du flux de quantité de mouvement $\tau_{T_b}^* = -\rho_f u'v' / g(\rho - \rho_f)d$, et de la contrainte visqueuse $\tau_{L_b}^* = \mu \frac{\partial u}{\partial y} / g(\rho - \rho_f)d$ dans le mouvement vertical des particules en fonction de leur hauteur. La Figure VI-4 présente cette évolution pour chaque test et fait apparaître la contrainte visqueuse moyenne (Δ) et le flux moyen de quantité de mouvement (\circ) autour des particules qui montent (symboles ouverts) et de celles qui descendent (symboles pleins).

Premièrement, on voit bien une différence de régime entre le fond et le haut de l'écoulement. En effet, pour $y/R < 0,2-0,3$, la contrainte visqueuse et le flux de quantité de mouvement sont du même ordre de grandeur. Pour $y/R > 0,2-0,3$, on observe une forte augmentation du flux de quantité de mouvement autour des particules qui montent, alors que la contrainte visqueuse reste constante voire diminue. Pour $y/R > 0,2-0,3$, ces tendances sont en accord avec les profils de contrainte en écoulements non chargés de la section IV.2.2 : le flux de quantité de mouvement est largement supérieur à la contrainte visqueuse. En revanche, les observations faites pour $y/R < 0,2-0,3$ ne sont pas en accord avec ces profils. En effet, on devrait avoir une contrainte visqueuse beaucoup plus grande que le flux de quantité de mouvement et on les trouve similaires. Cette remarque suggère que la taille de voisinage choisie ne permet pas une visualisation assez fine de ce qui se passe près du fond. On n'a donc pas assez de résolution pour analyser le mouvement dans la zone $y/R < 0,2-0,3$, que nous appellerons dans la suite couche de charriage.

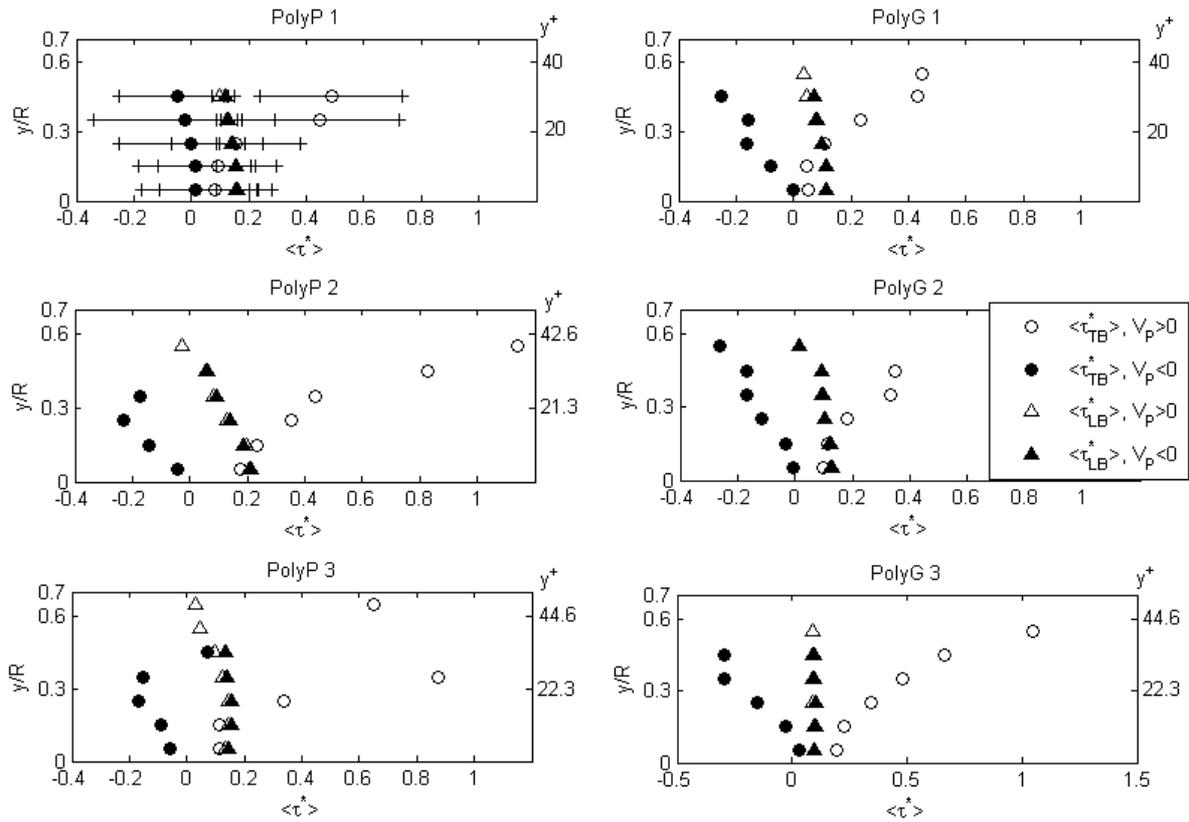


Figure VI-4 : Evolution de $\langle \tau_{TB}^* \rangle$ (o) et $\langle \tau_{LB}^* \rangle$ (Δ) autour des particules qui montent (symboles ouverts) et des particules qui descendent (symboles pleins) en fonction de la hauteur. Les barres d'erreur données pour le test PolyP_1 correspondent aux écarts-types

VI.2.3 Importance du flux de quantité de mouvement

Comme pour les expériences en turbulence naturelle de paroi, nous étudions l'influence sur le transport des particules du flux de quantité de mouvement instantané τ_T^* , de la contrainte visqueuse instantanée τ_L^* et de la vorticité relative $\omega/\bar{\omega}$, $\bar{\omega}$ étant la moyenne temporelle de la vorticité. Afin d'analyser le rôle de ces trois quantités dans le transport, nous commençons par regarder leur PDF autour des particules qui montent et autour de celles qui descendent. Nous étudions ensuite leurs valeurs moyennes dans le voisinage des particules en distinguant le signe de la vitesse verticale. Ces calculs sont faits au dessus de la couche de charriage, pour $y/R > 0,2-0,3$.

La Figure VI-5 montre pour le test PolyP_3, les mêmes tendances qui étaient apparues dans la section V.3.2. En effet, la PDF du flux de quantité de mouvement autour des particules qui montent est différente de celle calculée autour des particules qui descendent alors que les PDF des deux autres grandeurs sont identiques. En particulier, pour $\tau_{TB}^* > 0-0,1$ la PDF autour des particules qui montent est au dessus de celle autour des particules qui descendent, alors que pour $\tau_{TB}^* < 0-0,1$, c' est le contraire. Ces observations sont vérifiées par les valeurs moyennes données dans le Tableau VI-2. On voit que pour le test PolyP_3, $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p > 0}$ est largement supérieure à $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p < 0}$ alors que les contraintes

visqueuses moyennes et la vorticité moyenne sont quasiment les mêmes quel que soit le signe de la vitesse verticale des particules.

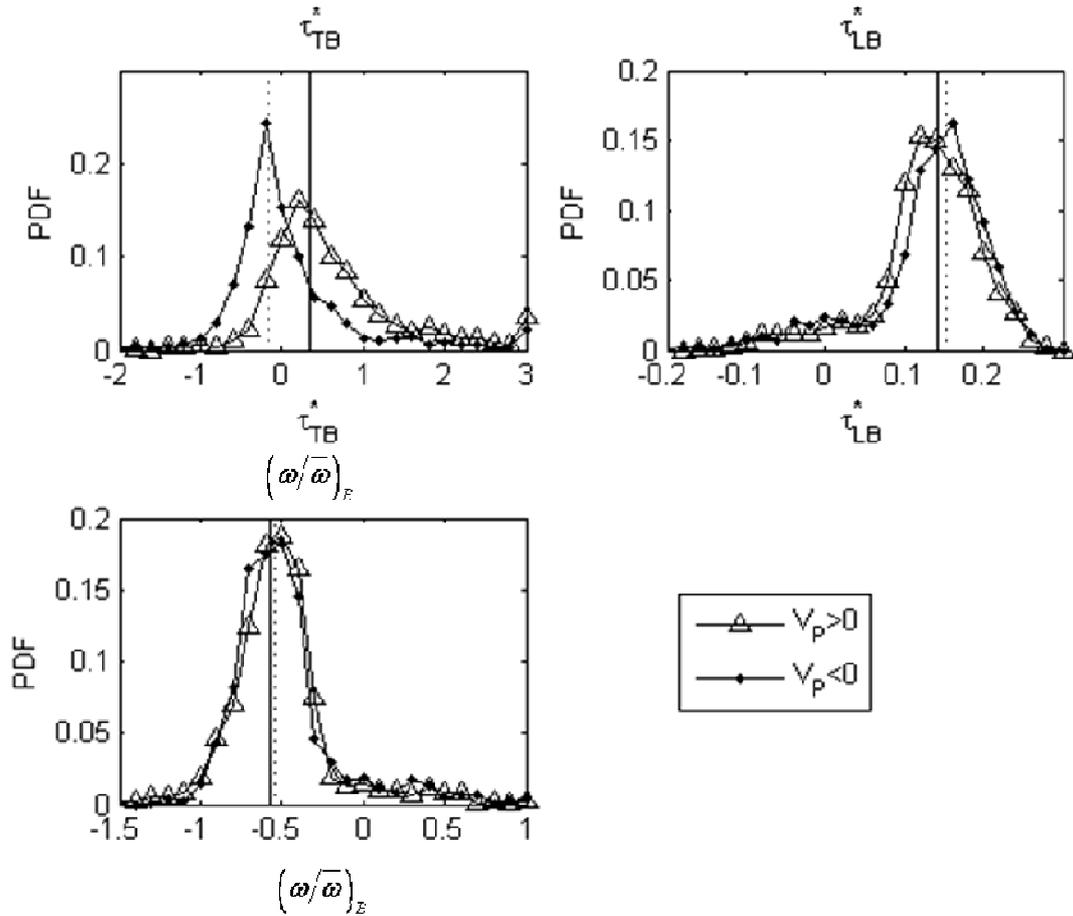


Figure VI-5 : PDF (a) du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* , (b) de la contrainte visqueuse τ_{LB}^* et (d) de la vorticité relative $(\omega/\bar{\omega})_B$, autour des particules qui montent (Δ) et de celles qui descendent (∇), cas de PolyP_3. Calculs réalisés au dessus de la couche de charriage

| Test | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p > 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p < 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{LB}^* \rangle_{V_p > 0}$ * 10^{-3} | $\langle \tau_{LB}^* \rangle_{V_p < 0}$ * 10^{-3} | $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle_{V_p > 0}$ | $\langle (\omega/\bar{\omega})_B \rangle_{V_p < 0}$ |
|---------|--|--|--|--|---|---|
| PolyP_1 | 229±312 | 8±305 | 135±43 | 138±39 | -0,51±0,28 | -0,52±0,28 |
| PolyP_2 | 387±693 | -274±305 | 123±97 | 137±61 | -0,76±0,49 | -0,75±0,47 |
| PolyP_3 | 332±643 | -161±419 | 141±67 | 154±64 | -0,52±0,32 | -0,54±0,29 |
| PolyG_1 | 175±380 | -161±239 | 91±27 | 88±30 | -0,72±0,29 | -0,72±0,28 |
| PolyG_2 | 197±333 | -142±283 | 101±27 | 104±34 | -0,63±0,3 | -0,64±0,3 |
| PolyG_3 | 357±603 | -140±438 | 92±41 | 101±32 | -0,6±0,37 | -0,63±0,37 |

Tableau VI-2 : Valeurs moyennes autour des billes qui montent et qui descendent (i) du flux de quantité de mouvement, (ii) de la contrainte visqueuse adimensionnelle et (iii) de la vorticité relative. Calculs faits au dessus de la zone de charriage

Pour les autres tests, les valeurs répertoriées dans le Tableau VI-2 indiquent des tendances similaires. On voit en particulier que les particules qui montent se positionnent préférentiellement dans des zones de fluide où le flux de quantité de mouvement est positif et fort. De plus, les particules descendantes peuvent être entourées par un flux de quantité de mouvement négatif ou faiblement positif. En revanche, la contrainte visqueuse et la vorticité sont quasiment identiques quel que soit le mouvement vertical de la particule. Cette analyse montre que c'est le flux de quantité de mouvement instantané $-\rho_f u'v'$ qui est important dans le transport et l'élevation des particules dans l'écoulement. Ceci est en accord avec ce que nous avons observé en turbulence naturelle.

VI.3 Rôle des éjections dans le transport des billes

L'analyse des expériences en turbulence naturelle de paroi a mis en évidence le rôle prédominant des éjections dans le transport de particules et notamment dans l'élevation de celles-ci. L'analyse des grandeurs faite dans la section précédente a montré que dans les présentes expériences, au dessus de la couche de charriage, ce sont aussi les structures à fort flux de quantité de mouvement qui entourent les billes. Afin de vérifier que ce sont dans ces expériences aussi les éjections qui sont impliquées dans le transport, nous appliquons l'analyse par quadrants dans le voisinage des particules.

L'étude se fait de façon similaire à celle décrite dans la section V.4, en particulier, nous n'appliquons pas de seuil de détection H . De plus, nous choisissons qu'une particule est dans une structure de type Q_i si au moins 50% des vecteurs de son voisinage sont classés dans le quadrant Q_i .

VI.3.1 Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes

L'analyse par quadrants est tout d'abord appliquée à toutes les particules et les résultats sont étudiés avec et sans conditionnement sur la hauteur. La Figure VI-6 et la Figure VI-7 sont à comparer à la Figure V-8 et à la Figure V-9 du chapitre précédent. En particulier, la Figure VI-6 donne la répartition des particules au sein des différents  v nements turbulents, c'est-à-dire les Q_1 ($u'>0$ et $v'>0$), les éjections Q_2 ($u'<0$ et $v'>0$), les Q_3 ($u'<0$ et $v'<0$) et les sweeps Q_4 ($u'>0$ et $v'<0$). La Figure VI-7 donne l'évolution de la répartition des particules dans les éjections et les sweeps en fonction de la hauteur, pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Ces deux figures donnent aussi les répartitions des  v nements turbulents dans un écoulement d'eau claire (Clear). Pour la Figure VI-6, on se restreint au transport au dessus de la couche de charriage.

Etude au dessus de la couche de charriage

La Figure VI-6 montre que les particules sont principalement entourées d'éjections et de Q_3 . En effet, on voit que 45   56% des particules sont dans des éjections qui ne représentent que 25% des  v nements en écoulement d'eau claire. Cette observation est en accord avec les expériences en turbulence naturelle au cours desquelles un grand nombre de particules été détectées dans les éjections (42 à 60%). En revanche, la surreprésentation des Q_3 n'était pas visible dans ces premières expériences, il n'y avait que 15   20% des particules dans les Q_3 alors qu'elles sont ici 25   45%. De plus, les sweeps qui entouraient 16.5 à 30% des billes dans les premières expériences n'en entourent ici que 5   12%. Cette inversion de tendance peut être liée au fait que dans les écoulements de turbulence contrôlée, la structure qui suit immédiatement une éjection est un Q_3 comme nous l'avons vu sur la Figure IV-1. De ce fait, une particule qui sort d'une éjection passera directement dans un Q_3 et très peu atteindront le sweep qui suit. Cette hypothèse sera confirmée par l'analyse par quadrants autour des particules qui descendent puis par l'étude des trajectoires (section VI.5.2).

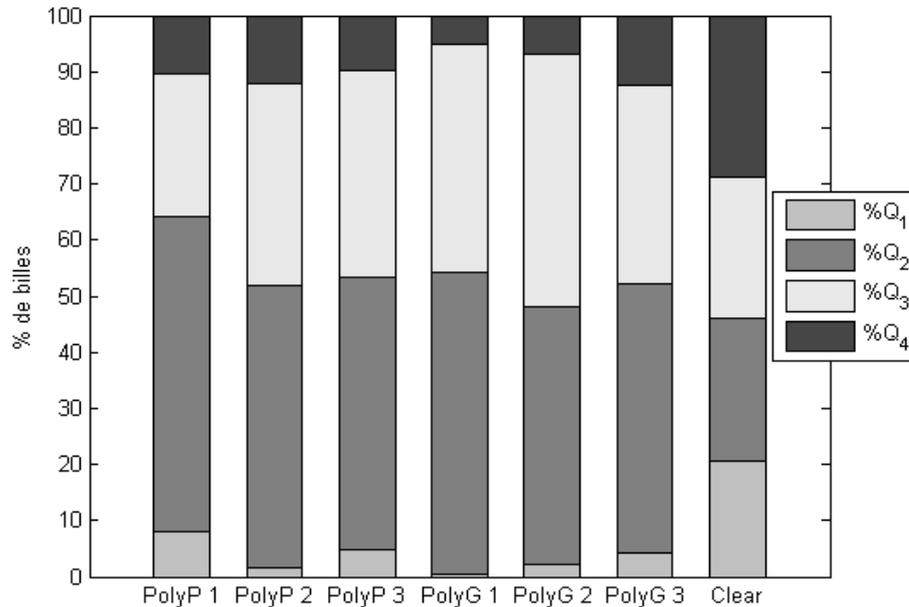


Figure VI-6 : Analyse par quadrants autour des billes sans conditionnement sur la vitesse des billes, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calcul au dessus de la couche de charriage

Etude sur toute la hauteur

La Figure VI-7 présente l'évolution en fonction de la hauteur de la répartition des particules dans les éjections, les Q_3 et les sweeps. Par rapport à la Figure V-9, nous avons rajouté les Q_3 aux vues de leur forte représentation dans ces expériences. Cette figure fait apparaître le changement de régime qui existe entre la couche de charriage et le dessus. En effet, pour $y/R < 0,3$, on voit que les particules sont également réparties dans les structures, avec une représentation très proche de celle des écoulements d'eau claire. Pour $y/R > 0,3$, on voit apparaître la prédominance des éjections et des Q_3 que nous venons de décrire. Cette figure illustre donc bien la différence de comportement des particules entre la couche de charriage ($y/R < 0,3$) et la suspension qui se situe au dessus.

On observe donc qu'au dessus de la couche de charriage les éjections sont plus représentées autour des particules que dans l'écoulement d'eau claire. On peut donc conclure que les éjections sont fortement impliquées dans le transport de particules.

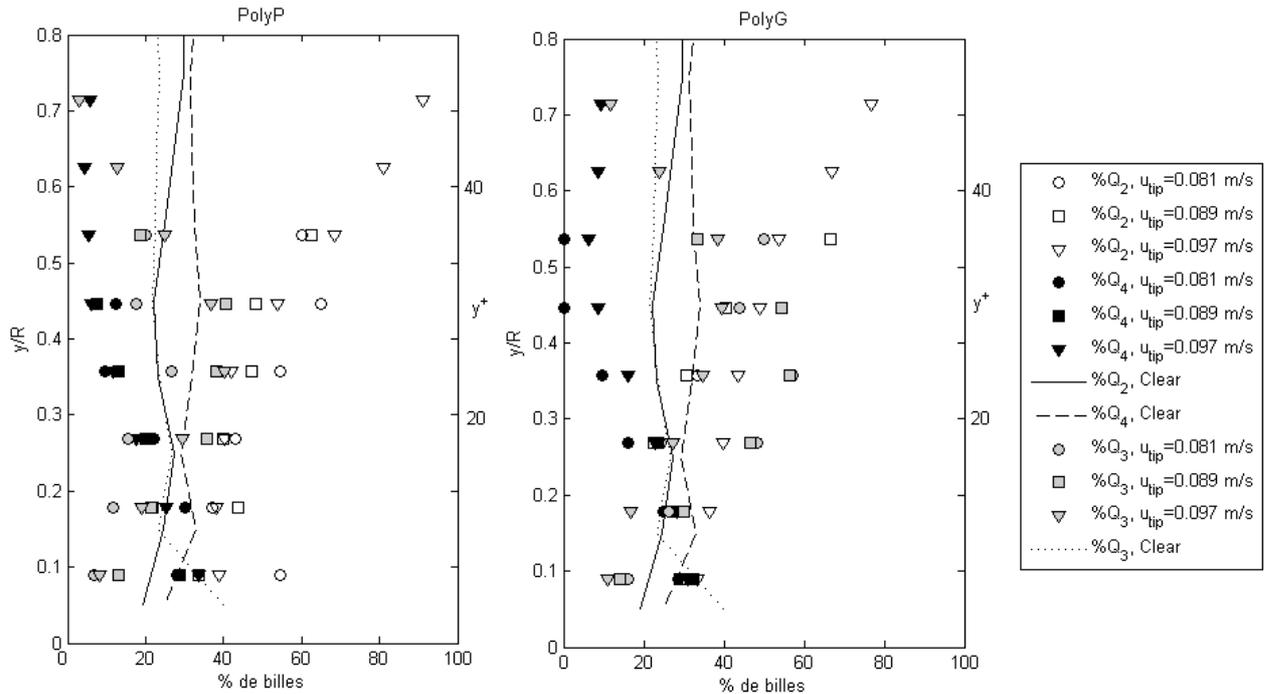


Figure VI-7 : Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), des Q_3 et les sweeps (Q_4), pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire. Les hauteurs en y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081\text{m/s}$

VI.3.2 Analyse par quadrants autour des billes qui montent

L'analyse par quadrants est ensuite appliquée aux particules qui montent afin de vérifier si les éjections sont impliquées dans leur montée. La Figure VI-8 représente la répartition des particules qui montent au dessus de $y/R > 0,3$ dans les 4 événements turbulents et la Figure VI-9 celle des particules qui montent dans les éjections en fonction de la hauteur. Ces figures sont à comparer à la Figure V-10 et à la Figure V-11 du chapitre précédent.

Etude au dessus de la couche de charriage

Ces deux figures montrent que les particules qui montent ont tendance à se positionner dans des éjections. On voit en particulier pour $y/R > 0,3$ que 63 à 75% des particules qui montent sont dans des éjections. Les autres particules qui montent sont un peu plus nombreuses dans les Q_3 (10 à 19%) que dans des sweeps (4 à 10%) ou les Q_1 (0 à 8%), mais ces trois types de structures sont beaucoup moins représentés que dans un écoulement d'eau claire. On peut donc supposer que les éjections sont largement dominantes sur les autres structures pour $y/R > 0,3$, comme cela avait été remarqué dans les expériences en turbulence naturelle.

Etude sur toute la hauteur

La Figure VI-8 illustre de nouveau la différence de régime entre les deux zones de l'écoulement. Nous venons de voir que pour $y/R > 0,3$ les éjections sont largement majoritaires. En revanche, plus près du fond, les éjections transportent une grande partie des billes qui montent, mais elles n'en représentent que 35 à 50%. Cette observation met en évidence que les billes qui montent dans la couche de charriage ont moins tendance à se positionner dans des éjections. Cette remarque peut

s'expliquer par le fait que près du fond, un mécanisme important pour faire monter les particules est le rebond sur la paroi.

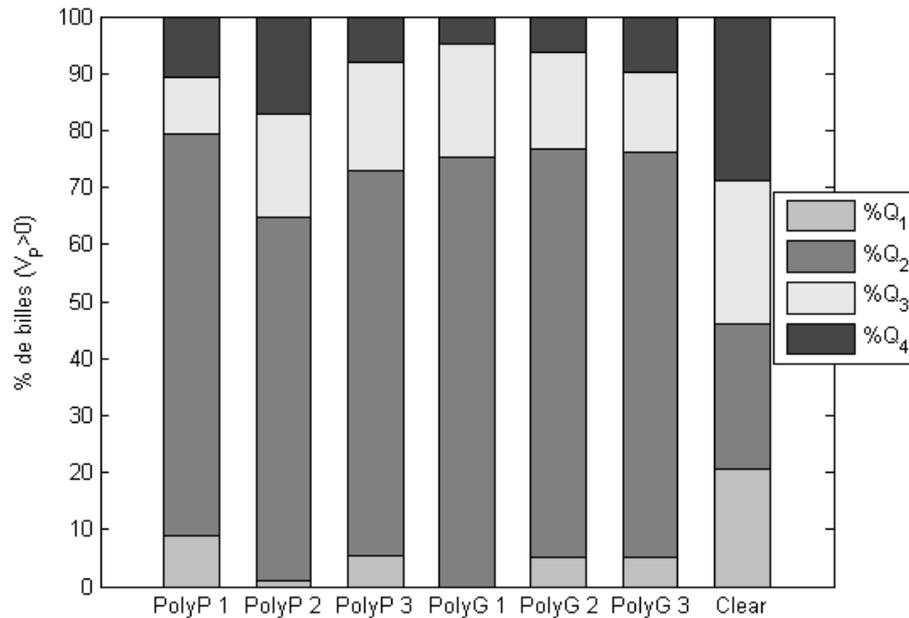


Figure VI-8 : Analyse par quadrants autour des particules qui montent ($V_p > 0$), répartition des événements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calcul réalisé au dessus de la couche de charriage

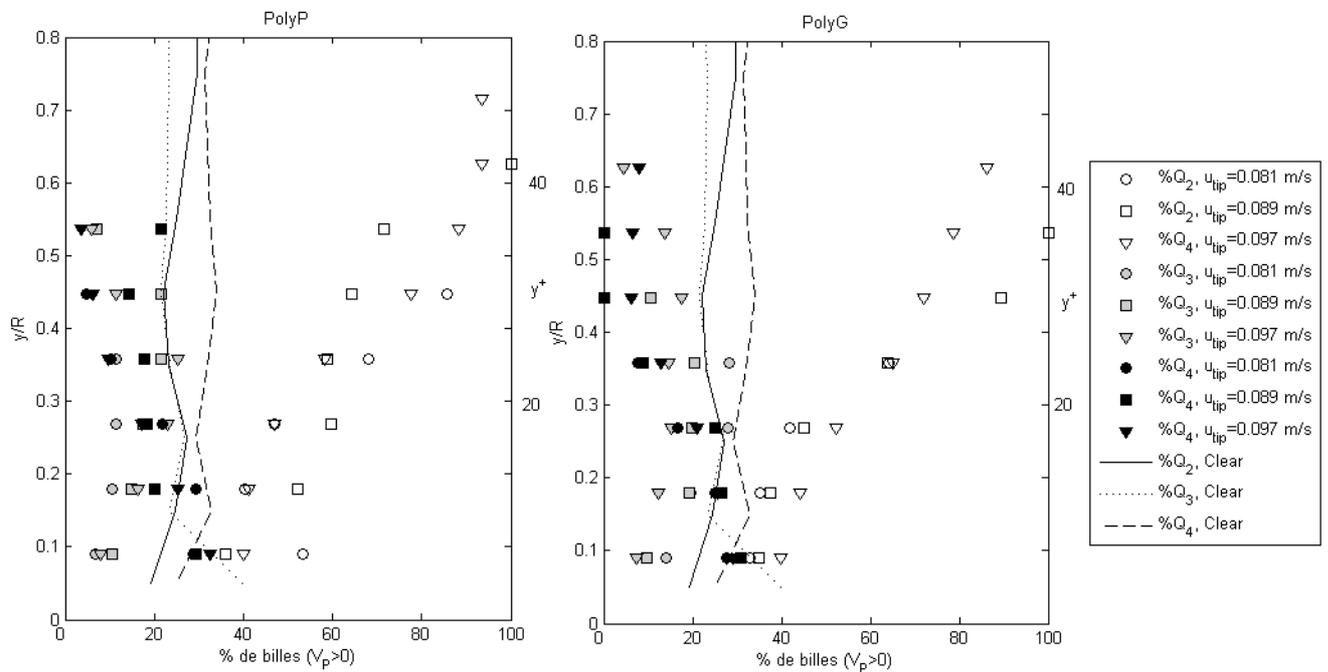


Figure VI-9 : Analyse par quadrants autour des billes qui montent, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), des Q_3 et les sweeps (Q_4), pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire. Les hauteurs en y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081$ m/s

VI.3.3 Analyse par quadrants autour des billes qui descendent

La Figure VI-10 présente les résultats de l'analyse par quadrants autour des particules qui descendent pour $y/R > 0,3$. Elle est à comparer avec la Figure V-12 du chapitre précédent. La Figure VI-10 montre une répartition très différente en turbulence artificielle et en turbulence naturelle. Dans les présentes expériences, ce sont les Q_3 qui sont le plus représentés avec 49 à 78% des billes qui descendent alors qu'il n'y a que 20% de Q_3 en écoulement d'eau claire. Les éjections représentent 15 à 33% des particules ce qui est proche de leur représentation en eau claire alors qu'elles étaient les structures les plus représentées dans les premières expériences. Enfin, les sweeps et les Q_1 n'entourent respectivement que 0 à 15% et 1 à 6% des particules qui descendent.

La surreprésentation des Q_3 peut s'expliquer par la nature des structures rencontrées par une particule au cours de sa trajectoire typique. En effet, la signature typique des hairpin vortex artificiels étudiée dans la section IV.1.1 met en évidence qu'entre l'éjection et le sweep, on voit apparaître un Q_3 . On peut donc supposer que lorsqu'une particule transportée par une éjection sort de cette éjection, elle rencontrera en premier temps un Q_3 défini par un $v' < 0$ qui aidera la gravité à faire descendre la particule vers le fond. Nous verrons plus loin un modèle de transport basé sur la trajectoire des particules en accord avec ces données.

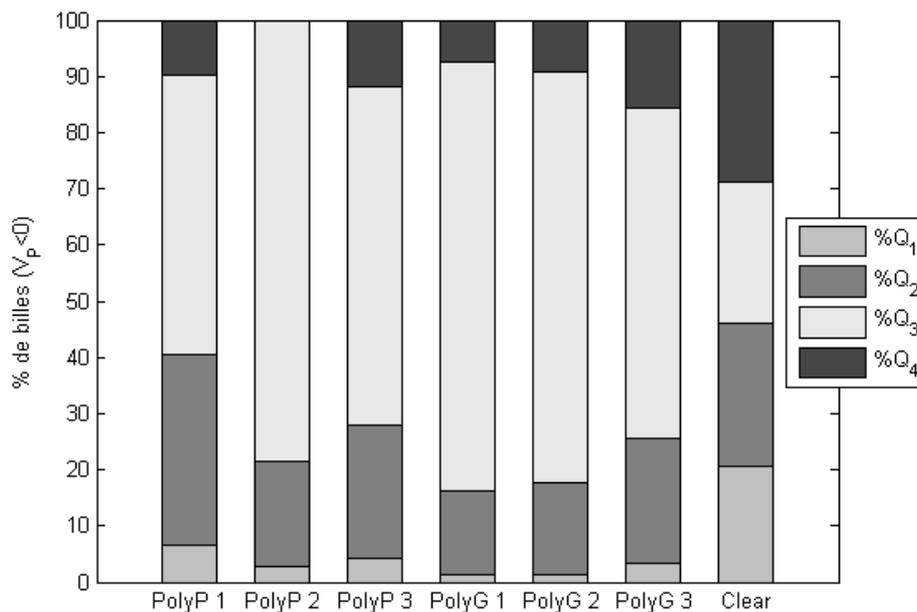


Figure VI-10 : Analyse par quadrants autour des particules qui descendent ($V_p < 0$), répartition des événements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calculs réalisés au dessus de la couche de charriage

VI.3.4 Pourcentage de billes montant et descendant dans les éjections

Nous venons de voir que même si les éjections sont très présentes autour des particules qui montent, nous avons aussi détecté des particules qui descendent dans ces structures. Nous étudions

donc la répartition relative de particules qui montent ou qui descendent dans des éjections pour tous les tests en fonction de la hauteur. Les résultats sont donnés sur la Figure VI-11.

Cette Figure VI-11 indique que toutes les éjections ne sont pas capables de contrer la gravité et de faire monter les billes dans l'écoulement et que plus le nombre de Stokes des billes est faible, plus le nombre de particules qui montent dans les éjections est fort. En effet, la Figure VI-11 montre une forte influence du type de particules sur le nombre de particules qui montent dans les éjections. On voit que les plus petites particules (PolyP), qui ont un faible nombre de Stokes (1,1-1,3) sont beaucoup plus nombreuses (plus de 70%) à monter quand elles sont dans des éjections. Alors que les billes plus grosses (PolyG), dont le nombre de Stokes varie de 2,3 à 2,7, sont moins nombreuses à monter dans les éjections.

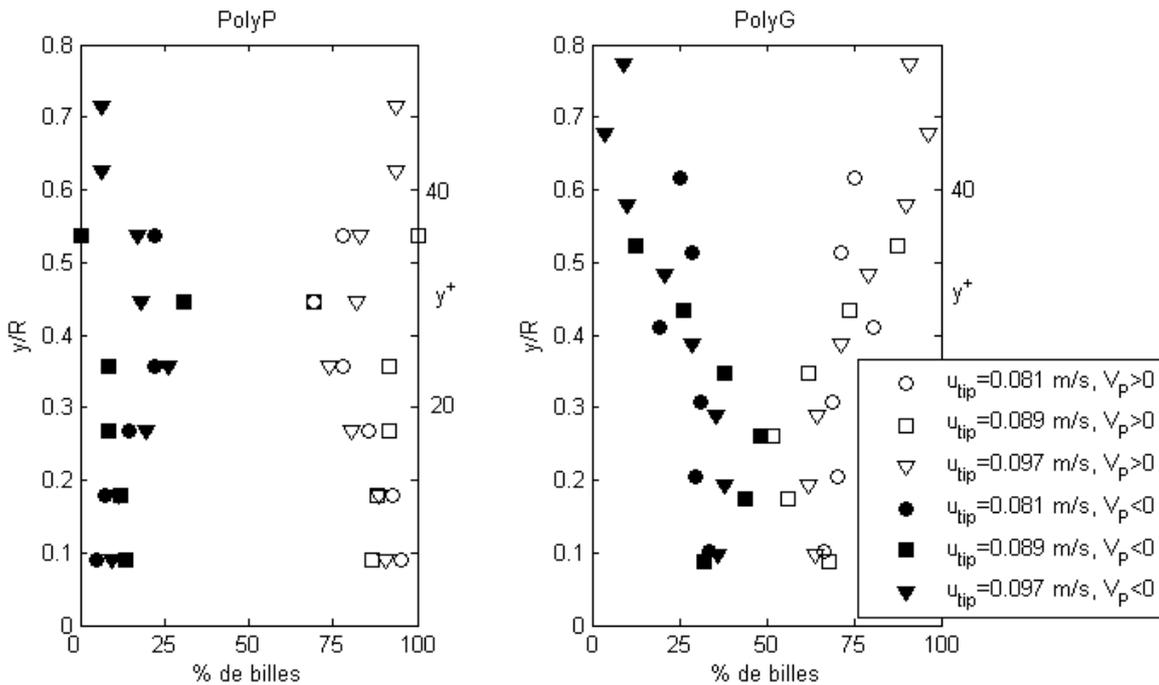


Figure VI-11 : Pourcentage de billes montant (symboles ouverts) ou descendant (symboles pleins) dans des éjections, cas des billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081$ m/s

VI.3.5 Conclusion

Finalement, on observe une prédominance des éjections autour de toutes les particules et en particulier autour de celles qui montent. De plus, le fait que l'on détecte des particules qui descendent dans les éjections montre que celles-ci ne sont pas toutes capables d'imposer leur mouvement aux particules. En revanche, on observe une plus grande représentation des $Q3$ qui peut être liée leur positionnement en arrière des éjections ce qui fait qu'ils récupèrent les particules sortant des éjections.

Ces résultats nous permettent de supposer que l'étude des éjections impliquées dans la montée des particules dans les présentes expériences nous permettra de mieux comprendre le transport des particules près du seuil de suspension.

VI.4 Intensité des éjections impliquées dans le mouvement ascendant des particules

Le but de cette partie est de déterminer les seuils de détection des éjections capables de contrer la gravité et de transporter des particules. Pour ce faire, nous commençons par étudier le flux de quantité de mouvement et les fluctuations de vitesse de l'écoulement autour des billes comme ceci à été fait dans la section V.5. Nous étudions ensuite l'influence de la hauteur des particules et de leur vitesse sur le flux de quantité de mouvement. Nous terminons en déterminant le seuil de la même façon que dans le Chapitre V.

VI.4.1 Flux de quantité de mouvement des éjections

Comme lors de l'analyse des expériences en turbulence naturelle de paroi (section V.5), nous regardons l'évolution de $\tau_{T_B}^*$ autour des particules qui montent et qui descendent dans des éjections pour $y/R > 0,3$. Nous commençons par regarder les PDF du flux de quantité de mouvement et des fluctuations de vitesse verticale et horizontale des éjections autour des particules qui sont en mouvement au dessus de la couche de cisaillement. Ces PDF sont représentées sur la Figure VI-12 pour le flux de quantité de mouvement, la Figure VI-13 pour la fluctuation de vitesse longitudinale et la Figure VI-14 pour la fluctuation de vitesse verticale. Les valeurs moyennes et les écarts-types sont donnés dans le Tableau VI-3.

On voit sur la Figure VI-12 que la probabilité d'avoir un fort flux de quantité de mouvement est plus grande autour des particules qui montent qu'au tour de celles qui descendent. On retrouve cette tendance au niveau des valeurs moyennes du Tableau VI-3. En effet, le flux moyen de quantité de mouvement est 1,5 à 3,8 fois plus grand autour des particules qui montent qu'au tour de celles qui descendent. Cette ségrégation des particules qui montent dans les zones de fort flux de quantité de mouvement avait déjà été observée dans le Chapitre V. On peut noter que cette tendance est plus nette dans les présentes expériences en raison du faible nombre de particules qui descendent dans des éjections.

En revanche, pour les fluctuations de vitesse longitudinales, la Figure VI-13 présente des PDF très proches les unes des autres avec parfois un léger décalage soit vers la gauche, soit vers la droite. De plus, le Tableau VI-3 met en évidence que pour certains tests les moyennes sont plus faibles autour des particules qui montent qu'au tour de celles qui descendent et pour d'autres c'est l'inverse. L'impossibilité de dégager une tendance est certainement liée à un sous échantillonnage des $V_p < 0$ dans les Q_2 . Dans le Chapitre V, nous avons vu que la fluctuation de vitesse avait une légère influence sur le mouvement des particules, alors qu'ici, nous ne pouvons pas conclure.

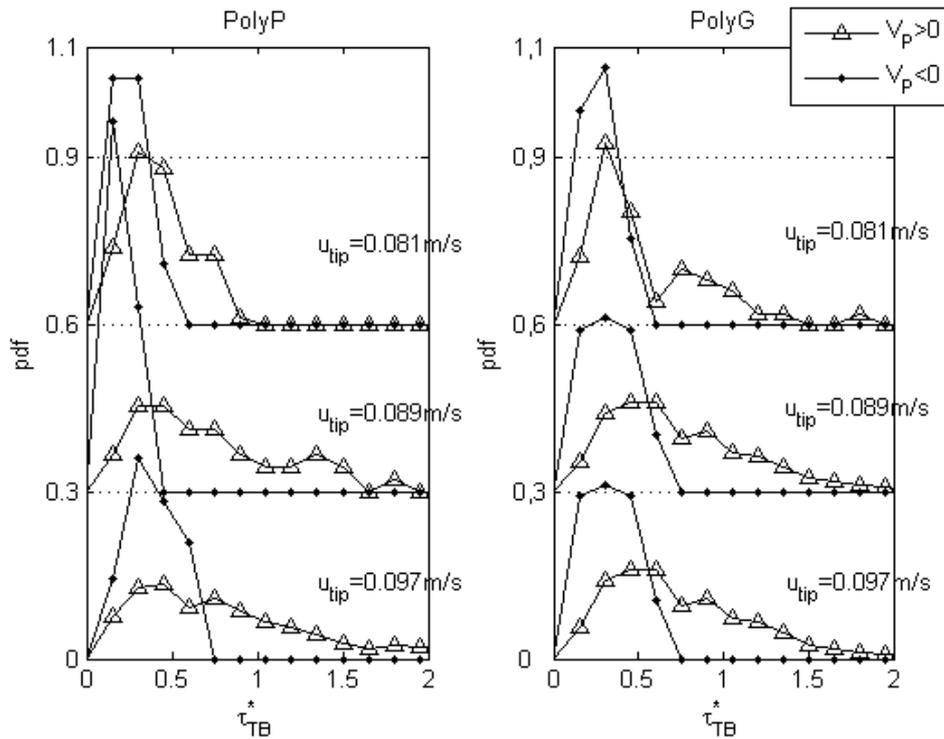


Figure VI-12 : PDF du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* des éjections autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage

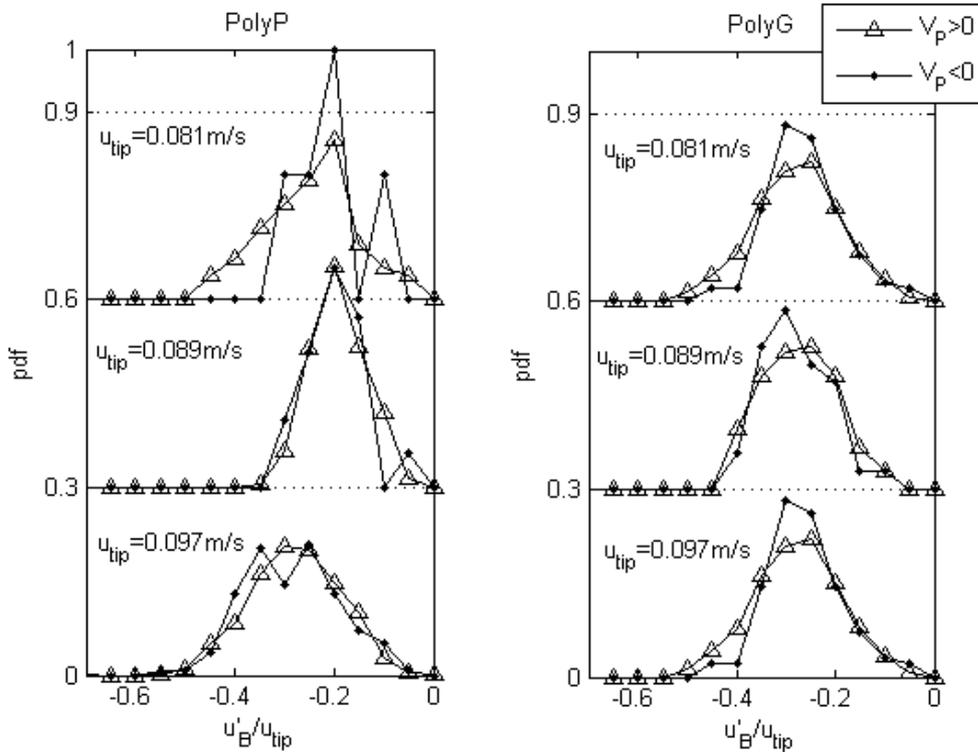


Figure VI-13 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale u'_B / u_{tip} autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections, pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage

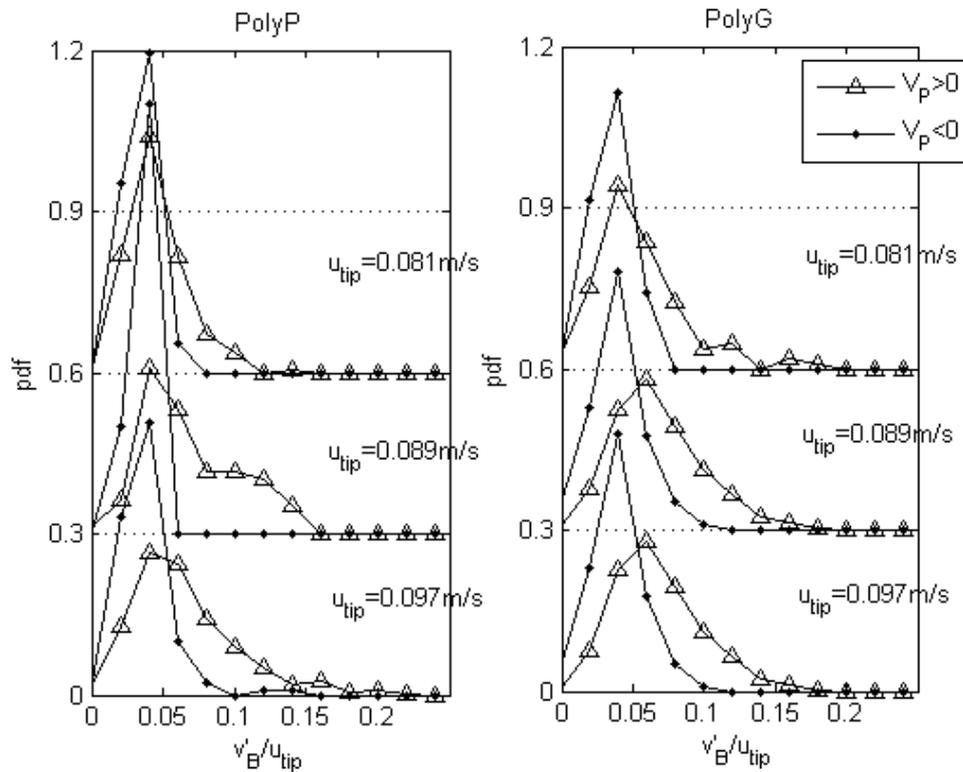


Figure VI-14 : PDF de la fluctuation de vitesse verticale v'_B/u_{tip} autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections, pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage

Enfin, les fluctuations de vitesses verticales représentées sur la Figure VI-14 sont plus importantes autour des particules qui montent qu' autour de celles qui descendent. En effet, les PDF sont de nouveau décalées vers les grandes valeurs de v' . De plus, le Tableau VI-3 indique que ces fluctuations sont 1,2 à 2,35 fois plus grandes autour des particules montantes qu' autour des descendantes. Dans ces tests, la fluctuation de vitesse v' semble impliquée dans la montée des particules dans l'écoulement, comme ceci avait été observé dans les précédentes expériences.

| Test | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ $*10^{-3}$ | $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_p < 0}$ $*10^{-3}$ | $\langle u_B' / u_{tip} \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ | $\langle u_B' / u_{tip} \rangle_{Q_2, V_p < 0}$ | $\langle v_B' / u_{tip} \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ | $\langle v_B' / u_{tip} \rangle_{Q_2, V_p < 0}$ |
|---------|--|--|---|---|---|---|
| PolyP_1 | 284±269 | 131±151 | -0,15±0,09 | -0,15±0,08 | 0,02±0,024 | 0,014±0,016 |
| PolyP_2 | 434±473 | 114±690 | -0,19±0,13 | -0,17±0,08 | 0,034±0,039 | 0,013±0,009 |
| PolyP_3 | 521±598 | 277±244 | -0,23±0,13 | -0,24±0,15 | 0,033±0,039 | 0,014±0,019 |
| PolyG_1 | 228±180 | 152±167 | -0,23±0,12 | -0,24±0,08 | 0,026±0,032 | 0,015±0,02 |
| PolyG_2 | 259±262 | 171±156 | -0,16±0,13 | -0,19±0,14 | 0,023±0,029 | 0,019±0,021 |
| PolyG_3 | 510±521 | 219±247 | -0,23±0,13 | -0,22±0,09 | 0,041±0,04 | 0,018±0,022 |

Tableau VI-3 : Valeurs moyennes du flux de quantité de mouvement et des fluctuations de vitesse autour des particules qui montent ou qui descendent dans des éjections. Calcul fait au dessus de la couche de charriage

Toutes ces observations indiquent que pour $y/R > 0,3$, les fluctuations de vitesse verticales et le flux de quantité de mouvement semblent impliqués dans le mouvement des particules. Comme dans le chapitre précédent, nous continuons donc l'analyse en étudiant le flux de quantité de mouvement qui tient compte des deux fluctuations de vitesse.

VI.4.2 Influence de la hauteur sur le flux de quantité de mouvement

La Figure VI-15 donne l'évolution du flux de quantité de mouvement des éjections autour des particules qui montent en fonction de leur hauteur. Pour tous les tests, on n'observe aucune variation du flux de quantité de mouvement en fonction de la hauteur dans la couche de charriage. Pour $y/R > 0,3$, on voit apparaître une augmentation du flux de quantité de mouvement qui est plus ou moins marquée en fonction des tests. Elle est particulièrement marquée pour les tests PolyP_3 et PolyG_3, qui sont les tests au cours desquels les particules montent le plus haut. La comparaison de cette figure avec la Figure V-17 indique que les moyennes sont du même ordre de grandeur autour des billes de Polystyrène expansé et des billes de verre et de céramique. L'augmentation du flux de quantité de mouvement peut être liée au fait que quand les particules montent dans une éjection, elles se rapprochent des zones intenses de la structure.

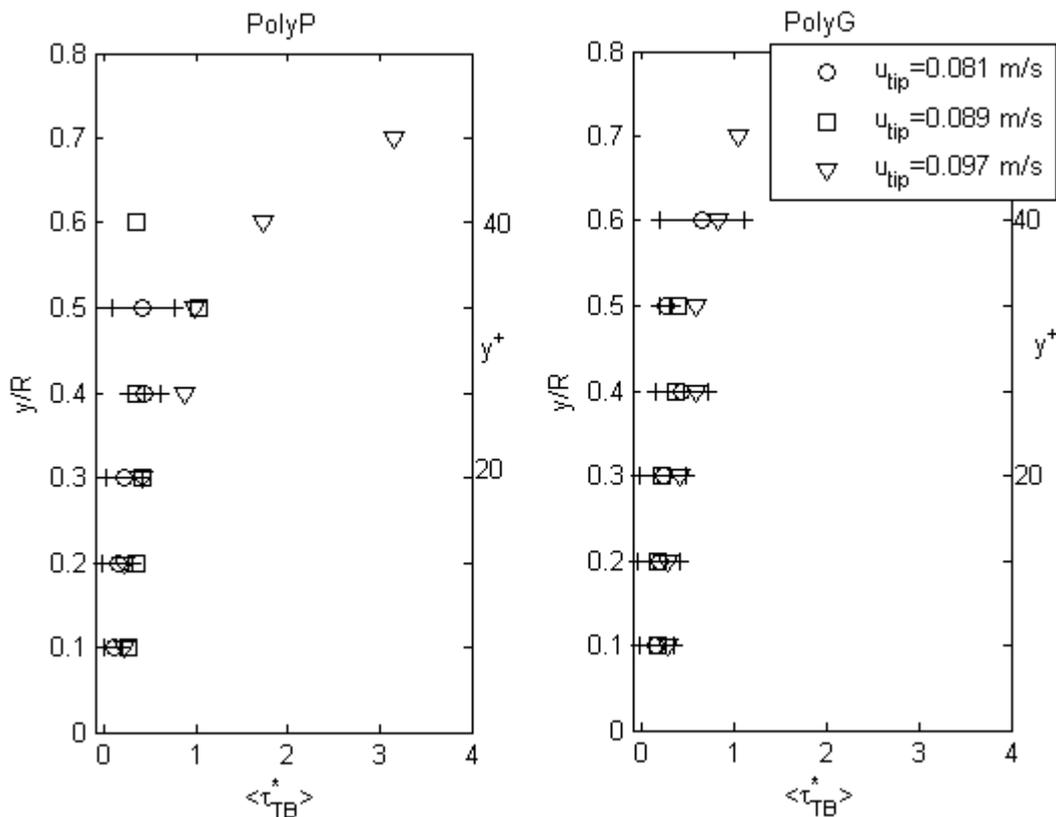


Figure VI-15 : Distribution verticale de $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ pour les deux types de billes (a) PolyP et (b) PolyG, les barres d'erreurs sont données pour $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$ et correspondent à l'écart-type. La hauteur en y^+ est donnée pour $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$

VI.4.3 Influence de la vitesse des particules sur le flux de quantité de mouvement

Nous étudions maintenant l'évolution du flux de quantité de mouvement autour des particules détectées dans des éjections en fonction de leur vitesse verticale V_p . Cette évolution est donnée sur la Figure VI-16 pour les particules en mouvement au dessus de la couche de charriage. Sur cette figure nous faisons apparaître pour chaque vitesse V_p les variations $\Delta \tau_{TB}^*$ de flux moyen de quantité de mouvement par rapport au flux de quantité de mouvement calculé autour des particules dont la vitesse verticale est nulle. Cette variation est calculée à l'aide de l'équation (VI-1), dans laquelle, $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p=0}$ est le flux moyen de quantité de mouvement calculé autour des particules ayant une vitesse verticale nulle.

$$\Delta \tau_{TB}^* = \frac{\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p} - \langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p=0}}{\langle \tau_{TB}^* \rangle_{V_p=0}} \quad (\text{VI-1})$$

La Figure VI-16 indique que plus une particule monte vite, plus le flux de quantité de mouvement de l'éjection qui l'entoure est important. En particulier, on voit que dans le cas général, le flux de quantité de mouvement autour des particules rapides est 1 à 12 fois plus important qu' autour des particules ayant une vitesse verticale nulle. De plus, on observe que pour les particules descendantes, le flux de quantité de mouvement est, en général, plus faible que celui de référence, même s'il ne faiblit que relativement peu : environ 20%. Pour qu'une particule monte rapidement dans l'écoulement, il semble donc nécessaire que le flux de quantité de mouvement soit fort. S'il n'est pas assez fort, les particules auront tendance à descendre.

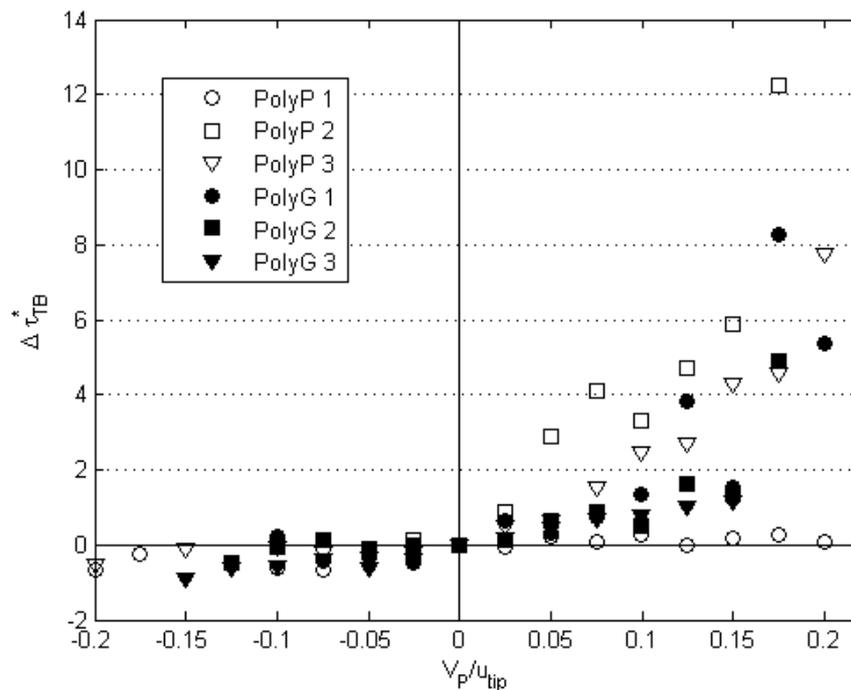


Figure VI-16 : Evolution du flux de quantité de mouvement relatif $\Delta \tau_{TB}^*$ en fonction de la vitesse verticale V_p des particules, calcul fait au dessus de la couche de charriage

VI.4.4 Détermination du seuil basé sur le flux de quantité de mouvement

Méthode de détermination du seuil au dessus de la couche de charriage

Comme dans l'analyse des expériences en turbulence naturelle, nous cherchons maintenant à déterminer le seuil τ_{TB}^* permettant de détecter les éjections dans lesquelles les particules monteront systématiquement. La technique de détermination de ce seuil est la même que celle utilisée dans la section V.5.3. Nous commençons par tracer les PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* des éjections autour des particules qui montent et de celles qui descendent. A partir de la PDF cumulée autour de celles qui descendent, nous déterminons le plus petit flux de quantité de mouvement pour lequel cette PDF est nulle, c'est-à-dire le flux de quantité de mouvement à partir duquel plus aucune particule ne descend.

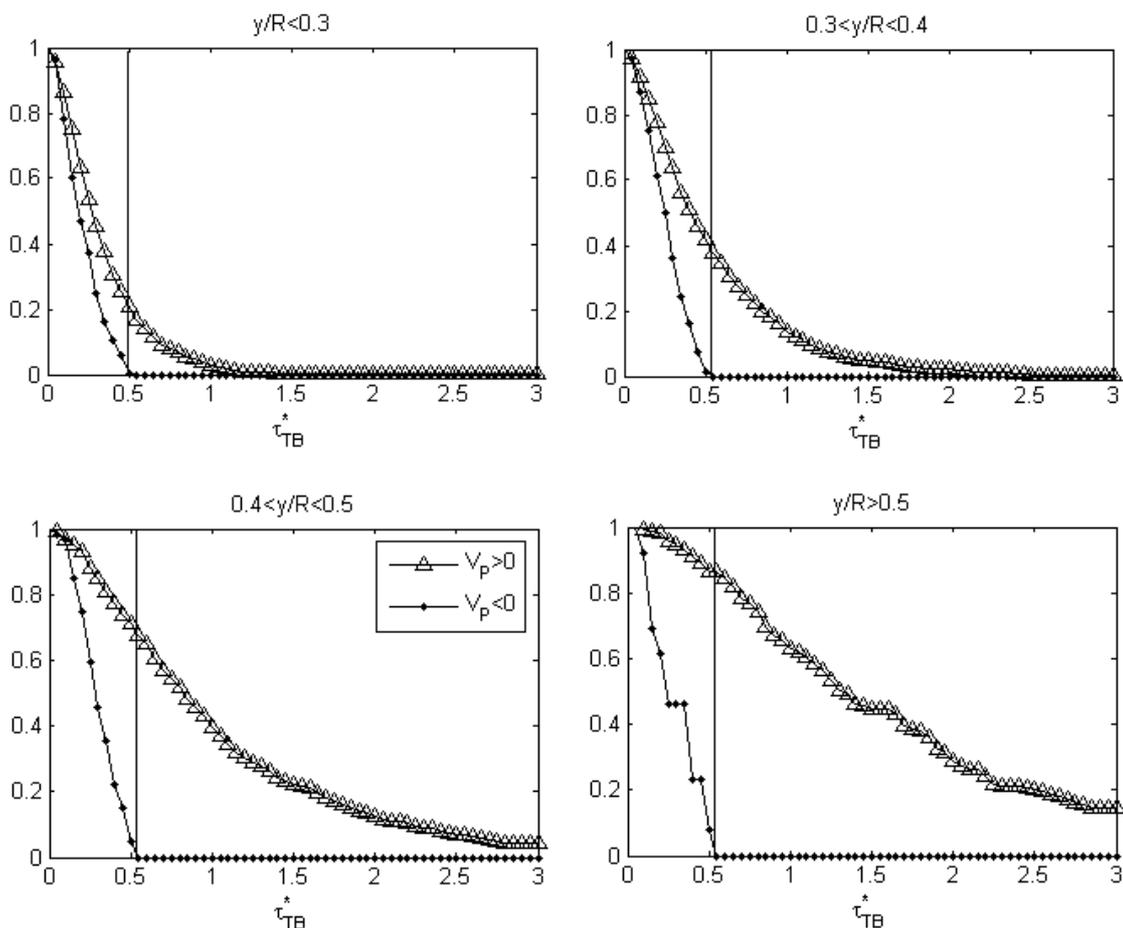


Figure VI-17 : PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des particules qui montent (Δ) et autour de celles qui descendent (\bullet) en fonction de la hauteur des particules, permettant la détermination du seuil, Cas PolyP_3

La Figure VI-17 donne à titre d'exemple les PDF cumulées calculées dans la couche de charriage et en 3 hauteurs pour le test PolyP_3. D'après cette figure, comme dans le chapitre précédent, le seuil

ne semble pas dépendre de la hauteur. De plus, nous observons que plus nous nous éloignons du fond, plus le nombre de particules montant éliminées par le seuil diminue. En particulier, pour le test PolyG_3, pour $0,3 < y/R < 0,4$ le seuil permet de détecter les éjections transportant environ 42% des particules qui montent, pour $0,4 < y/R < 0,5$, 70% et pour $0,5 < y/R$, 90%. Cette évolution peut être liée au fait que dans la zone $0,3 < y/R < 0,4$, le mouvement d'une partie des particules est engendré par les collisions inter-particules et lit-particules, décorrélé de celui des structures turbulentes. En revanche, plus haut dans l'écoulement, le mouvement des particules est presque complètement régi par les éjections et de ce fait, le seuil de détection des éjections capables de faire monter les particules permet de détecter quasiment toutes les particules qui montent.

Seuil en fonction de la hauteur

Le calcul précédent est appliqué pour tous les tests. Nous obtenons les seuils $\tau_{T_B}^*$ qui sont répertoriés sur la Figure VI-18 en fonction de la hauteur. Comme les seuils déterminés dans le chapitre précédent, les présents seuils ne varient pas de façon nette en fonction de la hauteur, on peut donc proposer une valeur moyenne pour ces seuils. La Figure VI-18 indique qu'il y a peu de variation du seuil en fonction du type de billes utilisées, ce qui confirme que l'adimensionalisation par $(g(\rho - \rho_f)d)$ est appropriée. En revanche, on voit apparaître une faible influence du nombre de Reynolds de l'écoulement. En effet, pour u_{tip} égal à 0,081m/s et 0,089m/s, les seuils sont relativement proches autour de 0,4, alors que ceux pour les tests $u_{tip} = 0,097$ m/s sont un peu plus importants environ 0,5. Les contraintes seuil calculées ici sont très proches de celles du Chapitre V ($\tau_{T_B}^* \approx 0,5$). De plus les seuils déterminés dans la couche de charriage sont identiques à ceux déterminés au dessus. En revanche, on observe que dans la couche de charriage, seulement 30% des particules montent dans des éjections de fort flux de quantité de mouvement, alors que plus haut, plus de 50 % des particules montent dans des structures de forts τ_T . Ceci indique que dans la zone de charriage, d'autres phénomènes physiques sont responsables de la montée des particules.

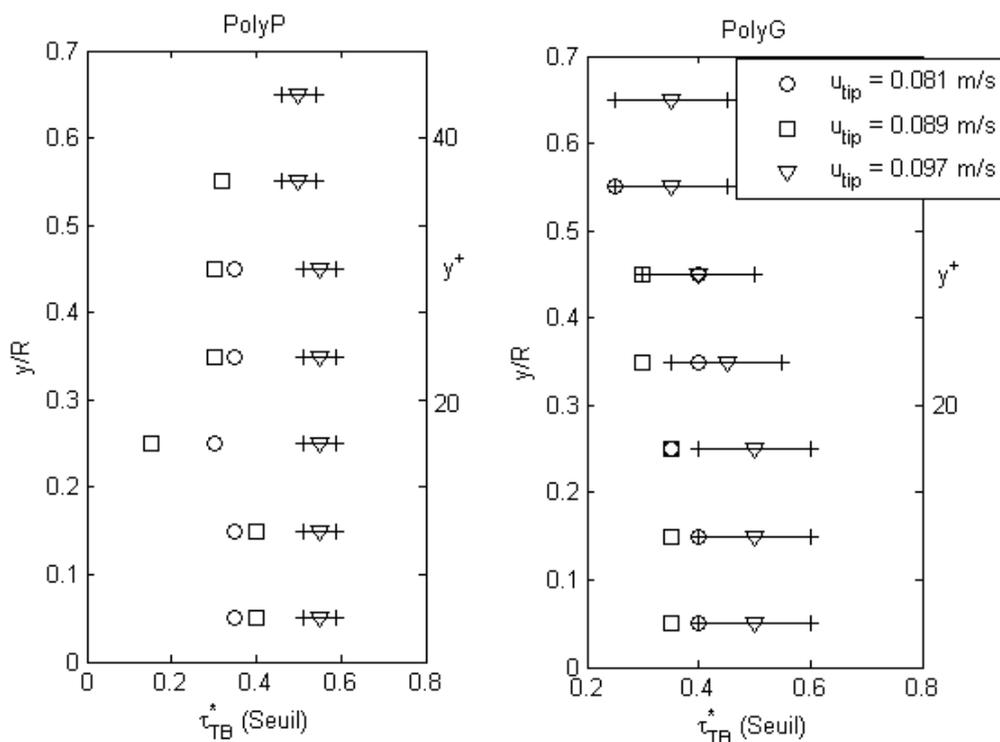


Figure VI-18 : Seuils de détections des éjections $\tau_{T_B}^*$ en fonction de la hauteur des particules

Le seuil $\tau_{T_B-seuil}^*$ ne dépendant pas de la hauteur, nous déterminons pour chaque test un seuil moyen noté $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$. Ce seuil moyen est donné dans le Tableau VI-4. Il est ensuite reporté sur la Figure VI-19 dans laquelle les seuils $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$ obtenus dans le Chapitre V, les seuils de charriages donnés par la courbe de Shields et les seuils de suspension donnés par *Bagnold, 1973; Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003* sont aussi représentés. Pour placer nos seuils dans ce diagramme, nous avons du déterminer Re_p à partir de la contrainte seuil $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$. Pour ce faire, nous avons évalué u_{*seuil} en utilisant l'équation (VI-2), puis Re_{pseuil} avec l'équation (VI-3). Ce calcul a été fait de façon identique pour les expériences en turbulence artificielle et celles en turbulence naturelle.

$$u_{*seuil} = \sqrt{\frac{\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle g(\rho - \rho_f)d}{\rho_f}} \quad (VI-2)$$

$$Re_{pseuil} = \frac{u_{*seuil}d}{\nu} \quad (VI-3)$$

| Test | $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$ |
|---------|--------------------------------------|
| PolyP_1 | 0,32±0,05 |
| PolyP_2 | 0,36±0,07 |
| PolyP_3 | 0,52±0,05 |
| PolyG_1 | 0,3±0,05 |
| PolyG_2 | 0,36±0,02 |
| PolyG_3 | 0,48±0,1 |

Tableau VI-4 : Valeurs du seuil moyen $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$

Comparaison du seuil $\langle \tau_{T_B-seuil}^ \rangle$ au seuils de suspension de Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003*

On voit sur la Figure VI-19 que les seuils $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$ sont très supérieurs aux seuils de la courbe de Shields car nous cherchons un seuil de transport par suspension. De plus, $\langle \tau_{T_B-seuil}^* \rangle$ est aussi supérieur aux seuils expérimentaux de suspension donnés par *Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003*. Cette différence est due au fait que ces deux auteurs ont déterminé un seuil moyen alors que nous avons cherché un seuil local. Comme l'illustre la Figure VI-20, un seuil moyen est inférieur à un seuil local. En effet, ce sont les fluctuations de contraintes qui sont responsables du mouvement des particules (*Zanke, 2003*). Il suffit donc que quelques événements rares très intenses dépassent la valeur du seuil pour observer de la suspension. Pour une distribution gaussienne de la contrainte, la valeur moyenne correspond donc à se placer très en dessous de la valeur du seuil local. C'est certainement ce qui explique la différence entre nos mesures et celles de *Nino et al., 2003* à faible Re_p et de *Van Rijn, 1984* à fort Re_p .

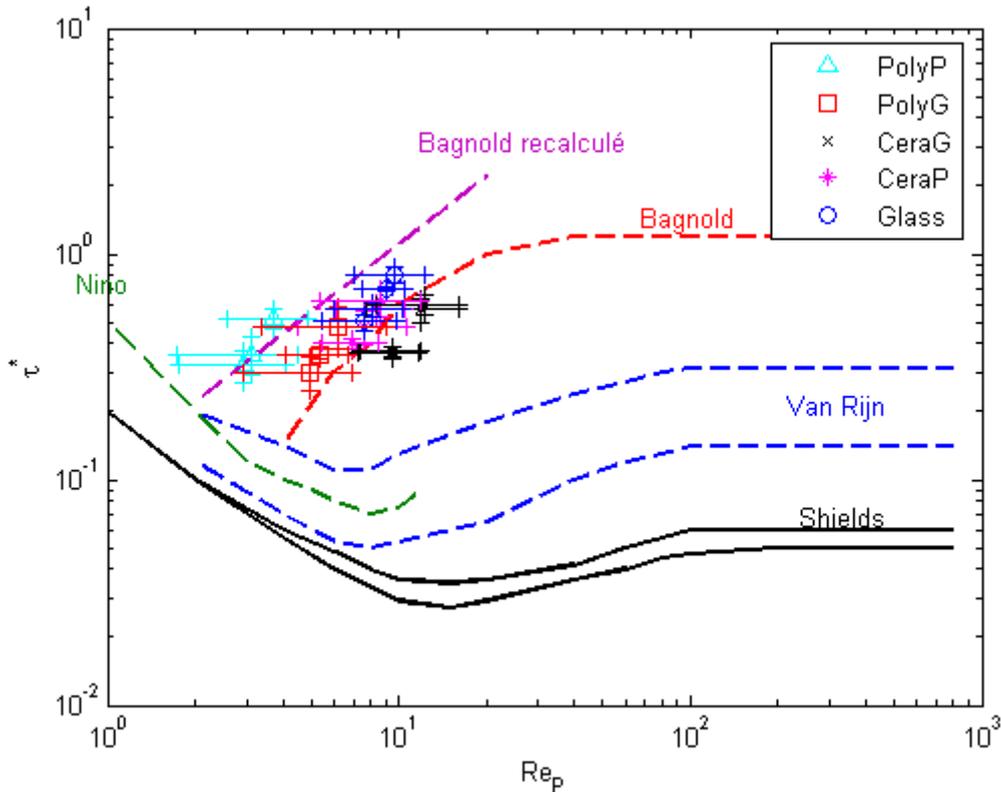


Figure VI-19 : Comparaison du seuil moyen de contrainte $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ des expériences en turbulence artificielle (PolyP et PolyG) et des expériences en turbulence naturelle (CeraG, CeraP et Glass) au seuil critique de charriage donné par la courbe de Shields et aux seuils critiques de suspension donnés par Bagnold, 1973; Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003

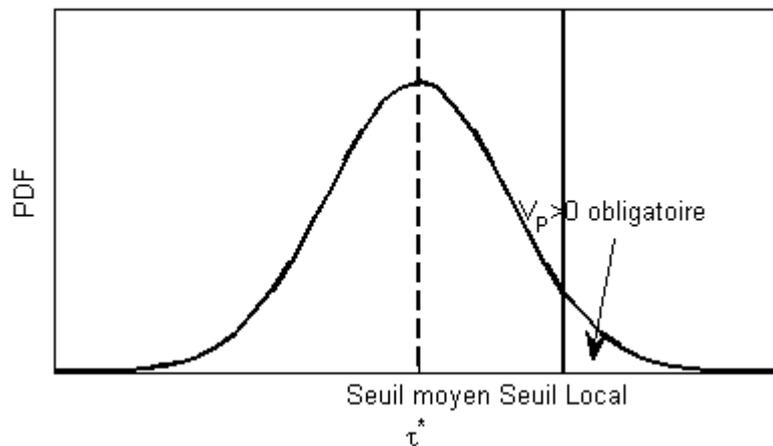


Figure VI-20 : Illustration de la différence entre un seuil local et un seuil moyen

Comparaison du seuil $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ au seuil de suspension de Bagnold, 1973

La Figure VI-19 indique que les seuils $\langle \tau_{T_B_seuil}^* \rangle$ sont très proches de la courbe théorique proposée par Bagnold, 1973, dans la zone des Re_p moyens (5 à 10). En revanche, on remarque que

pour les plus petits Re_p , $2 < Re_p < 4$, nos données sont très différentes de la courbe de *Bagnold, 1973*. Le seuil *Bagnold, 1973* était basé sur l'hypothèse qu'une particule est transportée en suspension à partir du moment où la fluctuation de vitesse v' est supérieure ou égale à la vitesse de chute des particules. De plus, l'auteur s'est placé dans le cas des écoulements pour lesquels $v'_{rms} \approx 1,1 - 1,3u_*$. Ceci est vrai dans les écoulements à surface libre, en revanche, ceci n'est plus vrai pour les cas de turbulence artificielle. Nous avons donc déterminé la relation existant entre v' et u_* afin d'estimer le seuil de *Bagnold, 1973* dans le cas des écoulements en turbulence artificielle. On obtient que $v' \approx 0,5 - 0,55u_*$. Ce qui nous permet de placer la courbe notée « Bagnold recalculé » dans la Figure VI-19. On observe que cette courbe est très proche des seuils que nous avons obtenus pour les tests PolyP.

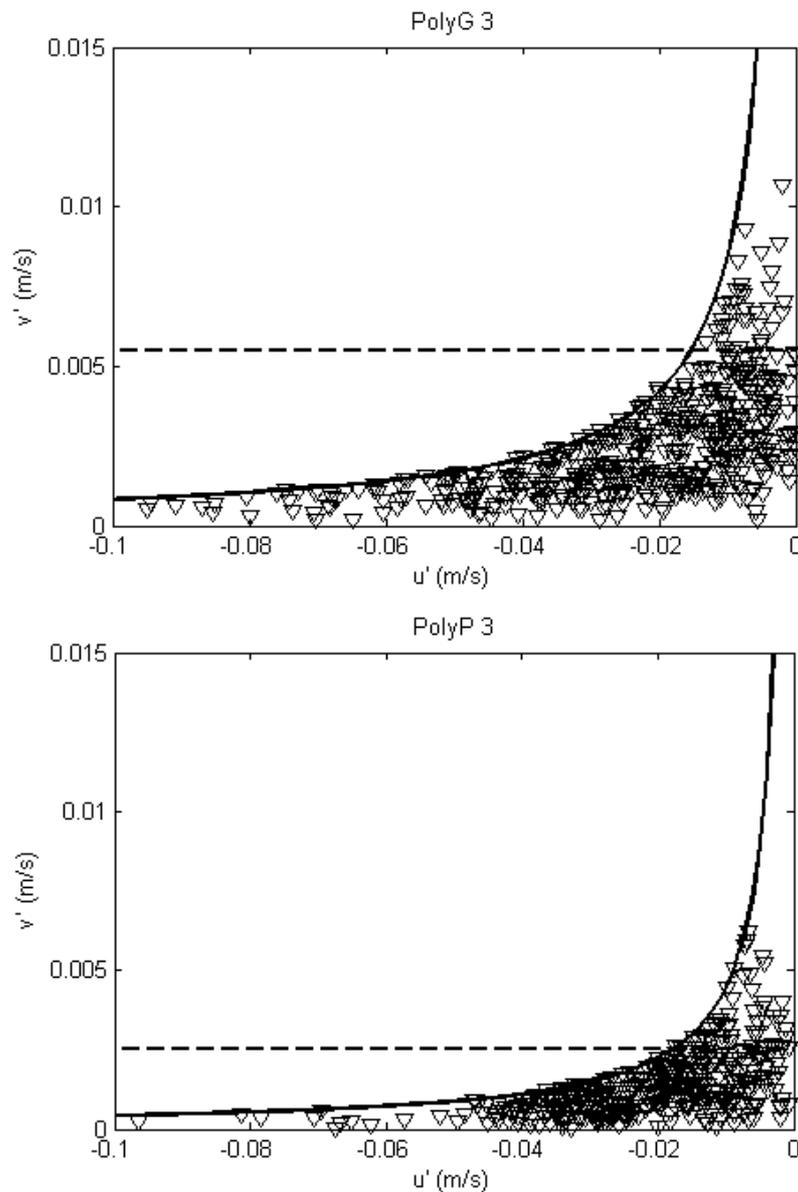


Figure VI-21 : Comparaison du seuil de *Bagnold, 1973* (----) avec le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ (—) basé sur la corrélation $u'v'$. Les triangles représentent les particules descendantes détectées dans des éjections dans les tests PolyG_3 et PolyP_3

L'approche de *Bagnold, 1973* est comme la notre une approche locale pour la détermination du seuil de suspension basé sur la fluctuation de vitesse verticale. Or, le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ est basé sur la corrélation $u'v'$ et non uniquement sur le v' . La Figure VI-21 représente pour les tests PolyP_3 et PolyG_3 les deux seuils, celui de *Bagnold, 1973* et le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ que nous venons de déterminer, ainsi que les particules descendantes détectées dans des éjections. Cette figure montre que le seuil basé sur la corrélation $u'v'$ est plus adapté pour éliminer les particules qui descendent que celui basé sur v' . En effet, on observe que le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ élimine toutes les particules qui descendent, alors que celui de *Bagnold, 1973* n'en élimine qu'une partie. Il en reste entre 7 et 20% suivant les tests. Ceci nous permet de conclure que l'approche de *Bagnold, 1973* permet d'avoir une bonne approximation du seuil local de suspension mais que physiquement, il semble que c'est $-\rho_f u'v'$ qui est impliqué dans le mouvement ascendant des particules et pas uniquement v' .

VI.4.5 Conclusion

L'étude du flux de quantité de mouvement autour des particules ainsi que la recherche des seuils de détection des structures turbulentes responsables du transport des particules a permis de mettre en évidence plusieurs résultats. Nous avons vu en particulier que les éjections impliquées dans la montée des particules sont caractérisées par un fort flux de quantité de mouvement local et instantané. Un seuil basé sur le flux de quantité de mouvement est déterminé pour la détection des éjections capables de contrer la gravité et de faire monter les particules. Ce seuil ne dépend pas de la hauteur des particules, ni des conditions hydrauliques, ni des caractéristiques des particules s'il est adimensionalisé par $(g(\rho - \rho_f)d)$. On observe de plus que ce seuil est très proche que ceux déterminés en turbulence naturelle de paroi. Enfin, ce seuil est supérieur aux seuils de suspension expérimentaux proposés par *Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003* car ces auteurs définissent ces seuils à partir de la contrainte de l'écoulement moyen. En revanche, le seuil proposé ici est très proche du seuil de *Bagnold, 1973* qui est lui basé sur une approche théorique locale. Enfin, concernant la détection des éjections impliquées dans le transport par suspension, un seuil basé sur $u'v'$ semble donc plus approprié qu'un seuil basé sur $H = \frac{u'v'}{u'v'}$, comme ceci est généralement fait dans l'analyse par quadrants. En effet, $\overline{u'v'}$ varie en fonction de la hauteur et des conditions hydrauliques. Cela implique un H variable avec la hauteur, avec les conditions hydrauliques et avec les caractéristiques des particules. Toutefois, on peut évaluer dans nos expériences que le H varierait entre 2 et 5, au dessus de la couche de charriage, ce qui est proche du seuil appliqué par *Hurther, 2001*. Finalement, l'adimensionalisation choisie est ici mieux adaptée pour la détermination d'un seuil indépendant des conditions hydrauliques et des caractéristiques des particules.

VI.5 Mécanisme de transport

VI.5.1 Analyse de l'éjection complète transportant les particules

Jusqu'à présent, nous avons étudié le flux de quantité de mouvement des éjections dans le voisinage des particules. Nous nous intéressons maintenant au flux de quantité de mouvement des éjections complètes $\tau_{T_{Q2}}^*$ impliquées dans le transport de particules, en le calculant sur tous les

vecteurs de l'éjection. Pour ce faire, pour chaque particule détectée dans une éjection, nous reconstruisons la structure turbulente comme ceci a été décrit dans la section V.6.1.1.

VI.5.1.1 Flux de quantité de mouvement de la structure complète

La Figure VI-22 et le Tableau VI-5 présentent les résultats de cette analyse. Les PDF de τ_{TQ2}^* autour des particules qui montent et de celles qui descendent sont données sur la Figure VI-22 et les valeurs moyennes et les écarts types dans le Tableau VI-5. Le calcul est fait pour les particules qui sont transportées au dessus de la couche de charriage, $y/R > 0,2-0,3$.

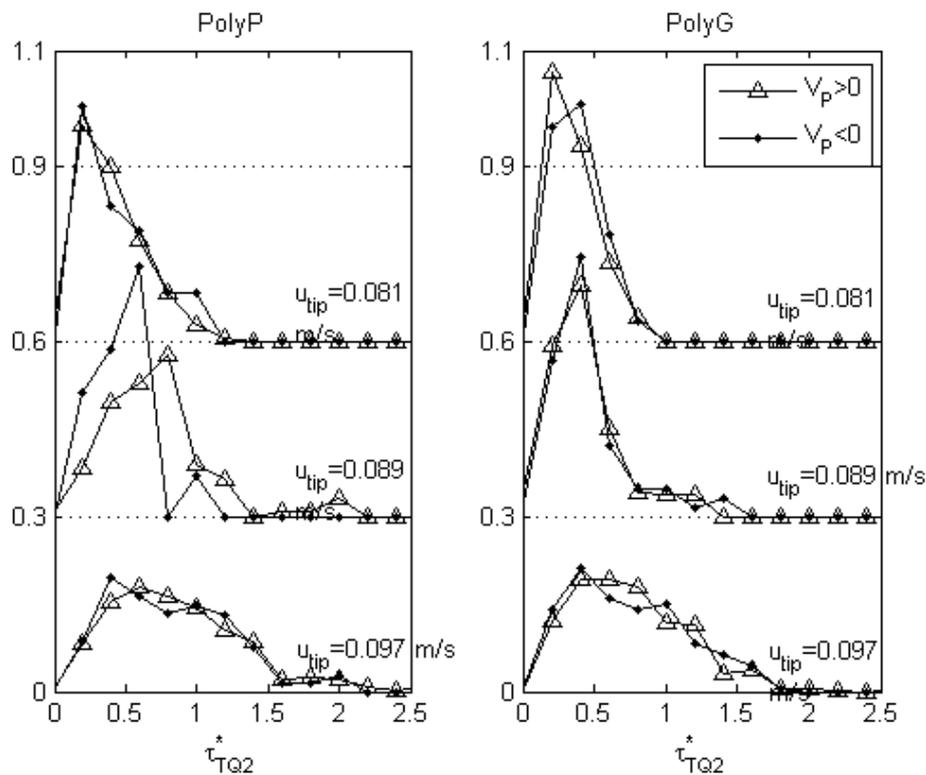


Figure VI-22 : PDF du flux de quantité de mouvement des éjections τ_{TQ2}^* entourant les particules qui montent (Δ) et qui descendent (\bullet) pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul fait au dessus de la couche de charriage

La Figure VI-22 indique que la répartition du flux de quantité de mouvement est quasiment identique autour des particules qui montent et autour de celles qui descendent. Il n'y a que pour le test PolyP_2 pour lequel on voit apparaître une différence importante entre les deux PDF qui est certainement liée à un sous-échantillonnage en $V_p < 0$. Cette observation est confirmée par les valeurs du tableau qui montrent qu'en moyenne, les τ_{TQ2}^* autour des particules qui montent sont très proches de ceux autour des particules qui descendent. En effet, on voit que le rapport $\frac{\langle \tau_{TQ2}^* \rangle_{V_p > 0}}{\langle \tau_{TQ2}^* \rangle_{V_p < 0}}$ varie entre 0,82 et 1,27 alors que dans le voisinage des particules il variait de 1,5 à 3,8. Cette observation est en accord avec ce qui avait été remarqué dans la section V.6.1.2. Ces résultats suggèrent que toute éjection peut transporter des particules montantes et des particules descendantes.

Or nous avons vu que pour faire monter une particule dans l'écoulement, il faut un flux de quantité de mouvement important. Nous pouvons donc supposer que n'importe quelle éjection peut imposer un mouvement vertical ascendant à une particule si localement, très près de la particule, son flux de quantité de mouvement est assez important, en particulier supérieur à $\tau_{T_B}^*$. Pour vérifier ce point, nous nous intéressons à la position des billes dans les éjections.

| Test | $\langle \tau_{T_{Q2}}^* \rangle_{V_p > 0} * 10^{-3}$ | $\langle \tau_{T_{Q2}}^* \rangle_{V_p < 0} * 10^{-3}$ |
|---------|---|---|
| PolyP_1 | 309±278 | 368±382 |
| PolyP_2 | 644±373 | 508±309 |
| PolyP_3 | 755±599 | 742±615 |
| PolyG_1 | 297±208 | 360±247 |
| PolyG_2 | 364±264 | 398±265 |
| PolyG_3 | 674±565 | 669±604 |

Tableau VI-5 : Flux de quantité de mouvement moyen des éjections impliquées dans le transport des particules, calcul sur toute la structure. Calcul fait au dessus de la couche de charriage

VI.5.1.2 Position des billes dans les éjections

Nous étudions maintenant la position des particules dans les éjections qui les transportent par rapport à la zone de flux de quantité de mouvement maximal. Nous rappelons que les distances Δx et Δy sont calculés avec les équations suivantes :

$$\Delta x = (X_b - X_{\tau_{\max}}) \quad (VI-4)$$

$$\Delta y = (Y_b - Y_{\tau_{\max}}) \quad (VI-5)$$

Dans ces équations, X_b et Y_b sont les coordonnées du centre de gravité de la particule et $X_{\tau_{\max}}$ et $Y_{\tau_{\max}}$ celles de la zone de flux de quantité de mouvement maximal de l'éjection complète. Ces deux distances sont mises sans dimensions en divisant par la taille de la structure turbulente. La Figure VI-23 donne la répartition de probabilité de la position relative des particules qui montent et de celles qui descendent par rapport au $\tau_{T_{\max}}^*$ des éjections qui les transportent. Cette répartition est donnée à titre d'exemple pour le test PolyG_3. Sur cette figure, le centre de gravité du $\tau_{T_{\max}}^*$ est positionné en (0,0). Les calculs sont faits pour les particules en mouvement au dessus de la couche de charriage.

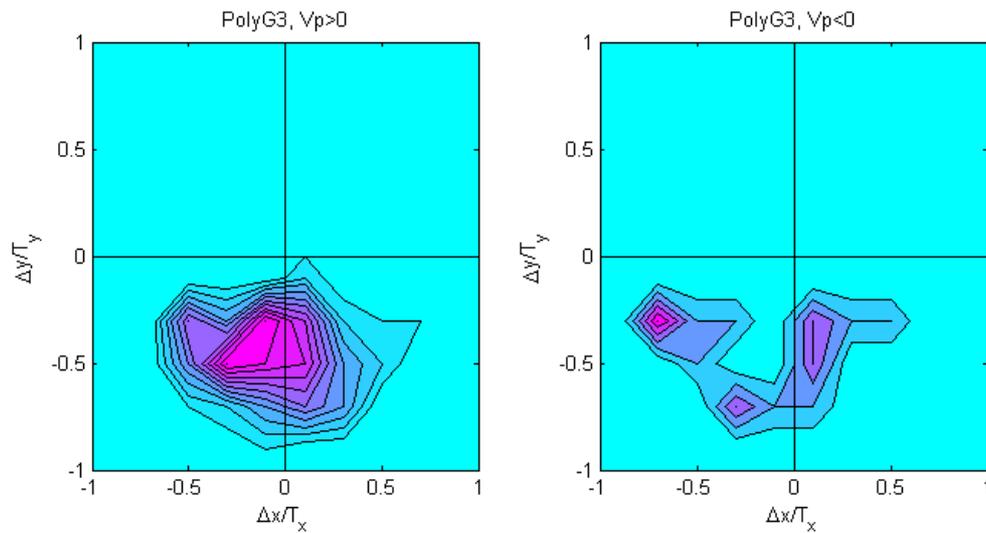


Figure VI-23 : Position relative des particules qui montent par rapport au $\tau_{T_{\max}}^*$ des éjections positionné en (0,0), cas PolyG_3 (a) $V_p > 0$ et (b) $V_p < 0$

On voit que les particules qui montent restent préférentiellement en dessous de la zone de flux de quantité de mouvement maximal de la structure. Lors des expériences en turbulence naturelle de paroi, nous avons observé que le pic de probabilité était à la hauteur de cette zone. Cette différence est liée au fait que les expériences sont réalisées proches du seuil de suspension et que de ce fait, les particules ne montent pas très haut dans l'écoulement, donc n'atteignent pas la zone de $\tau_{T_{\max}}^*$. Nous verrons plus loin pourquoi les hauteurs atteintes dans ces expériences restent relativement faibles.

De plus, on remarque que les particules qui descendent ne sont pas concentrées dans les mêmes zones que celles qui montent. Dans la Figure VI-24, nous avons positionné le pic de probabilité de la position des particules qui montent (rond rouge) et les 3 pics de probabilité de la position de celles qui descendent (ronds jaunes) donnés sur la Figure VI-23 dans une structure typique de l'écoulement. Sur cette figure, le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ apparaît en trait continu noir. On voit bien que la majorité des particules qui montent sont dans les zones de flux de quantité de mouvement supérieur au seuil, alors que les pics de probabilité qui descendent correspondent aux zones de flux de quantité de mouvement plus faible. On observe un léger croisement du pic de concentration en $V_p < 0$ avec le contour de la zone de $\tau_T^* > \langle \tau_{T_B}^* \rangle$ car on a moyenné sur un grand nombre de structures d'intensité variable. Cet effet n'était pas visible dans le Chapitre V car en turbulence naturelle, il y a une plus grande variabilité de la taille des structures. En effet, nous avons vu que la taille était donnée à $\pm 40-55\%$ alors que dans les présentes expériences elle est calculée à $\pm 10\%$.

La Figure VI-25 qui donne l'évolution de la distance verticale entre la bille et $\tau_{T_{\max}}^*$ confirme l'observation précédente. En effet, on voit que les particules restent en moyenne systématiquement en dessous de la zone de $\tau_{T_{\max}}^*$ alors que dans les expériences loin du seuil de suspension, les particules arrivaient à atteindre cette zone. On peut donc en conclure que le transport proche du seuil de suspension reste trop près du fond pour que les particules atteignent les zones de très fort flux de quantité de mouvement.

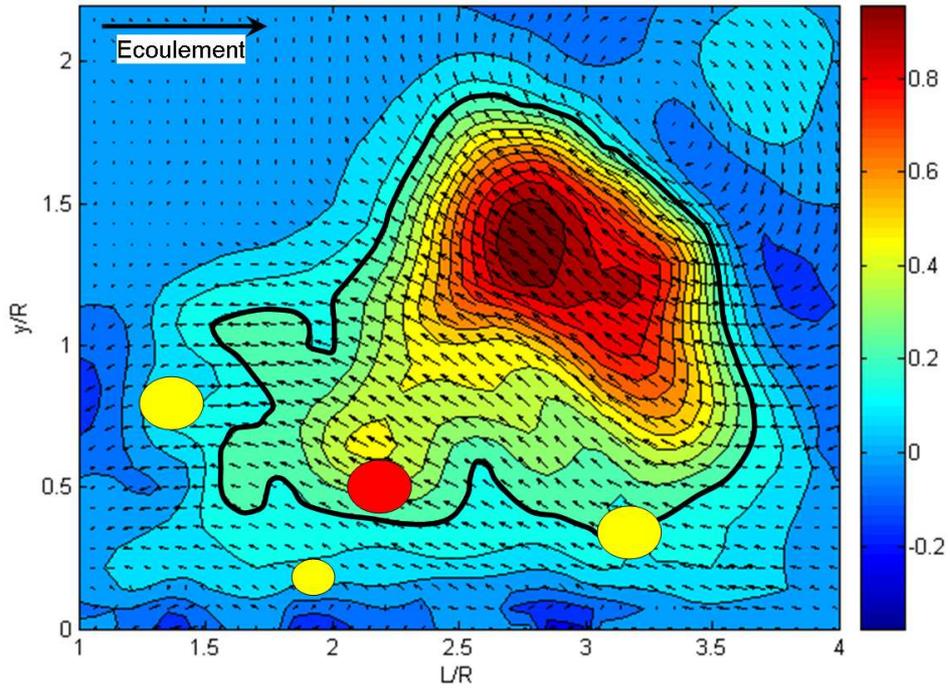


Figure VI-24 : Positionnement du pic de probabilité de la position des particules qui montent (rond rouge) et les 3 pics de probabilité de la position de celles qui descendent (ronds jaunes) dans une éjection typique de l'écoulement, cas du test PolyG_3

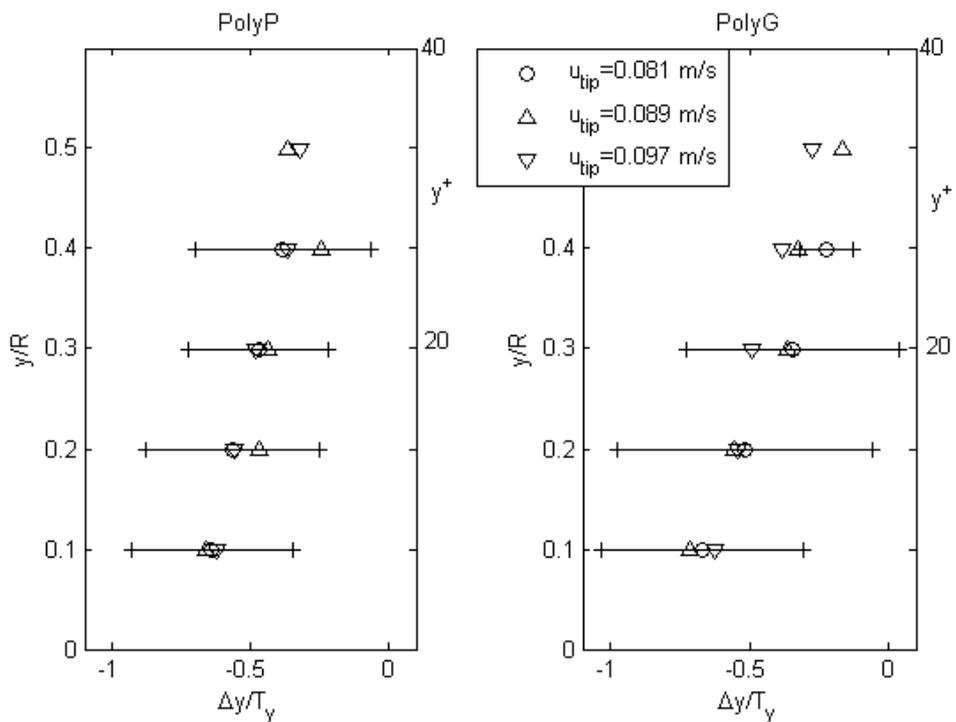


Figure VI-25 : Distance verticale entre la bille ($V_p > 0$) et le $\tau_{T_{max}}^*$ de l'éjection qui la transporte, $\Delta y/T_y$. Les barres d'erreurs sont données pour les tests $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$ et correspondent aux écarts-types

VI.5.2 Etude de la trajectoire des particules dans les éjections

Ces expériences permettant un suivi des particules au cours du temps, nous étudions maintenant les trajectoires des particules dans l'écoulement. L'étude de ces trajectoires se concentre sur 2 types de transports : (i) le transport par saltation et (ii) le transport par suspension. L'étude de ces trajectoires va nous permettre de comprendre comment les particules vont de la couche de charriage, vers la zone de suspension.

VI.5.2.1 Etude qualitative des trajectoires

Nous commençons par visualiser les trajectoires des particules en analysant les films du mouvement des particules en présence d'hairpin vortex qui ont servi à déterminer les seuils de transport dans le Chapitre IV. Ces visualisations ont été faites pour des Re_R variant de 341 à 1017 avec des billes de polystyrène expansé de diamètre 250 μ m, 500 μ m et 700 μ m.

La Figure VI-26 schématise les différentes trajectoires observées. Pour dessiner les trajectoires de la Figure VI-26, on se place dans le repère mobile d'un train d'hairpin vortex se déplaçant à une vitesse de convection U_{HV} (section IV.1.3). La particule se déplace de droite à gauche car sa vitesse est inférieure à celle de la structure turbulente. Nous décrivons les types de transport observés pour expliquer cette schématisation.

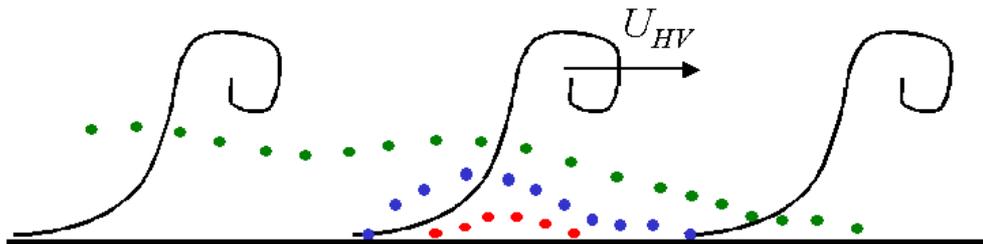


Figure VI-26 : Schéma des différentes trajectoires observées par visualisation, observations qualitatives

Transport par charriage : reptation et saltation

Le transport par charriage est un transport au cours duquel les particules restent très près du fond ou font des sauts de longueur de l'ordre de 10 à 30 d . On y observe deux types de comportements (Francis, 1973; Sechet and Le Guennec, 1999). Le premier est le mouvement d'une particule qui va rester en contact avec le fond tout le long de son déplacement en roulant ou glissant sur le fond. Le deuxième comportement est composé de sauts plus ou moins longs et hauts. Le roulement des particules est observé pour toutes conditions hydrauliques supérieures ou égales au seuil de mise en mouvement. Quand les conditions hydrauliques augmentent, les billes roulent sur une plus grande distance et les sauts apparaissent. En effet, les billes de diamètre 500 μ m commencent à décoller du fond pour des vitesses d'écoulement $u_{tip} > 0,068$ m/s. Les sauts observés alors ont une longueur variant de 6 à 35 d et une hauteur de 1 à 3 d (trajectoire rouge sur la Figure VI-26), ce transport est appelé reptation. Si les conditions hydrauliques continuent d'augmenter, les sauts deviennent beaucoup plus hauts et plus longs (trajectoire bleu sur la Figure VI-26), c'est de la saltation. Par exemple, les billes de diamètre 500 μ m font des bonds d'une longueur de 40 à 90 d et d'une hauteur de 3 à 8 d à partir de $u_{tip} = 0,0745$ m/s. Les longueurs et hauteurs des bonds observés sont en accord avec les trajectoires de saltations données par Nino et al., 1995.

De plus, l’observation de nos images indique qu’au cours de ces trajectoires, les billes semblent rester toujours sous le même vortex. En effet, leur trajectoire commence en dessous ou un peu en amont de la tête du vortex et se termine avant ou juste après le passage des jambes du vortex. Dans ce cas là, nous pouvons penser que les particules ne sont transportées que par un seul vortex, donc par une seule éjection.

Transport par suspension

Le transport par suspension est composé de bonds très longs. Ce type de trajectoires est visible pour des conditions hydrauliques au moins égales à celles du seuil de mise en suspension. Pour les billes de diamètre $d=250\mu\text{m}$, ce type de bonds est observé pour des $u_{tip} > 0,0745\text{m/s}$, pour $d=500\mu\text{m}$ et $d=750\mu\text{m}$, pour $u_{tip} > 0,081\text{m/s}$. La longueur des bonds que nous détectons est supérieure à $100d$. En revanche, notre zone de visualisation qui n’est que de $15,5R$ soit de 160 à $440d$, ne nous permet pas de voir la longueur maximale de ces sauts. En effet, la plupart des particules suivant cette trajectoire ne se déposent pas dans notre zone de visualisation. La hauteur de ces bonds peut varier de 6 à $20d$. Ce type de sauts correspond aux trajectoires de particules en suspension observées par *Nino et al.*, 1995, dont la hauteur variait entre 8 à $30d$.

Enfin, l’observation des images met en évidence qu’au cours de ces trajectoires, les billes passent d’un vortex à l’autre (trajectoire verte sur la Figure VI-26). En effet, une bille qui est soulevée au passage d’un hairpin, va monter à l’intérieur de l’éjection qui se trouve en dessous de la tête. La vitesse des particules étant inférieure à celle des éjections, la particule prend du retard sur la structure turbulente et va s’en désolidariser. Contrairement au cas des trajectoires précédentes, pour les conditions hydrauliques de mise en suspension, quand la particule se désolidarise, elle ne va pas retomber directement sur le fond, mais va de nouveau être capturée et transportée par l’éjection suivante.

Conditions d’observation de chaque type de trajectoires

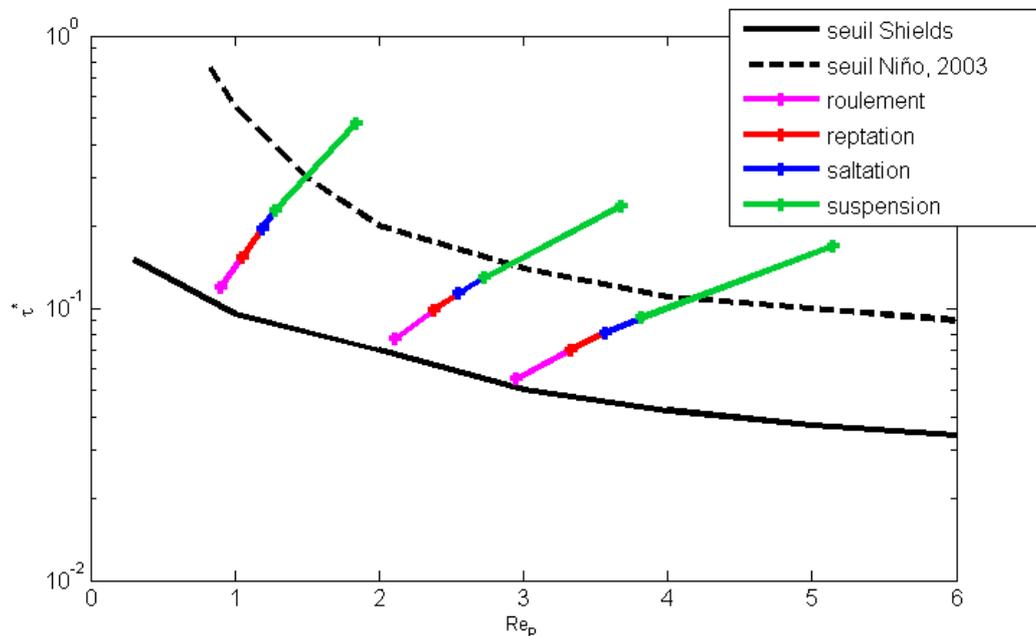


Figure VI-27 : Conditions hydrauliques pour chaque type de trajectoires, observations qualitatives

La Figure VI-27 représente les conditions hydrauliques pour lesquelles on observe chaque type de trajectoires. Le code de couleur est le même que pour la Figure VI-26, les deux courbes de seuil de mise en mouvement de Shields et de mise en suspension de *Nino et al.*, 2003 ont été rajoutées. Il est important de noter que quand la contrainte augmente, le type de trajectoire observé peut changer, mais les trajectoires visibles pour de plus faibles conditions restent présentes. Par exemple, dans les

conditions indiquées en bleu, on observe du transport par charriage total : avec environ 10 à 20% de roulement, 35 à 45% de reptation et 35 à 45% de saltation, alors que pour les conditions rouges, on n’observe que du roulement et de reptation.

Enfin, grâce à la visualisation des trajectoires, nous avons observé que les particules transportées par saltation restent que dans une seule structure turbulente, c’est à dire par une seule éjection, alors que les particules en suspension sont transportées par une série d’éjections. Cette observation est en accord avec le modèle de *Gyr, 1983*, qui différencie la saltation de la suspension par le fait qu’une particule soit transportée par une ou plusieurs éjections.

VI.5.2.2 Etude quantitative : trajectoires obtenues

Trajectoires de bases

Afin d’illustrer le type de trajectoires qui sont obtenues lors de l’application de l’algorithme présenté dans la section III.1.2.4, la Figure VI-28 montre quelques trajectoires obtenues pour le test PolyP_2. Cette figure est divisée en 5 graphiques contenant chacun des trajectoires obtenues avec un certain nombre de points : (a) 3 points, (b) 4 points, (c) 5 points, (d) 6 points et (e) 7 points. Dans cette étude, nous nous intéressons au transport de particules par les éjections. La résolution spatio-temporelle de l’acquisition des données ne nous permet pas de suivre les particules dans leur trajectoire au sein de plusieurs éjections. Nous nous concentrerons donc sur le comportement des particules au sein d’une seule et unique éjection.

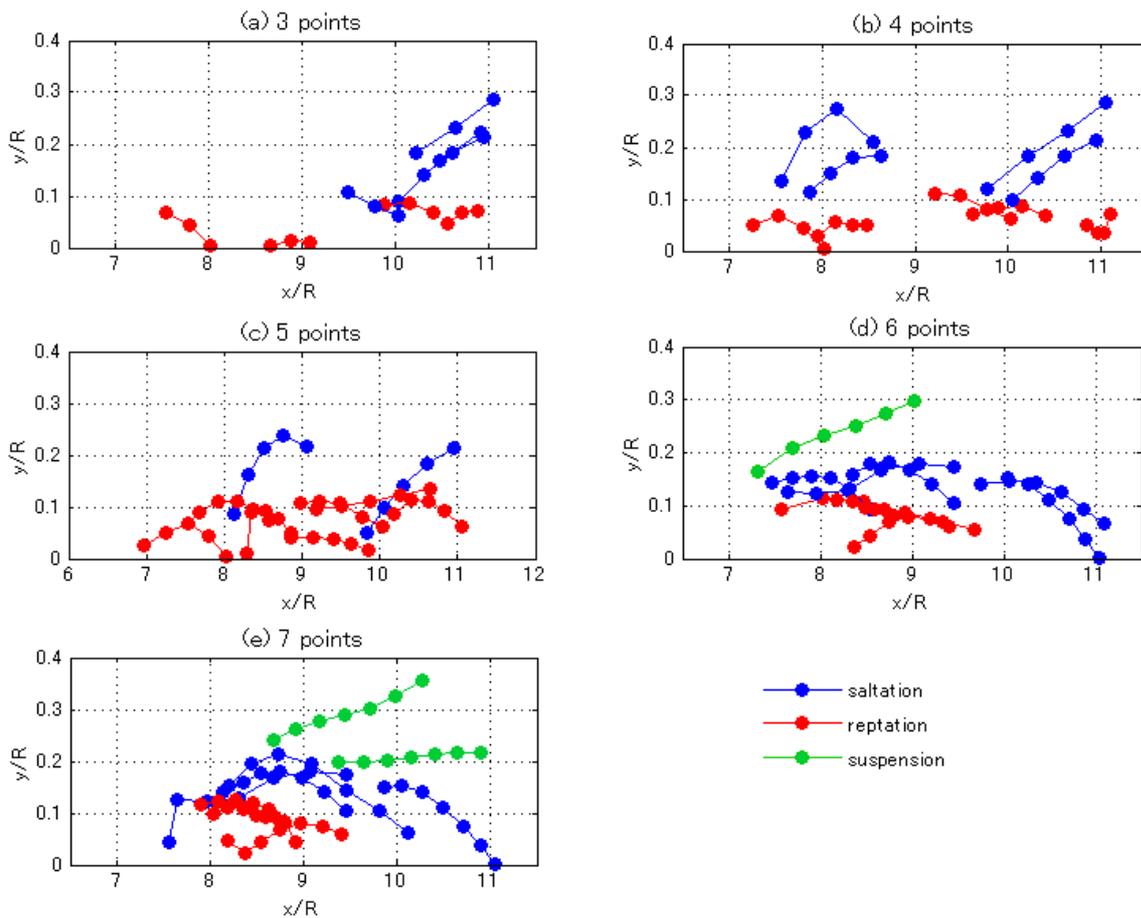


Figure VI-28 : Exemples de trajectoires obtenues pour le test PolyP_2, (a) trajectoires à 3 points, (b) à 4 points, (c) à 5 points, (d) à 6 points et (e) à 7 points

Sur cette figure, nous faisons apparaître le type de transport auquel appartient chaque trajectoire par le même code couleur que celui utilisé dans la Figure VI-26: (i) les particules transportées par reptation sont en rouge ($y/R < 0,12$), (ii) celles en saltation sont en bleu ($0,12 < y/R < 0,25$), (iii) les particules transportées par suspension haut dans l'écoulement ($0,25 < y/R$) sont en vert. L'estimation du type de transport se fait donc en fonction de la hauteur mais aussi de l'angle formé entre la trajectoire et le fond. En effet, une particule dont la trajectoire commence près du fond mais monte rapidement est une particule transportée par saltation.

Les trajectoires ainsi obtenues sont semblables à celles observées dans la section précédente. De plus, ces trajectoires semblent être des morceaux de paraboles, ce qui est en accord avec les trajectoires observées par *Nino et al.*, 1995; *Sechet and Le Guennec*, 1999. Enfin, quelques billes (les vertes) ont une trajectoire plutôt haute et qui semblent quasiment plate, comme les trajectoires de suspension observées par *Nino et al.*, 1995.

Trajectoires dans le repère des éjections

Afin de mieux comprendre les différents comportements des particules, les trajectoires représentées sur la Figure VI-28 sont redessinées dans le repère des structures turbulentes. Pour ce faire, on détermine le retard, ΔX , pris par la particule au cours du temps par rapport à la structure qui la transporte dont la vitesse U_{HV} a été déterminée dans le Chapitre IV. Ce retard est calculé de la façon suivante :

$$\Delta X = (X(t + dt) - X(t)) - U_{HV} dt \quad (\text{VI-6})$$

$(X(t + dt) - X(t))$ représente la distance parcourue par la particule et $U_{HV} dt$, celle parcourue par la structure turbulente, la différence des deux donnera alors le retard ($\Delta X < 0$) ou l'avance ($\Delta X > 0$). Les particules étant en général plus lentes que l'écoulement, on s'attend à ce que ΔX soit négatif. Ce retard est ensuite adimensionné par R . Afin de faciliter la comparaison des trajectoires, l'abscisse du premier point est prise égale à 0. Aucune superposition des trajectoires n'est faite selon la verticale, car nous observons que la pente de la trajectoire semble dépendre de la hauteur. Les trajectoires obtenues de cette façon seront appelées trajectoires relatives.

Grace à cette représentation il semble que les différents comportements que nous avons décrits précédemment vont pouvoir être représentés par des trajectoires moyennes pour chaque hauteur. En effet, on voit par exemple que les trajectoires des billes rouges sont très proches les une des autres ce qui va nous permettre de les moyenner.

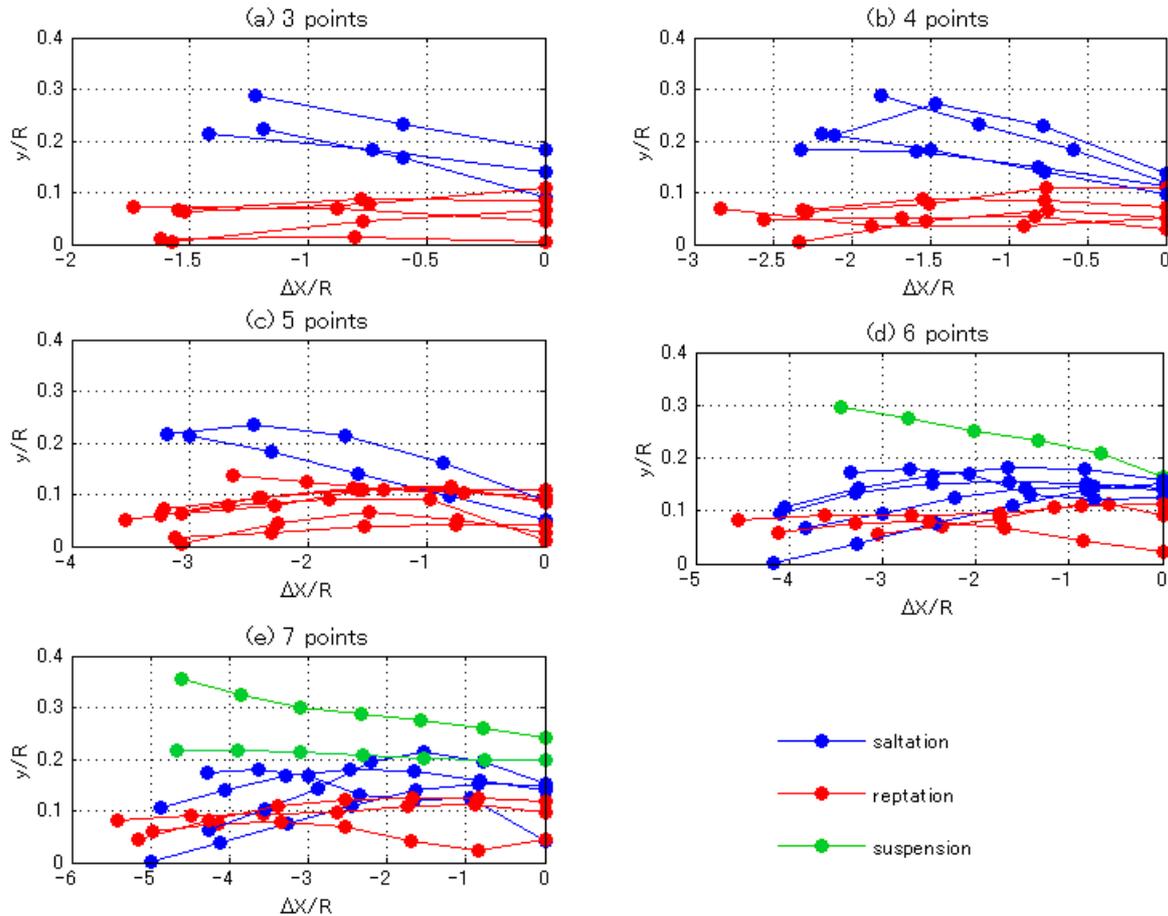


Figure VI-29 : Trajectoires relatives des particules du mouvement des particules donné dans la Figure VI-28, (a) trajectoires à 3 points, (b) à 4 points, (c) à 5 points, (d) à 6 points et (e) à 7 points

Analyse par quadrants au cours du temps

Pour les billes qui restent un certain temps au sein d’une éjection, nous regardons de quel type de structure elles viennent et vers quel type de structure elles repartent. Pour ce faire, nous appliquons l’analyse par quadrants au point de la trajectoire précédant l’entrée dans l’éjection et au premier point après la sortie de l’éjection.

Le Tableau VI-6 présente le pourcentage de billes qui arrivent d’un Q_1 , d’un Q_3 ou d’un Q_4 , pour être ensuite transportées par une éjection et la répartition de ces trois événements dans un écoulement d’eau claire. On constate que les billes qui sont transportées par une éjection viennent pour la plupart de Q_3 et de Q_4 et que peu d’entre elles viennent de Q_1 . En effet, on voit que 33,3 à 58 % des billes qui seront transportées dans une éjection viennent d’un Q_3 et 21 à 45,7% d’un sweep, alors que seulement 12,6 à 27,8% d’entre elles venaient d’un Q_1 . Ces résultats semblent indiquer une légère prédominance des sweeps et des Q_3 par rapport aux Q_1 .

| | PolyP_1 | PolyP_2 | PolyP_3 | PolyG_1 | PolyG_2 | PolyG_3 | Clear |
|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|-------|
| % Q_1 | 25 | 27,8 | 26,9 | 21 | 20,8 | 12,6 | 27,7 |
| % Q_3 | 45,9 | 33,3 | 35,8 | 58 | 41,6 | 41,7 | 33,9 |
| % Q_4 | 29,1 | 38,9 | 37,3 | 21 | 37,6 | 45,7 | 38,4 |

Tableau VI-6 : Analyse par quadrants autour des particules entrant dans une éjection

Le Tableau VI-7 présente les statistiques des particules sortant d'une éjection. On voit que la plupart des particules, qui sortent d'une éjection, vont dans un Q_3 plutôt que dans les autres structures. En effet, la probabilité qu'une particule qui sort d'une éjection aille dans un Q_3 est de 46,7 à 84,6%, ce qui est 1,37 à 2,5 fois plus important que la probabilité d'avoir un Q_3 dans l'écoulement. Cette tendance s'explique par le fait que la couche de cisaillement qui suit les éjections est formée par un Q_3 et elle est en accord avec le fait qu'un grand nombre de particules qui descendent ont été détectées dans ces structures (section VI.3.3).

| | PolyP_1 | PolyP_2 | PolyP_3 | PolyG_1 | PolyG_2 | PolyG_3 | Clear |
|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|-------|
| % Q_1 | 16,1 | 0 | 19,7 | 13,2 | 20 | 14,3 | 27,7 |
| % Q_3 | 64,5 | 84,6 | 61,9 | 66 | 46,7 | 67,9 | 33,9 |
| % Q_4 | 19,4 | 15,4 | 18,4 | 20,8 | 33,3 | 17,8 | 38,4 |

Tableau VI-7 : Analyse par quadrants autour des particules sortant d'une éjection

VI.5.2.3 Trajectoires moyennes de saltation dans les éjections

Trajectoires relatives à la structure

Nous consacrons cette étude aux trajectoires de saltation dans les éjections car ce sont les plus représentées dans l'écoulement et qu'elles nous permettent de voir comment une particule passe de la couche de charriage à la zone de suspension. Les trajectoires moyennes obtenues pour le transport par charriage sont dessinées sur la Figure VI-30. Pour cette figure, les trajectoires de reptation (en rouge) ont été moyennées toutes à la même hauteur $0 < y < 0,12$ car il n'y a pas de variation de trajectoires en fonction de la hauteur. En revanche, pour la saltation (en bleu) les trajectoires évoluent en fonction de la hauteur, il y a donc 4 trajectoires moyennes représentées à 4 hauteurs différentes du premier point et calculée tous les $0,1R$. Les trajectoires données sur la Figure VI-30 sont des trajectoires moyennées sur tous les tests car nous ne voyons apparaître aucune influence de la taille des particules ni des conditions hydrauliques. Ceci est peut être dû au fait que les conditions hydrauliques ne varient que très peu. Ces trajectoires sont obtenues en moyennant sur 150 à 400 trajectoires.

Une particule en reptation (trajectoire rouge) prend sur la structure un retard variant entre 0.7 et 0.9 R par pas de temps dt . La hauteur de ces trajectoires, environ $0,075R$, soit 0,8 à 1,5 d , et leurs vitesses sont en accord avec celles observées par *Nino et al.*, 1995. Les particules suivant ces trajectoires n'étant pas dans des éjections capables de les faire monter dans l'écoulement, nous n'approfondissons pas leur étude.

D'après les trajectoires de saltation (bleues), sur la Figure VI-30, on peut voir qu'une particule qui monte dans l'écoulement prend sur la structure un retard variant entre 0,5 et 0,8 R par pas de temps. La vitesse de la particule varie donc entre 20 et 50% de la vitesse de convection de la structure, U_{HV} . Les particules transportées suivant cette trajectoire sont donc légèrement plus rapides que celles transportées très près du fond. La hauteur moyenne atteinte par les particules par rapport à la hauteur en début de trajectoire varie en fonction de la hauteur de la particule en début de trajectoire. En effet, on voit que les particules partant près du fond montent d'environ $0,15R$ en $2dt$ alors que celles partant en $y/R > 0,3$ montent de $0,5R$ dans le même intervalle de temps.

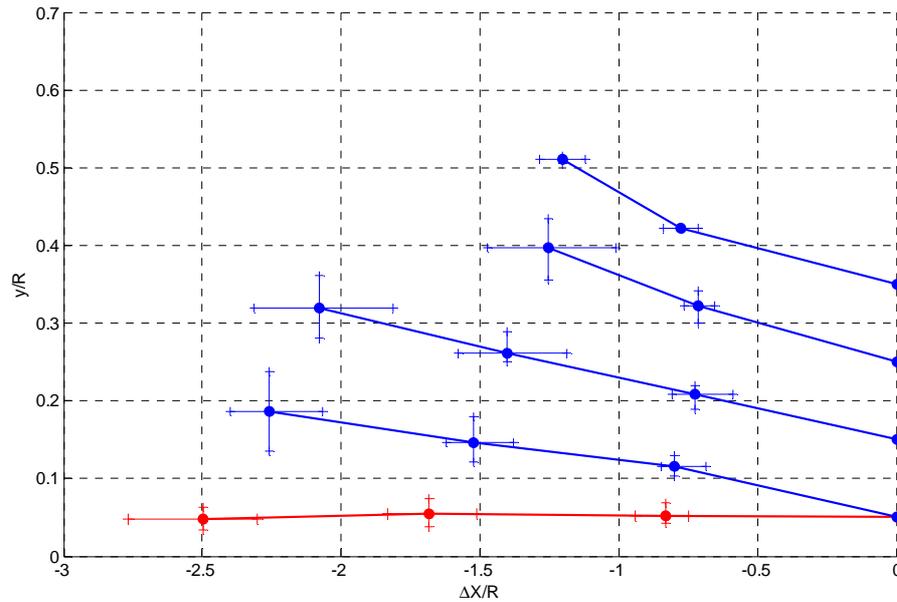


Figure VI-30 : Trajectories moyennes de transport par saltation dans une éjection en fonction de la hauteur des particules, reptation (-), saltation (-). Trajectories moyennes sur tous les tests

Reconstruction d'une trajectoire relative moyenne

On propose de reconstruire à partir des morceaux de trajectoires données sur la Figure VI-30 une trajectoire longue des particules au sein des éjections. Cette trajectoire reconstruite est dessinée sur la Figure VI-31. Pour reconstruire cette trajectoire, nous supposons qu'une particule qui est entraînée près du fond et qui monte dans l'écoulement peut suivre une à une, avec recouvrement, les trajectoires de la Figure VI-30. Elle commencera par suivre la trajectoire qui part du fond, puis celle qui part d'un peu plus haut et ainsi de suite. Cette trajectoire représente la trajectoire typique suivie par une particule pour passer de la couche de cisaillement à la zone de suspension.

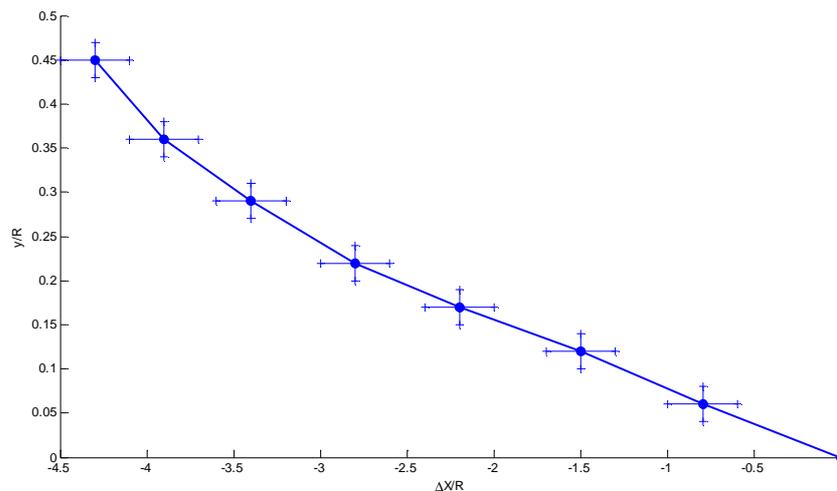


Figure VI-31 : Trajectoire relative moyenne de saltation reconstruite pour tous les tests

Trajectoire dans le repère du canal

A partir de la trajectoire relative donnée sur la Figure VI-31, il est possible de tracer la trajectoire dans le repère du canal. La vitesse u_{tip} variant avec les conditions expérimentales, nous obtenons 3 courbes différentes, une pour chaque u_{tip} étudiée. Ces trajectoires sont représentées sur la Figure VI-32. Cette figure indique que plus l'écoulement est rapide, plus les particules se déplacent vite. En effet, on voit que pour le même temps de transport, pour une vitesse $u_{tip} = 0.081$ m/s, la particule ne se déplace en moyenne que de $2,1R$, alors que pour une $u_{tip} = 0.097$ m/s, elle se déplace d'environ $3,25R$. De plus, à partir de la tangente à l'origine de ces trajectoires qui représente le rapport V_p/U_p en début de mouvement, nous pouvons déterminer l'angle de montée de la particule dans l'écoulement. L'angle formé entre la trajectoire et le fond de l'écoulement est de $11,57^\circ$ pour $u_{tip} = 0.081$ m/s, de $9,22^\circ$ pour $u_{tip} = 0.089$ m/s et de $7,65^\circ$ pour $u_{tip} = 0.097$ m/s. Ces angles obtenus sont en accord avec ceux donnés par *Nino et al.*, 1995, qui étaient de 12° ou que *Sechet*, 1996 dont les trajectoires forment un angle de 7° avec le fond.

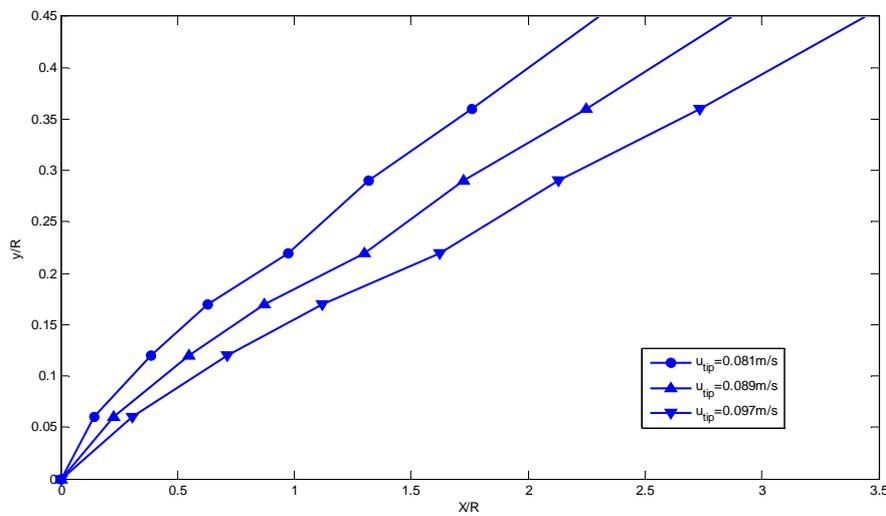


Figure VI-32 : Trajectoires moyennes de saut dans le repère du canal pour chaque condition d'écoulement

Evolution du flux de quantité de mouvement au cours du mouvement

Nous étudions ensuite l'évolution du flux de quantité de mouvement au cours du temps pour les particules en saut. Cette évolution est donnée sur la Figure VI-33 pour les tests PolyP_3 et PolyG_1. Nous avons choisi de présenter les résultats de ces deux tests car c'est pour ces tests que nous avons le plus de trajectoires. La Figure VI-33 représente le flux de quantité de mouvement en fonction de la hauteur y/R des trajectoires (bleues) données sur la Figure VI-30. Sur cette figure, nous avons fait apparaître le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ en trait discontinu.

Cette figure indique que quand les particules montent dans l'écoulement par saut, le flux de quantité de mouvement qui les entoure augmente légèrement. En effet, on voit qu'il passe de 0,4 à 1,4 au cours de la trajectoire dans le test PolyP_3 et de 0,5 à 1,3 pour le test PolyG_1. Plus la particule monte dans l'éjection plus le flux de quantité de mouvement qui l'entoure augmente, ce qui est en accord avec la carte de $u'v'$ de la Figure IV-1. Nous détaillerons ce point plus loin. Dans la zone où sont les billes, plus on monte dans la structure, plus on se rapproche des zones de forts flux de quantité de mouvement. De plus, on voit que lorsqu'une particule est transportée par saut, le flux de quantité de mouvement est quasiment toujours supérieur au seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ calculé dans la section VI.4.4. Ceci met en évidence que le seuil que nous avons calculé peut être considéré comme un seuil de transport par saut.

On observe de plus que pour le point le plus haut de la trajectoire, le flux de quantité de mouvement diminue. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'au bout d'un certain temps, le retard de la particule sur la structure est tellement important qu'elle se retrouve dans la zone où le flux de quantité de mouvement commence à décroître.

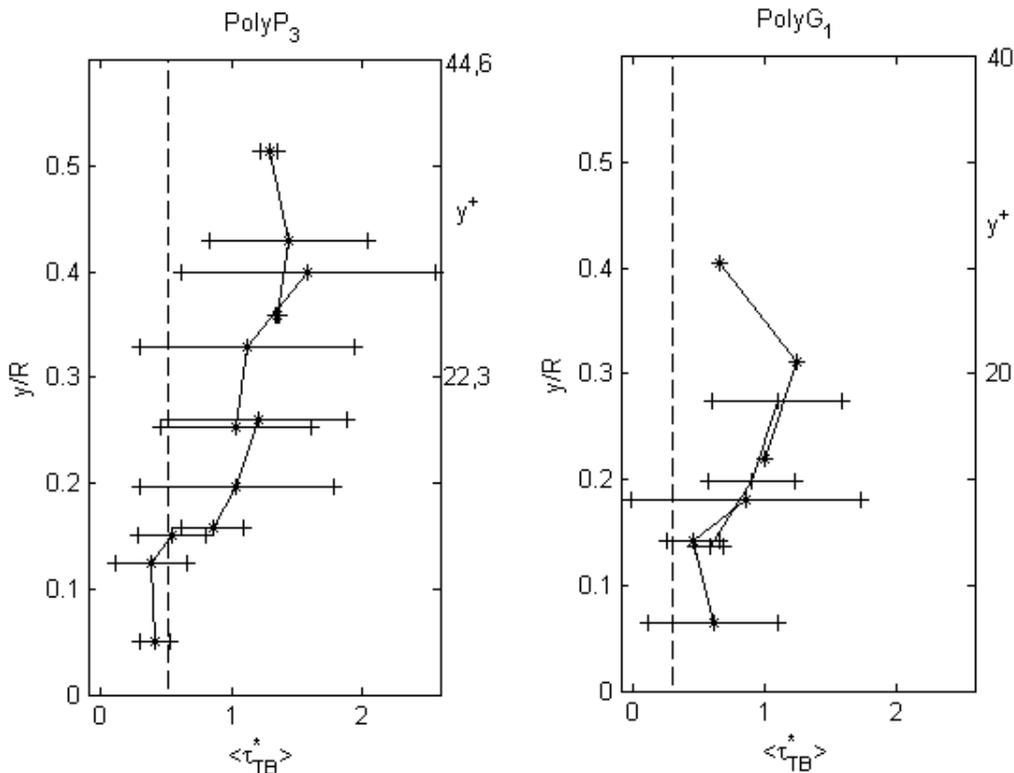


Figure VI-33 : Evolution du flux de quantité de mouvement au cours du temps, dans le cas des tests PolyP_3 et PolyG_1. Le seuil $\langle \tau_{TB}^* \rangle$ apparaît en trait discontinu. Les barres d'erreurs correspondent aux écarts-types

VI.5.2.4 Trajectoires moyennes en sortie d'éjections

Trajectoire relative en sortie d'éjections

A la suite de leur transport au sein d'une éjection, quand les particules ont pris trop de retard sur la structure turbulente, elles s'en désolidarisent et sont transportées comme nous l'avons remarqué précédemment majoritairement par une structure de type Q_3 . Dans cette section, nous nous intéressons à la trajectoire des particules une fois qu'elles sont sorties de l'éjection qui les transportait. La Figure VI-34 représente les trajectoires relatives moyennes des particules, une fois que ces particules sont sorties de l'éjection qui les transportait en fonction de la hauteur y , à laquelle elles se désolidarisent de l'éjection. Sur ces trajectoires, le point à droite est le dernier moment où la particule est détectée dans l'éjection. Les 2 points ou 3 points qui suivent représentent la position des particules après la sortie de l'éjection.

Sur la Figure VI-34, on voit que dans la plupart des cas, les particules quand elles sortent de l'éjection continuent à monter un peu. Leur élévation est inférieure à $0,5d$, ce qui est moins important que quand elles montent dans les éjections. Le fait qu'elles continuent à monter peut s'expliquer par leur inertie. En effet, une particule qui était en train de monter au sein d'une éjection, quand elle en sort, son accélération continue à la faire monter, mais l'action du fluide et la gravité tendant à la faire descendre ralentissent son ascension. Ensuite, elle commence à descendre dans l'écoulement sous l'effet de la gravité. Le fait que les particules ne descendent pas tout de suite lorsqu'elles se désolidarisent de l'éjection qui les transporte peut expliquer pourquoi lors de la première analyse par quadrants (section VI.3), il était apparu qu'un certain nombre de particules qui montaient n'étaient pas dans des éjections.

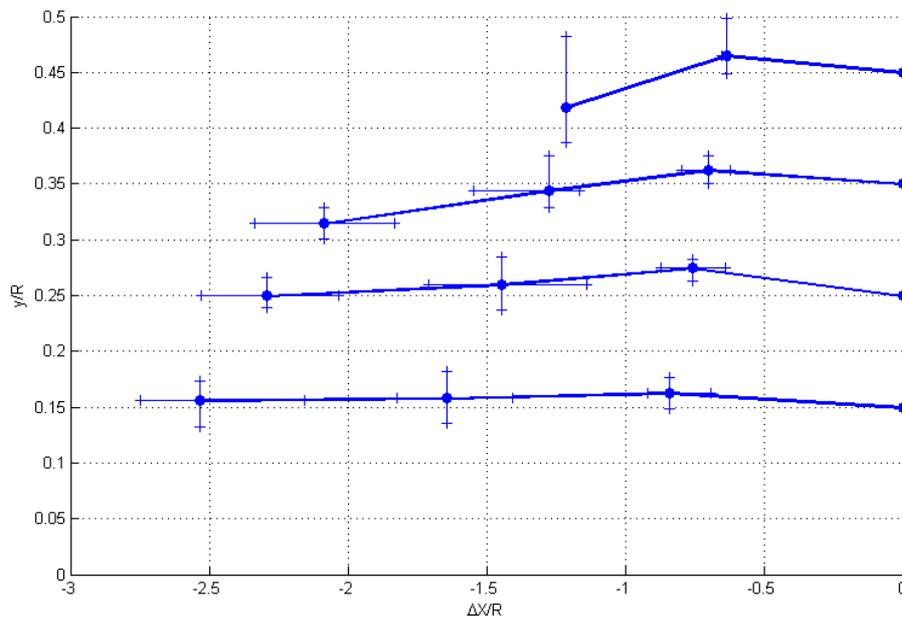


Figure VI-34 : Trajectoires relatives moyennes des particules qui sortent d'une éjection. Le point à droite est le dernier point dans l'éjection et les 3 suivants sont hors de l'éjection. Trajectoires moyennes pour tous les tests

Evolution du flux de quantité de mouvement en sortie d'éjections

L'étude de l'évolution du flux de quantité de mouvement dans le voisinage des particules qui sortent d'une éjection est illustrée sur la Figure VI-33. Cette figure représente pour chaque test l'évolution de $\langle \tau_{TB}^* \rangle$ en fonction du temps avant et après que la particule se désolidarise de l'éjection qui la transporte. Sur cette figure, pour les trois premiers points ($0 < t < 0,15s$) la particule est encore dans l'éjection, et au dernier point, la particule est sortie de l'éjection. Sur cette figure, nous avons fait apparaître le plus petit et le plus grand seuil $\langle \tau_{TB_seuil}^* \rangle$ en traits discontinus.

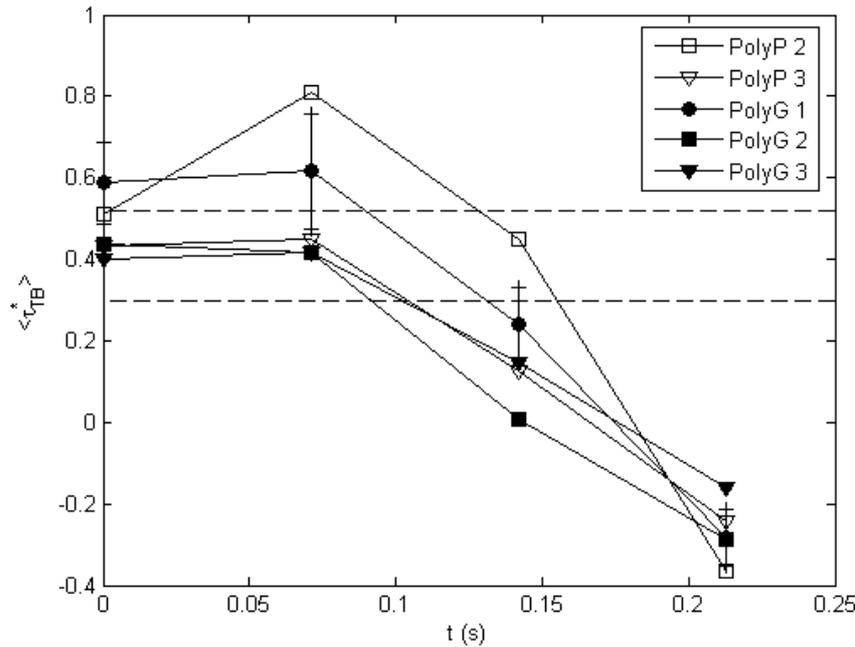


Figure VI-35 : Evolution du flux de quantité de mouvement dans le voisinage des billes quand elles sortent d'une éjection en fonction du temps. Les 3 premiers points (à gauche) représentent les 3 dernières étapes de la particule dans une éjection et le dernier sa première étape hors de l'éjection. Les barres d'erreurs sont données pour le test PolyG_1 et correspondent aux écarts-types. Les traits discontinus représentent l'intervalle des seuils $\langle \tau_{TB_seuil}^* \rangle$

Sur cette figure, on observe que tant que la particule est dans l'éjection, le flux de quantité de mouvement qui l'entoure reste le même voire augmente un peu. Il est à ce moment là de l'ordre du seuil $\langle \tau_{TB_seuil}^* \rangle$. Juste avant que la particule sorte de l'éjection, il commence à diminuer et est inférieur au seuil. Cette observation est en accord avec les observations du paragraphe VI.5.2.3 qui montraient une diminution du flux de quantité de mouvement en fin de trajectoire dans les éjections. Cette diminution est liée au fait que quand la particule s'apprête à sortir de l'éjection, elle est dans une zone le flux de quantité de mouvement instantané plus faible qu'au sein de l'éjection. Une fois que la particule est sortie de l'éjection, on voit que le flux de quantité de mouvement diminue et devient même négatif, car la majorité des particules se retrouvent à ce moment là dans un Q_3 ($\tau_r^* < 0$).

VI.5.3 Etude du retard de la particule sur l'éjection

Retard de la particule sur l'éjection qui la transporte

Nous venons de voir que les particules ont un certain retard par rapport aux éjections qui les transportent. Nous quantifions maintenant ce retard par rapport à la vitesse instantanée de l'éjection dans le voisinage des particules qui montent. La Figure VI-36 donne l'évolution du retard moyen pour tous les tests en fonction de la hauteur. Sur cette figure, on voit apparaître la différence de régime entre la couche de charriage et la zone de suspension. En effet, on voit que le retard est plus important dans la zone de charriage qu'au dessus où il est constant. La vitesse des particules représente en moyenne 25 à 60% de la vitesse instantanée des éjections pour $y/R < 0,3$ et reste à peu près égale à 60% pour $y/R > 0,3$. Lors des expériences en turbulence naturelle de paroi, nous avons constaté que la vitesse U_p représentait 30 à 95% de la vitesse de l'écoulement. Il semble donc que pour des expériences proches

du seuil de suspension, les particules ont plus de mal à suivre les éjections que dans des conditions loin du seuil de suspension.

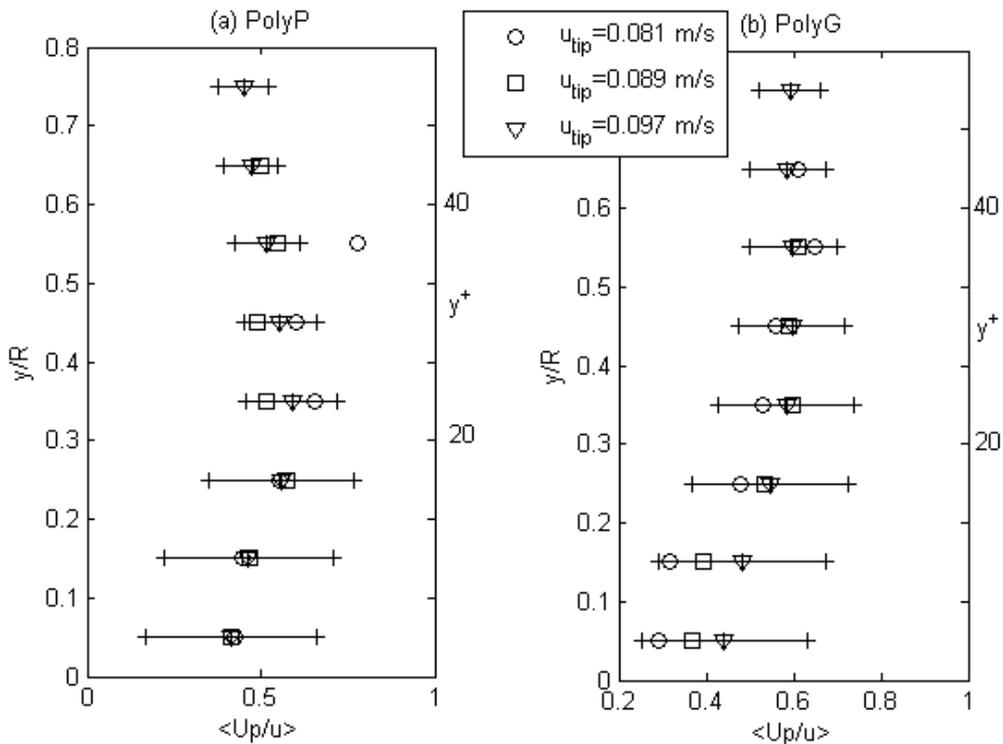


Figure VI-36 : Evolution du retard moyen entre la vitesse longitudinale des particules U_p et la vitesse instantanée u de l'éjection qui l'entoure en fonction de la hauteur des particules. Calcul fait autour des particules qui montent dans des éjections. Les barres d'erreur sont données pour $u_{tip} = 0.097$ m/s et correspondent aux écarts-types

Temps passé par une particule dans une éjection

Nous étudions maintenant le temps passé dans les éjections par les particules. Ce temps T est estimé avec l'équation (V-9) et le temps caractéristique T_s de l'éjection auquel il sera comparé par l'équation (V-10). La Figure VI-37 présente les PDF du rapport T/T_s pour tous les tests et le Tableau VI-8 les valeurs moyennes de T en secondes et de T/T_s .

La Figure VI-37 indique que le temps passé par les particules dans les éjections ne varie que de 0 à 5 fois le temps caractéristique des éjections, alors que dans les précédentes expériences, la majorité des particules restaient dans les structures pendant 0 à 10 fois le temps caractéristique de structures. Cette observation est confirmée par les valeurs du Tableau VI-8, on voit qu'en moyenne, le rapport T/T_s varie de 1,8 à 2,2 alors qu'il variait de 3,28 à 6 dans les autres expériences. Cette tendance met en évidence que les particules passent beaucoup moins de temps dans les structures quand les conditions sont proches du seuil de suspension que quand elles en sont loin. Ceci explique pourquoi dans les présentes expériences, les particules ne montent pas dans l'écoulement et à l'intérieur des éjections. En effet, quand elles sont transportées par une éjection, elles ne passent pas assez de temps dans la structure pour pouvoir monter et atteindre les zones de très forts flux de quantité de mouvement. Elles restent donc relativement près du fond.

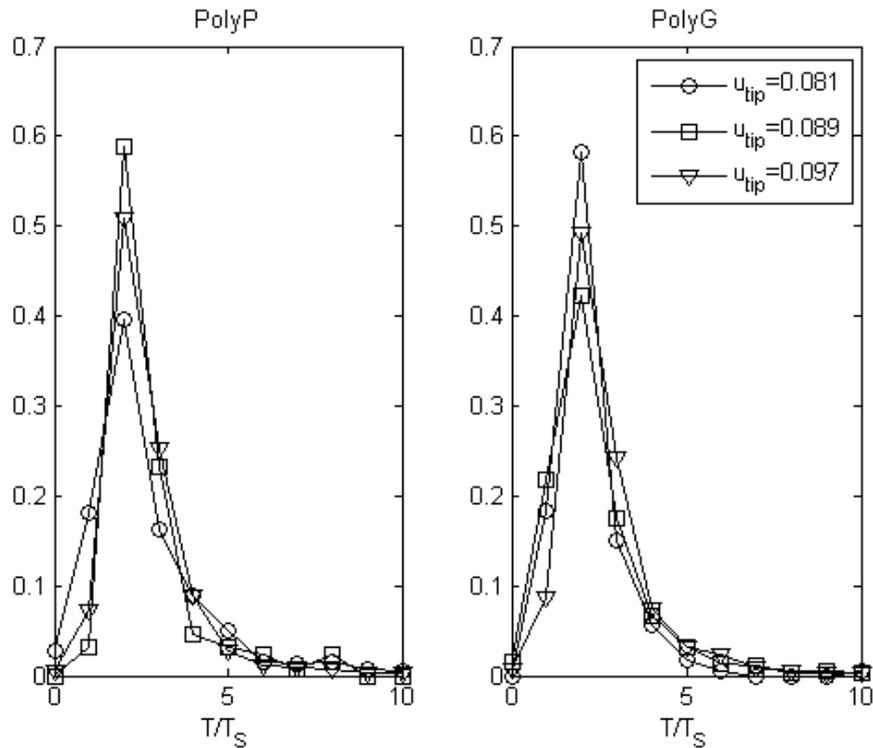


Figure VI-37 : PDF du rapport du temps passé par les particules dans les éjections T sur le temps caractéristique des éjections T_s . Cas des particules qui montent dans des éjections, (a) PolyP et (b) PolyG. Calcul au dessus de la couche de charriage

| Test | T (s) | T/T_s |
|---------|-----------------|---------------|
| PolyP_1 | $1,02 \pm 0,02$ | $1,9 \pm 1$ |
| PolyP_2 | $1,01 \pm 0,01$ | $2,1 \pm 0,7$ |
| PolyP_3 | $1,03 \pm 0,02$ | $2,2 \pm 0,9$ |
| PolyG_1 | $1,01 \pm 0,02$ | $1,8 \pm 0,7$ |
| PolyG_2 | $1 \pm 0,03$ | $1,8 \pm 1$ |
| PolyG_3 | $1,02 \pm 0,02$ | $2,2 \pm 0,9$ |

Tableau VI-8 : Valeurs moyennes et écart-types du temps T passé par les particules qui montent dans les éjections et du rapport T/T_s . Calcul au dessus de la couche de charriage

VI.5.4 Modèle conceptuel de transport

L'analyse de ces expériences complétée par l'étude des trajectoires nous permet de proposer un modèle conceptuel de transport qui vient compléter le modèle proposé dans le Chapitre V. Ce modèle est illustré sur la Figure VI-38. Sur cette figure, les flèches noires représentent le champ des fluctuations de vitesse et la cartographie en fond le rapport du flux de quantité de mouvement instantané sur la contrainte maximale de l'éjection $\tau_T^*/\tau_{T_{max}}^*$. Sur cette figure, nous avons fait apparaître le seuil de flux de quantité de mouvement en trait plein noir qui est le même que celui déterminé lors des expériences en turbulence naturelle. Enfin, la trajectoire typique d'une particule en saltation apparaît en blanc, en trait plein tant qu'elle est dans l'éjection et en trait discontinu quand elle en sort.

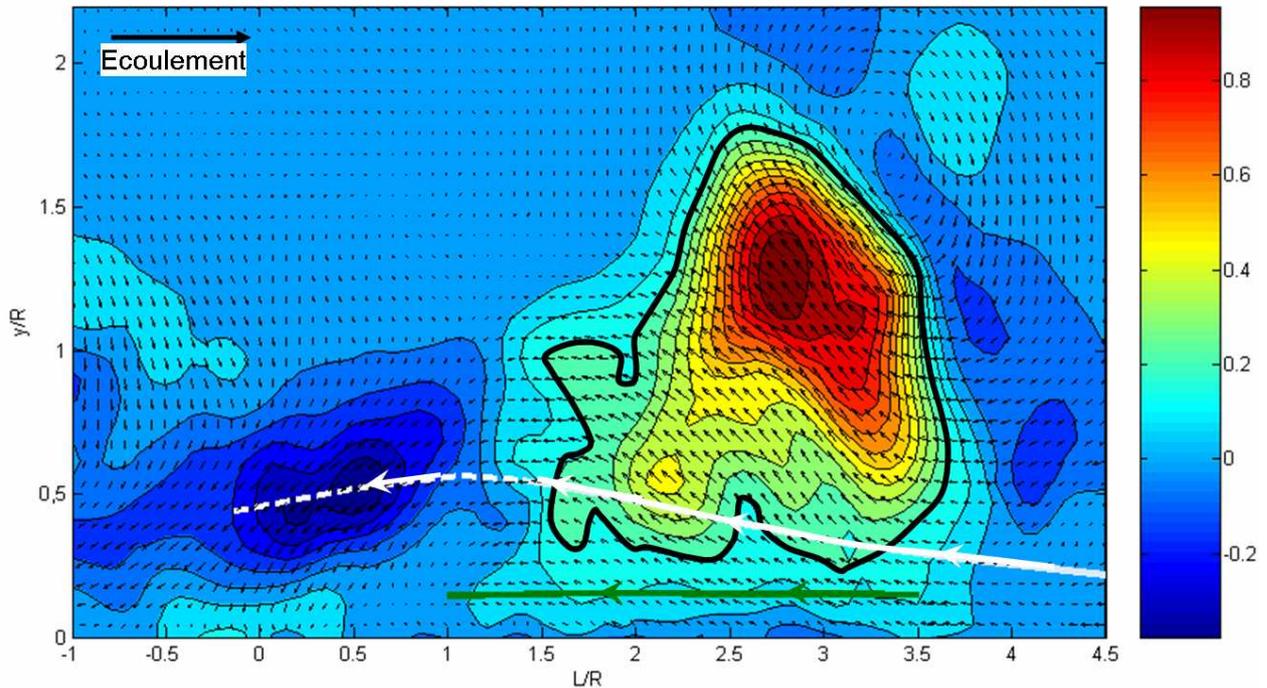


Figure VI-38 : Modèle conceptuel de transport, cas de transport près du seuil de suspension. Les flèches noires représentent les champs de fluctuations de vitesse de l'écoulement, le fond représente

$$\tau_T^* / \tau_{T_{\max}}^* . \text{ Le contour en trait plein représente le seuil } \tau_{T_B\text{-seuil}}^*$$

Les observations faites dans le présent chapitre nous permettent de suggérer qu'une particule peut avoir deux types de mouvement au sein d'une éjection. Premièrement, elle est dans l'éjection, mais elle ne monte pas assez pour être dans une zone de flux de quantité de mouvement instantané supérieur à $\tau_{T_B\text{-seuil}}^*$ (flèche verte). Dans ces conditions, son mouvement reste très près du fond et la bille peut monter ou descendre. Deuxièmement, la particule est dans une éjection qui la fait monter et elle atteint la zone de flux de quantité de mouvement supérieur à $\tau_{T_B\text{-seuil}}^*$. Quand elle est dans cette zone elle continue à monter obligatoirement. La particule prenant du retard sur l'éjection, elle va rapidement ressortir de cette zone puis de l'éjection. A ce moment là, son inertie lui permet de continuer à monter légèrement avant de redescendre sous l'effet de sa gravité et possiblement avec l'aide d'un Q_3 .

Ce modèle complète le modèle donné dans le Chapitre V qui avait été proposé pour des écoulements loin du seuil de suspension. On voit que dans le cas du transport proche du seuil de suspension, le comportement général des billes est le même que loin du seuil de suspension. Quand les billes sont dans des zones de flux de quantité de mouvement inférieur au seuil, elles peuvent monter ou descendre. Si les billes arrivent à atteindre la zone de flux de quantité de mouvement supérieur au seuil, elles montent obligatoirement. Les billes ayant du retard sur l'éjection qui les transporte, elles ressortent de cette zone et ont de nouveau la possibilité de monter et de descendre.

La principale différence entre le cas du transport loin du seuil de suspension et celui proche du seuil de suspension est que les particules ne montent pas aussi haut dans l'éjection. En effet, nous avons vu que dans les expériences en turbulence naturelle, les particules peuvent atteindre, voire monter au dessus de la zone de flux de quantité de mouvement maximum, alors que dans les présentes expériences, elles restent très en dessous de cette zone. Cette différence de comportement peut s'expliquer par le temps de résidence des particules au sein des éjections. Nous avons vu que près du seuil de suspension, les particules restent beaucoup moins longtemps dans les éjections. Elles ont donc

moins de temps pour monter et elles restent plus près du fond. En conclusion, une particule transportée dans une éjection, quand elle est dans la zone de flux de quantité de mouvement supérieure au seuil montera obligatoirement et plus elle restera longtemps dans l'éjection, plus le sommet de sa trajectoire sera haut.

VI.6 Conclusion

Le but de ces expériences était d'isoler les éjections afin de mieux en comprendre les mécanismes de transport près du seuil de suspension. Pour ce faire, nous avons donc déposé un lit de billes de polystyrène expansé ($\rho = 1030 \text{ kg/m}^3$) dans un écoulement composé d'éjections artificielles générées derrière un hémisphère. Une première analyse, similaire à celle du chapitre précédent a permis de mettre en évidence que les éjections à fort flux de quantité de mouvement instantané étaient ici aussi impliquées dans le transport de particules au dessus de la couche de charriage.

La détermination du seuil de détection des éjections imposant un mouvement ascendant aux particules a montré que les seuils calculés dans les deux types d'écoulement sont les mêmes, environ 0,5. Cette observation indique que la détermination d'un seuil en $\frac{-\rho_f u' v'}{g(\rho - \rho_f)d}$ est appropriée pour la détection des éjections impliquées dans la montée des particules. De plus, nous avons remarqué que notre seuil qui est un seuil local est supérieur aux seuils globaux de la littérature (*Van Rijn*, 1984; *Nino et al.*, 2003), mais qu'il est très proche de celui de *Bagnold*, 1973 qui est basé sur la vitesse v' . Nous avons aussi montré qu'un seuil sur $-\rho_f u' v'$ est plus approprié qu'un seuil sur v' .

Enfin, l'étude des trajectoires des particules nous permet d'affiner le modèle donné dans la Figure V-26. Finalement, nous avons remarqué une différence importante entre le transport par saltation et le transport par suspension est le temps de résidence des particules dans les éjections. Plus une particule reste longtemps dans une éjection, plus elle va pouvoir monter dans l'écoulement et plus son transport va se faire par suspension.

Chapitre VII CONCLUSION

L'objectif de cette thèse est l'étude et la quantification des structures turbulentes impliquées dans le transport de particules. Pour ce faire, deux campagnes d'expériences sont menées. La première consiste à analyser le transport de particules engendré par les éjections de la turbulence naturelle de paroi. La seconde est réalisée dans un écoulement de turbulence de paroi contrôlée dans laquelle les éjections sont générées par la présence d'un hémisphère.

Caractérisation de la turbulence artificielle

Afin de caractériser les éjections artificielles, nous étudions les hairpin vortex générés dans le sillage de l'hémisphère en l'absence de particules. Ces structures sont peu documentées dans la littérature existante. Nous analysons en particulier leur influence sur l'écoulement en aval de l'hémisphère. On observe une forte augmentation de la contrainte au fond qui est liée à la déformation des profils de vitesse par la présence de l'hémisphère et à l'augmentation de la turbulence de l'écoulement. Cette augmentation de contrainte permet à l'écoulement de transporter plus facilement les particules en présence d'hairpin vortex artificiels. Concernant les éjections, nous déterminons leur taille et leur contribution au flux de quantité de mouvement moyen de l'écoulement. La répartition des événements turbulents dans l'écoulement est un peu différente de celle observée dans un écoulement de turbulence naturelle de paroi, cependant, des tendances importantes sont identiques. Notamment les sweeps et les éjections sont dominants dans l'écoulement et ils sont définis par un fort flux de quantité de mouvement $-\rho_f u'v'$. L'observation de ces répartitions montre que toutes les éjections d'un écoulement turbulent naturel ne semblent pas liées au bursting process.

Importance des éjections dans le transport

Pour les écoulements chargés en particules, nous appliquons en turbulence artificielle et naturelle l'analyse par quadrants autour de chaque particule afin d'identifier le type de structure, Q_1 ($u'>0, v'>0$), éjection (Q_2) ($u'<0, v'>0$), Q_3 ($u'<0, v'<0$) ou sweep (Q_4) ($u'>0, v'<0$), qui l'entoure. Cette analyse qui est appliquée autour de toutes les particules puis séparément autour de celles qui montent et de celles qui descendent, montre que les éjections sont impliquées dans le transport de plus de 45% des particules et en particulier. Elles sont les principales responsables de la montée des particules dans l'écoulement. On observe tout de même qu'un certain nombre de particules qui descendent sont détectées dans des éjections. Cette observation indique donc que, même si les éjections sont le mécanisme dominant dans l'élévation des particules dans l'écoulement, elles n'arrivent pas à faire monter toutes les particules.

Seuil de détection des éjections responsables de la montée des particules

Afin de comprendre pourquoi les éjections ne sont pas toutes capables d'imposer leur mouvement vertical aux particules, nous étudions l'évolution du flux de quantité de mouvement qui les entoure. Les résultats de cette analyse indiquent que les particules qui montent sont entourées par un fort flux de quantité de mouvement local et instantané qui est dû à de fortes fluctuations de vitesses verticales et

longitudinales. On en déduit qu'il est possible de déterminer un seuil de détection des éjections imposant avec une probabilité de 100% la montée des particules dans l'écoulement.

Ce seuil $\tau_{T_B}^*$ basé sur le flux instantané de quantité de mouvement $-\rho_f u'v'$ et adimensionalisé par $g(\rho - \rho_f)d$ est égal à environ 0,5 pour notre gamme de conditions hydrauliques et solides. Il est constant en fonction de la hauteur. De plus, il ne varie quasiment pas avec les conditions hydrauliques et les caractéristiques de particules. Nous observons de plus qu'il est le même pour les deux types d'expériences ce qui montre qu'il est bien représentatif de l'énergie nécessaire pour contrer la gravité quelles que soient les conditions d'écoulement et le type de particules solides. De plus, on observe que ce seuil est très proche de celui donné par *Bagnold, 1973* qui était basé sur l'hypothèse qu'une particule monte quand la vitesse v' est supérieure à la vitesse de chute des particules. L'application de notre critère basé sur $-\rho_f u'v'$ et de celui de *Bagnold, 1973* à nos mesures indique qu'un critère basé sur $-\rho_f u'v'$ est plus adapté qu'un critère basé sur v' . En revanche, notre étude ne porte que sur une faible gamme de Re_p , il serait donc intéressant, à l'aide d'expériences supplémentaires et/ou de simulations numériques, de compléter cette gamme avec des Re_p très faibles et des Re_p très grands. En particulier, les Re_p très grands permettraient de vérifier si les tendances continuent bien à suivre la courbe théorique de *Bagnold, 1973*.

Modèle conceptuel de transport des particules par les éjections

Finalement, cette étude permet de mieux comprendre le comportement des particules dans un écoulement turbulent, notamment leur mouvement au sein des éjections. Nous proposons ainsi un modèle conceptuel de transport des particules par les éjections basé sur la position des particules par rapport à la zone de flux de quantité de mouvement supérieur au seuil $\tau_{T_B}^*$. Le mouvement de la particule se fait en trois phases. Premièrement, quand la particule est près du fond et dans une région de $\tau_T^* < \tau_{T_B}^*$, elle peut monter ou descendre. Si la particule monte assez, elle atteint la zone de $\tau_T^* > \tau_{T_B}^*$. Tant qu'elle reste dans cette partie de l'éjection, elle va monter obligatoirement. En revanche, nous avons montré qu'elle prend du retard sur l'éjection. Quand ce retard est grand, elle finit par sortir de la zone de $\tau_T^* > \tau_{T_B}^*$. A ce moment là, elle a de nouveau la possibilité de monter ou de descendre. Nous avons vu que de suite après sa sortie, son inertie a tendance à la faire monter, puis la gravité la pousse vers le fond. La particule sort alors de l'éjection plus ou moins rapidement en fonction de la position du seuil par rapport à la limite de l'éjection. Enfin, nous remarquons que plus une particule arrive à rester dans une éjection, plus elle montera haut et pourra être transportée par suspension. L'étude actuelle fournit donc les informations quantitatives, en termes de probabilités et de seuils, utiles pour la mise en place d'un modèle stochastique (*Cao, 1999*).

Ouvertures et perspectives

Les expériences réalisées pour cette thèse nous ont permis de déterminer un seuil de suspension et de proposer un modèle conceptuel de transport. Pour compléter cette étude, il est tout d'abord envisageable de faire des expériences supplémentaires avec les mêmes protocoles expérimentaux. Ces expériences n'ont pas pu être réalisées par manque de temps. En particulier, des expériences avec des plus petites billes et des plus grosses billes à des nombres de Reynolds différents permettraient de compléter la gamme de seuils donnée dans cette étude. On pourrait par exemple faire des mesures avec les billes en polystyrène expansé dans la turbulence naturelle naturelle. De plus, il serait intéressant de faire des mesures PIV en prenant des plans horizontaux et non verticaux, afin de connaître le comportement des particules dans ces plans. De plus, il serait possible de refaire les mêmes types de mesures que celles réalisées dans cette thèse, en zoomant près du fond afin d'étudier le mouvement des particules dans la couche de charriage et de le comparer au mouvement par suspension.

Nous pourrions aussi envisager d'utiliser d'autres moyens de mesures, fournissant des informations complémentaires. En particulier, pour l'étude du mouvement en trois dimensions des particules dans les éjections, nous pourrions utiliser de la stéréo PIV ou de l'holographie. Nous avons essayé l'holographie pour les expériences en turbulence artificielle, mais elle ne permettait pas une mesure assez précise de l'écoulement fluide dans le voisinage des particules. La technique continuant à évoluer, on peut imaginer qu'à moyen terme, elle sera utilisable pour des mesures en écoulements chargés en particules. De plus, l'utilisation d'une PIV rapide rendrait possible un suivi des particules beaucoup sur une plus longue distance qui permettrait de comprendre comment une particule en suspension passe d'une éjection à l'autre.

Enfin, des simulations numériques semblent adaptées pour aider à compléter les résultats présentés dans cette thèse. En particulier, elles pourraient permettre la détermination des seuils sur une large gamme de Re_p ce qui peut être difficile de façon expérimentale. De plus, elles peuvent fournir une information en 3D qui augmenterait la compréhension des mécanismes de transport.

Références bibliographiques

- Acarlar, M. S. and C. R. Smith (1987a). "A Study of Hairpin Vortices in a Laminar Boundary-Layer .1. Hairpin Vortices Generated by a Hemisphere Protuberance." Journal of Fluid Mechanics **175**: 1-41.
- Acarlar, M. S. and C. R. Smith (1987b). "A Study of Hairpin Vortices in a Laminar Boundary-Layer .2. Hairpin Vortices Generated by Fluid Injection." Journal of Fluid Mechanics **175**: 43-83.
- Adrian, R. J., K. T. Christensen and Z. C. Liu (2000a). "Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields." Experiments in Fluids **29**(3): 275-290.
- Adrian, R. J. and Z. C. Liu (2002). "Observation of vortex packets in direct numerical simulation of fully turbulent channel flow." Journal of Visualization **5**(1): 9-19.
- Adrian, R. J., C. D. Meinhart and C. D. Tomkins (2000b). "Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics **422**: 1-54.
- Antonia, R. A. and P. Krogstad (2001). "Turbulent structure in boundary layers over different types of roughness." Fluid Dynamics Research **28**: 139-157.
- Antonia, R. A., M. Teitel, J. Kim and L. W. B. Browne (1992). "Low-Reynolds-Number Effects in a Fully-Developed Turbulent Channel Flow." Journal of Fluid Mechanics **236**: 579-605.
- Bagnold, R. A. (1966). "An approach to the sediment transport problem for general physics." Geological Survey Professional Paper **422**(I).
- Bagnold, R. A. (1973). "The nature of saltation and 'bed-load' transport in water." Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and physical Sciences **332**(1591): 473-504.
- Balachandar, R., D. Blakely, M. Tachie and G. Putz (2001). "A study on turbulent boundary layers on a smooth flat plate in an open channel." Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme **123**(2): 394-400.
- Bec, J., M. Cencini and R. Hillerbrand (2007). "Heavy particles in incompressible flows: The large Stokes number asymptotics." Physica D-Nonlinear Phenomena **226**(1): 11-22.
- Bennett, S. J. and J. L. Best (1995). "Mean Flow and Turbulence Structure over Fixed, 2-Dimensional Dunes - Implications for Sediment Transport and Bedform Stability (Vol 42, Pg 491, 1995)." Sedimentology **42**(5): 830-830.

- Bigillon, F. and M. Garcia (2002). Exploratory study of the flow-particle interaction using Particle Image Velocimetry. HMEM, Estes Park, Colorado, USA.
- Bigillon, F. and M. Garcia (2005). Etude par PIV de l'interaction entre structures turbulentes et particules solides. Fluvisu11, Lyon, France.
- Bigillon, F., J. Le Louvetel-Poilly, T. Pychynski and J. Y. Champagne (2008). Visualization of artificially created turbulent structures downstream a hemisphere using PIV. 13th International Symposium of Flow Visualization, Nice, France.
- Bigillon, F., Y. Nino and M. H. Garcia (2006). "Measurements of turbulence characteristics in an open-channel flow over a transitionally-rough bed using particle image velocimetry." Experiments in Fluids **41**(6): 857-867.
- Bohm, T., P. Frey, C. Ducottet, C. Ancey, M. Jodeau and J. L. Reboud (2006). "Two-dimensional motion of a set of particles in a free surface flow with image processing." Experiments in Fluids **41**(1): 1-11.
- Breugem, W. A. and W. S. J. Uijtewaal (2006). A PIV/PTV experiment on sediment transport in a horizontal open channel flow. River Flow 2006, Lisboa, Portugal.
- Brooke, J. W. and T. J. Hanratty (1993). "Origin of Turbulence-Producing Eddies in a Channel Flow." Physics of Fluids a-Fluid Dynamics **5**(4): 1011-1022.
- Buffington, J. M. and D. R. Montgomery (1998). "A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers (vol 33, 1993, 1997)." Water Resources Research **34**(1): 157-157.
- Candelier, F., J. R. Angilella and M. Souhar (2004). "On the effect of the Boussinesq-Basset force on the radial migration of a Stokes particle in a vortex." Physics of Fluids **16**(5): 1765-1776.
- Cao, Z. X. (1999). "Equilibrium near-bed concentration of suspended sediment." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **125**(12): 1270-1278.
- Cheng, N. S. (2004). "Analysis of bedload transport in laminar flows." Advances in Water Resources **27**(9): 937-942.
- Cuthbertson, A. J. S. and D. A. Ervine (2007). "Experimental study of fine sand particle settling in turbulent open channel flows over rough porous beds." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **133**(8): 905-916.
- Dyer, K. R. (1986). Coastal and estuarine sediment dynamics.
- Francis, J. R. D. (1973). "Experiments on the motion of solitary grains along bed of water-stream." Proceeding of the royal society of London, Serie A, Mathematical and physical sciences **332**(1591): 443-471.
- Gadelhak, M. and A. Hussain (1986). "Coherent Structures in a Turbulent Boundary-Layer .1. Generation of Artificial Bursts." Physics of Fluids **29**(7): 2124-2139.
- Garcia, M., F. Lopez and Y. Nino (1995). "Characterization of near-Bed Coherent Structures in Turbulent Open-Channel Flow Using Synchronized High-Speed Video and Hot-Film Measurements." Experiments in Fluids **19**(1): 16-28.
- Graf, W. H. (2000). Hydraulique Fluviale. Ecoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple. Lausanne, Presses polytechniques et universitaires romandes.

- Greimann, B. P., M. Muste and F. M. Holly (1999). "Two-phase formulation of suspended sediment transport." Journal of Hydraulic Research **37**(4): 479-500.
- Gyr, A. (1983). "Towards a Better Definition of the 3 Types of Sediment Transport." Journal of Hydraulic Research **21**(1): 1-15.
- Haidari, A. H. and C. R. Smith (1994). "The Generation and Regeneration of Single Hairpin Vortices." Journal of Fluid Mechanics **277**: 135-162.
- Hogan, R. C. and J. N. Cuzzi (2001). "Stokes and Reynolds number dependence of preferential particle concentration in simulated three-dimensional turbulence." Physics of Fluids **13**(10): 2938-2945.
- Hu, C. H. and Y. J. Hui (1996). "Bed-load transport .1. Mechanical characteristics." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **122**(5): 245-254.
- Hurther, D. (2001). 3-D Acoustic Doppler Velocimetry and turbulence in open-channel flow. Sciences. Lausanne, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne: 199.
- Hurther, D. and U. Lemmin (2003). "Turbulent particle flux and momentum flux statistics in suspension flow." Water Resources Research **39**(5).
- Jackson, R. G. (1976). "Sedimentological and Fluid-Dynamic Implications of Turbulent Bursting Phenomenon in Geophysical Flows." Journal of Fluid Mechanics **77**(OCT8): 531-&.
- Jeong, J., F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim (1997). "Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow." Journal of Fluid Mechanics **332**: 185-214.
- Kaftori, D., G. Hetsroni and S. Banerjee (1995a). "Funnel-Shaped Vortical Structures in Wall Turbulence (Vol 6, Pg 3035, 1994)." Physics of Fluids **7**(2): 452-452.
- Kaftori, D., G. Hetsroni and S. Banerjee (1995b). "Particle Behavior in the Turbulent Boundary-Layer .1. Motion, Deposition, and Entrainment." Physics of Fluids **7**(5): 1095-1106.
- Kaftori, D., G. Hetsroni and S. Banerjee (1995c). "Particle Behavior in the Turbulent Boundary-Layer .2. Velocity and Distribution Profiles." Physics of Fluids **7**(5): 1107-1121.
- Kaftori, D., G. Hetsroni and S. Banerjee (1998). "The effect of particles on wall turbulence." International Journal of Multiphase Flow **24**(3): 359-386.
- Kennedy, I. M. and M. H. Moody (1998). "Particle dispersion in a turbulent round jet." Experimental Thermal and Fluid Science **18**(1): 11-26.
- Kiger, K. T. and C. Pan (2000). "PIV technique for the simultaneous measurement of dilute two-phase flows." Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme **122**(4): 811-818.
- Kiger, K. T. and C. Pan (2002). "Suspension and turbulence modification effects of solid particulates on a horizontal turbulent channel flow." Journal of Turbulence **3**.
- Kim, H. T., S. J. Kline and W. C. Reynolds (1971). "The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics **50**: 133-160.
- Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler (1967). "The structure of turbulent boundary layers." Journal of Fluid Mechanics **30**: 741-773.

- Kumar, S., R. Gupta and S. Banerjee (1998). "An experimental investigation of the characteristics of free-surface turbulence in channel flow." Physics of Fluids **10**(2): 437-456.
- Loiseleux, T., P. Gondret, M. Rabaud and D. Doppler (2005). "Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow." Physics of Fluids **17**(10).
- Lu, S. S. and W. W. Willmarth (1973). "Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics **60**: 481-511.
- Luchik, T. S. and W. G. Tiederman (1987). "Timescale and Structure of Ejections and Bursts in Turbulent Channel Flows." Journal of Fluid Mechanics **174**: 529-552.
- Marchioli, C., M. V. Salvetti and A. Soldati (2008). "Some issues concerning large-eddy simulation of inertial particle dispersion in turbulent bounded flows." Physics of Fluids **20**(4).
- Marchioli, C. and A. Soldati (2002). "Mechanisms for particle transfer and segregation in a turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics **468**: 283-315.
- Maxey, M. R. and J. J. Riley (1983). "Equation of Motion for a Small Rigid Sphere in a Nonuniform Flow." Physics of Fluids **26**(4): 883-889.
- Muste, M., K. Yu, I. Fujita and R. Ettema (2005). "Two-phase versus mixed-flow perspective on suspended sediment transport in turbulent channel flows." Water Resources Research **41**(10).
- Nakagawa, H. and I. Nezu (1977). "Prediction of Contributions to Reynolds Stress from Bursting Events in Open-Channel Flows." Journal of Fluid Mechanics **80**(APR4): 99-128.
- Nakagawa, H. and I. Nezu (1981). "Structure of Space-Time Correlations of Bursting Phenomena in an Open-Channel Flow." Journal of Fluid Mechanics **104**(MAR): 1-43.
- Nezu, I. and H. Nakagawa (1993). Turbulence in open-channel flows, A.A. Balkema/Rotterdam/Brookfield.
- Nezu, L. and R. Azuma (2004). "Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open channel flows." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **130**(10): 988-1001.
- Nino, Y. and M. Garcia (1998). "Experiments on saltation of sand in water." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **124**(10): 1014-1025.
- Nino, Y. and M. H. Garcia (1996). "Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow: Implications for sediment transport." Journal of Fluid Mechanics **326**: 285-319.
- Nino, Y., F. Lopez and M. Garcia (1995). Particle-turbulence interaction in an open-channel flow : implications for bedload and sediment entrainment into suspension. H. E. S. N. 47. Urbana, Illinois, Hydrosystems laboratory Department of civil engineering, University of illinois at Urbana-Champaign,.
- Nino, Y., F. Lopez and M. Garcia (2003). "Threshold for particle entrainment into suspension." Sedimentology **50**(2): 247-263.
- Pan, Y. and S. Banerjee (1996). "Numerical simulation of particle interactions with wall turbulence." Physics of Fluids **8**(10): 2733-2755.

- Rashidi, M., G. Hetsroni and S. Banerjee (1990). "Particle Turbulence Interaction in a Boundary-Layer." International Journal of Multiphase Flow **16**(6): 935-949.
- Raupach, M. R. (1981). "Conditional Statistics of Reynolds Stress in Rough-Wall and Smooth-Wall Turbulent Boundary-Layers." Journal of Fluid Mechanics **108**(JUL): 363-382.
- Robinson, S. K. (1991). "Coherent Motions in the Turbulent Boundary-Layer." Annual Review of Fluid Mechanics **23**: 601-639.
- Rossi, L. (2001). Contrôle électromagnétique d'écoulement en eau de mer. Grenoble, Université Joseph Fourier: 249.
- Rouse, H. (1937). "Modern conceptions of the mechanics of turbulence." Transactions ASCE **102**: 463-505.
- Sambrook Smith, G. H. and A. P. Nicholas (2005). "Effect on flow structure of sand deposition on a gravel bed : Results from a two-dimensional flume experiment." Water Resources Research **41**.
- Schoppa, W. and F. Hussain (2000). "Coherent structure dynamics in near-wall turbulence." Fluid Dynamics Research **26**(2): 119-139.
- Sechet, P. (1996). Contribution à l'étude des structures cohérentes en turbulence de paroi. De leur influence sur le transport des sédiments dans le cas du charriage. INP. Toulouse, INP.
- Sechet, P. and B. Le Guennec (1999). "The role of near wall turbulent structures on sediment transport." Water Research **33**(17): 3646-3656.
- Sumer, B. M. and R. Deigaard (1981). "Particle Motions near the Bottom in Turbulent-Flow in an Open Channel .2." Journal of Fluid Mechanics **109**(AUG): 311-337.
- Tang, L., F. Wen, Y. Yang, C. T. Crowe, J. N. Chung and T. R. Troutt (1992). "Self-Organizing Particle Dispersion Mechanism in a Plane Wake." Physics of Fluids a-Fluid Dynamics **4**(10): 2244-2251.
- Tardu, S. F. (2002). "Characteristics of single and multiple bursting events in the inner layer. Part 2. Level-crossing events." Experiments in Fluids **33**(5): 640-652.
- Tufo, H., P. Fisher, M. E. Papka and K. Blom (1999). Numerical simulation and immersive visualization of hairpin vortices. Supercomputing '99, Portland, OR.
- Uhlmann, M. (2008). "Interface-resolved direct numerical simulation of vertical particulate channel flow in the turbulent regime." Physics of Fluids **20**.
- Van Rijn, L. C. (1984). "Sediment transport, Part II: suspended load transport." Journal of Hydraulic Engineering-Asce **110**(11): 1613-1641.
- Vassilev, A. (2006). Etude expérimentale et numérique des phénomènes à l'interface d'une poche de gaz immobilisée au sein d'un écoulement permanent de liquide. Université Claude Bernard Lyon1. Lyon: 166.
- Waleffe, F. (2001). "Exact coherent structures in channel flow." Journal of Fluid Mechanics **435**: 93-102.
- Wark, C. E. and H. M. Nagib (1991). "Experimental Investigation of Coherent Structures in Turbulent Boundary-Layers." Journal of Fluid Mechanics **230**: 183-&.

- Yalin, M. S. and E. Karahan (1979). "Inception of Sediment Transport." Journal of the Hydraulics Division-Asce **105**(11): 1433-1443.
- Zanke, U. C. E. (2003). "On the influence of turbulence on the initiation of sediment motion." International Journal of Sediment Research **18**(1): 17-31.
- Zhou, J., R. J. Adrian, S. Balachandar and T. M. Kendall (1999). "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow." Journal of Fluid Mechanics **387**: 353-396.
- Zondag, H. A. (1997). The dynamics of hairpin vortices in a laminar boundary layer, Universiteit Eindhoven.

ANNEXE

Le modèle empirique proposé par *Nezu and Nakagawa*, 1993 pour la détermination des RS_i et des S_i est basé sur le fait que u' et v' sont deux variables aléatoires statistiquement dépendantes. A partir de ces hypothèses, on peut déduire la fonction de probabilité du flux relatif de quantité de mouvement, $P_w(w)$, ainsi que les fonctions de probabilités de chaque évènement, $P_1(w)$ pour les Q_1 , $P_2(w)$ pour les éjections, $P_3(w)$ pour les Q_3 , et $P_4(w)$ pour les sweeps:

$$P_w(w) = P_1(w) + P_2(w) + P_3(w) + P_4(w) = 2P_G(w)$$

$$\begin{cases} P_1(w) = P_G(w) + \Psi^+(w) & (w < 0) \\ P_2(w) = P_G(w) + \Psi^-(w) & (w > 0) \\ P_3(w) = P_G(w) - \Psi^+(w) & (w < 0) \\ P_4(w) = P_G(w) - \Psi^-(w) & (w > 0) \end{cases}$$

où

$$P_G(w) = \frac{R}{2\pi} e^{Rt} \frac{K_0(|t|)}{(1-R^2)^{1/2}}$$

$$\begin{cases} \Psi^+(w) = \frac{R}{2\pi} e^{Rt} K_{1/2}(|t|) \frac{|t|^{1/2}}{(1-R)^2} \left\{ (1+R) \left(\frac{S^+}{3} + D^+ \right) |t| - \left(\frac{2-R}{3} S^+ + D^+ \right) \right\} \\ \Psi^-(w) = \frac{R}{2\pi} e^{Rt} K_{1/2}(t) \frac{t^{1/2}}{(1+R)^2} \left\{ (1-R) \left(\frac{S^-}{3} + D^- \right) t - \left(\frac{2+R}{3} S^- + D^- \right) \right\} \end{cases}$$

où $t = Rw/(1-R^2)$, et le coefficient de corrélation R est donné par:

$$R = -\frac{\overline{u'v'}}{u_{rms} v_{rms}}$$

$$S^\pm = \frac{1}{2}(S_v \pm S_u), \quad D^\pm = \frac{1}{2}(D_v \pm D_u)$$

Où K_0 et $K_{1/2}$ sont respectivement les fonctions modifiées de Bessel d'ordre 0 et d'ordre 0,5. Les coefficients S_u et S_v sont les facteurs de dissymétrie (« skewness factors ») de u' et v' . Les coefficients D_v et D_u sont les facteurs de diffusion turbulente dans la direction longitudinale et verticale. Ensuite, tenant compte du seuil de détection H on calcule la répartition spatiale $Si(H)$ et la contribution au flux de quantité de mouvement $RSi(H)$ correspondant à chaque évènement turbulent:

$$Si(H) = \begin{cases} \int_H^{\infty} P_i(w).dw & (i = 2, 4) \\ \int_{-\infty}^{-H} P_i(w).dw & (i = 1, 3) \end{cases}$$

$$RSi(H) = \begin{cases} \int_H^{\infty} wP_i(w).dw > 0 & (i = 2, 4) \\ \int_{-\infty}^{-H} wP_i(w).dw < 0 & (i = 1, 3) \end{cases}$$

Pour les évènements non cohérents (“hole events”):

$$S5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 Si(H)$$

$$RS5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 RSi(H)$$

Table des figures

| | |
|--|----|
| Figure II-1 : Convention et notation..... | 19 |
| Figure II-2 : Schématisation de la subdivision de la couche interne de l'écoulement (<i>Dyer, 1986</i>) | 20 |
| Figure II-3 : Modèle de turbulence de paroi (<i>Nakagawa and Nezu, 1981</i>)..... | 23 |
| Figure II-4 : Illustration du bursting process, dans laquelle apparaissent deux hairpin vortex (<i>Nezu and Nakagawa, 1993</i>)..... | 23 |
| Figure II-5 : Analyse par quadrants, les flèches rouges représentent l'allure du vecteur fluctuation de vitesse en fonction du quadrant auquel il appartient..... | 24 |
| Figure II-6 : Contribution des évènements turbulents au flux de quantité de mouvement de l'écoulement (RSi) en fonction du critère H de cohérence, <i>Nezu and Nakagawa, 1993</i> | 26 |
| Figure II-7: Profils moyens de \bar{u} (o) et u'_{rms} (Δ), <i>Acarlar and Smith, 1987a</i> , (a) $x/R=4$, (b) $x/R=10$ (c) $x/R=40$ (d) $x/R=80$. (o)..... | 28 |
| Figure II-8: Génération d'un train d'Hairpin vortex en perturbant l'écoulement par un hémisphère (<i>Acarlar and Smith, 1987a</i>)..... | 29 |
| Figure II-9: Schéma de la formation du vortex secondaire (<i>Acarlar and Smith, 1987a</i>)..... | 30 |
| Figure II-10 : Illustration des différents types de transports | 33 |
| Figure II-11 : Exemples de seuils de charriage en écoulement turbulent (—), de charriage en écoulement laminaire (.....) et de suspension (- - -)..... | 34 |
| Figure II-12 : Trajectoires typiques d'une particule entraînée par une éjection, (a) cas d'une particule légère, (b) cas d'une particule lourde (<i>Sumer and Deigaard, 1981</i>)..... | 39 |
| Figure II-13 : Modèle de transport de sédiment (<i>Gyr, 1983</i>)..... | 40 |
| Figure II-14 : Modèle d'entraînement des particules par une éjection (<i>Nino and Garcia, 1996</i>)... .. | 40 |
| Figure III-1 : Schéma du montage d'un banc PIV | 44 |
| Figure III-2: Exemple d'une Image PIV en écoulement chargé en billes..... | 44 |
| Figure III-3: Discrimination des deux phases sur les images PIV | 46 |
| Figure III-4: Schéma illustrant l'algorithme de suivi des particules entre les deux images 1 et 2 d'une même paire..... | 48 |
| Figure III-5 : Exemple d'images PIV permettant le suivi d'une particule. Test en turbulence artificielle. Les 7 images successives font la même taille qui est donnée pour l'image prise à l'instant $t+6dt$. Le sens de l'écoulement est donné par la flèche blanche. | 49 |
| Figure III-6 : Algorithme de détermination de la trajectoire d'une bille..... | 50 |
| Figure III-7: Canal expérimental inclinable à surface libre | 51 |

| | |
|---|----|
| Figure III-8 : Dispositif expérimental, canal incliné. (a) vue de coté, (b) vue de face..... | 51 |
| Figure III-9: Profils de vitesse des écoulements en eau claire, comparaison avec les équations empiriques de <i>Nezu and Nakagawa</i> , 1993 et les données expérimentales d' <i>Antonia and Krogstad</i> , 2001..... | 54 |
| Figure III-10 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 10000$ | 55 |
| Figure III-11 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 15000$ | 56 |
| Figure III-12 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 24000$ | 56 |
| Figure III-13 : Profils moyens des écoulements chargés en particules comparés à ceux des écoulements en eau claire, pour $Re = 30000$ | 57 |
| Figure III-14 : RSi en $y/h=0,25$, pour des écoulements (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$, (d) $Re = 30000$. Les différents marqueurs représentent les différentes billes utilisées, les couleurs correspondent aux 4 types de structures turbulentes..... | 59 |
| Figure III-15 : Si en $y/h=0,25$, pour des écoulements (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$, (d) $Re = 30000$. Les différents marqueurs représentent les différentes billes utilisées, les couleurs correspondent aux 4 types de structures turbulentes..... | 60 |
| Figure III-16 : Veine d'essai Thebes (<i>Vassilev</i> , 2006) | 61 |
| Figure III-17 : Dispositif expérimental de génération des hairpin vortex en couche limite avec étude du transport de particules (schéma pas à l'échelle) | 61 |
| Figure IV-1 : Signature d'un hairpin vortex artificiel, champ des fluctuations de vitesses superposé avec la carte des $-\rho_f u' v'$ | 66 |
| Figure IV-2 : Illustration de la signature d'un hairpin vortex, visualisé au cours des expériences en turbulence naturelle de paroi, sans hémisphère, en présence de particules | 66 |
| Figure IV-3 : Illustration de la signature de 4 hairpin vortex, obtenue par mesure PIV (<i>Adrian et al.</i> , 2000b), écoulement de canal en eau claire, sans hémisphère..... | 67 |
| Figure IV-4: Hauteur des têtes des hairpin vortex générés, données expérimentales comparées à celles de <i>Zondag</i> , 1997 ($Re_R = 870$). Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 447$ et correspondent aux écarts-types | 69 |
| Figure IV-5 : Vitesse de convection des têtes en fonction de la distance à l'hémisphère. Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 447$ et correspondent aux écarts-types | 70 |
| Figure IV-6: Fréquence des hairpin vortex artificiels en fonction de la vitesse u_{rip} comparaison de nos données expérimentales (Tests) avec celles de <i>Acarlar and Smith</i> , 1987a; <i>Zondag</i> , 1997; <i>Bigillon et al.</i> , 2008. Les barres d'erreurs données pour nos mesures correspondent aux écarts-types..... | 71 |
| Figure IV-7 : Nombre de Strouhal, S , en fonction du Re_R comparaison de nos données expérimentales (Tests) avec les données expérimentales de <i>Acarlar and Smith</i> , 1987a; <i>Zondag</i> , 1997; <i>Bigillon et al.</i> , 2008 et numériques de <i>Tufo et al.</i> , 1999. Les barres d'erreurs données pour nos mesures correspondent aux écarts-types | 72 |
| Figure IV-8: Evolution de la vorticité transverse $ \Omega $ des têtes en fonction de la distance à l'hémisphère x/R , comparaison aux données de <i>Bigillon et al.</i> , 2008 ($Re_R = 217 - 356 - 497$). Les barres d'erreurs sont données pour $Re_R = 553$ et correspondent aux écarts-types..... | 73 |
| Figure IV-9 : Profils de vitesse moyenne adimensionnés par la vitesse U au dessus de la couche limite de l'écoulement, dans les cas CL_4 (x), CL_5 (+), (a) en amont de l'hémisphère, (b) pour $x/R =$ | |

| | |
|---|----|
| 5, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$. Profils tirés de <i>Acarlar and Smith</i> , 1987a (*) et le profil logarithmique (-)..... | 74 |
| Figure IV-10 : Profils de variance adimensionnés par la vitesse U au dessus de la couche limite de l'écoulement, dans les cas CL_4 (x), CL_5 (+), (a) en amont de l'hémisphère, (b) pour $x/R = 5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$. Profils tirés de <i>Acarlar and Smith</i> , 1987a (*) | 75 |
| Figure IV-11 : Evolution de la moyenne temporelle de la contrainte de cisaillement au fond ($y = 0,5\text{mm}$) $\overline{\tau_{0,5}}$ en $\text{kg.m}^2/\text{s}^2$ en fonction de x/R | 77 |
| Figure IV-12 : Profils de contrainte turbulente ($\cdot\cdot+\cdot\cdot$) et de contrainte visqueuse (---+---) moyennés en temps, tests CL_4 et CL_5, (a) en amont de l'hémisphère et en aval de l'hémisphère en (b) $x/R=5$, (c) $x/R = 10$ et (d) $x/R = 22$ | 78 |
| Figure IV-13 : Contraintes adimensionnelles au fond en fonction de x/R , en présence de billes (a) $d = 250\mu\text{m}$, (b) $d = 500\mu\text{m}$ et (c) $d = 700\mu\text{m}$. Mise en évidence des différents modes de transport observés : pas de transport (noir), charriage (rouge) et suspension (vert). Les barres d'erreurs sont données pour les $Re_R=553$ | 81 |
| Figure IV-14 : Diagramme de Shields donnant les seuils de charriage et de mise en mouvement par suspension en fonction du Re_p . Contrainte critique moyenne de charriage en amont de l'hémisphère, contrainte critique moyenne de charriage en aval de l'hémisphère et contrainte critique moyenne de suspension. Courbes de Shields (-)et de <i>Nino et al.</i> , 2003 (-)..... | 82 |
| Figure IV-15 : Taille moyenne des éjections, T_x (\square) et T_y (o), en fonction de Re_R . Les barres d'erreur correspondent aux écarts-types..... | 84 |
| Figure IV-16 : RSi en $y = 0,18R$ (x) et en $y=0,9R$ (.), comparé avec les RSi en $y^+ = 30$ en écoulement de canal sans hémisphère(-) | 85 |
| Figure IV-17 : Si en $y = 0,18R$ (x) et en $y=0,9R$ (.), comparé avec les Si en $y^+ = 30$ en écoulement de canal sans hémisphère(-)..... | 85 |
| Figure V-1 : Comparaison des profils expérimentaux de concentration au profil de Rouse (-) pour chaque Re , dans le cas des billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les y^+ sont donnés pour $Re=24000$ | 89 |
| Figure V-2 : Vitesse moyenne des particules dans la direction longitudinale $\langle \overline{U_p} \rangle$ en m/s, comparée à la vitesse moyenne $\langle \overline{u} \rangle$ de l'écoulement non chargé (a) $Re = 10000$, (b) $Re = 15000$, (c) $Re = 24000$ et (d) $Re = 30000$. Les barres d'erreurs représentent l'écart-type sur U_p | 91 |
| Figure V-3 : Exemple de voisinage autour d'une bille et des vecteurs fluctuations de vitesse qui le composent. Définition de la taille D | 91 |
| Figure V-4 : Etude de l'évolution du flux relatif de quantité de mouvement w autour des billes, en fonction de la taille du voisinage, cas $Re=24000$ | 92 |
| Figure V-5 : Tailles des voisinages en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement | 93 |
| Figure V-6 : Schématisation de l'influence sur la taille du voisinage de la position de la particule dans la structure..... | 93 |
| Figure V-7 : PDF (a) du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$, (b) de la contrainte visqueuse $\langle \tau_{L_B}^* \rangle$ et (c) de la vorticité relative $\langle \omega/\overline{\omega} \rangle_B$, autour des particules qui montent (Δ) et de celles qui descendent (.), test CeraP04 | 96 |
| Figure V-8 : Analyse par quadrants autour des billes sans conditionnement sur la vitesse verticale des billes, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire | 98 |

| | |
|---|-----|
| Figure V-9 : Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse verticale des billes, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2) et les sweeps (Q_d), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire..... | 99 |
| Figure V-10 : Analyse par quadrants autour des particules qui montent, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire..... | 100 |
| Figure V-11 : Analyse par quadrants autour des billes qui montent, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Evolution de la répartition des éjections dans un écoulement d'eau claire..... | 101 |
| Figure V-12 : Analyse par quadrant autour des particules qui descendent, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire..... | 102 |
| Figure V-13 : Pourcentages des billes montant (symboles ouverts) ou descendant (symboles pleins) dans des éjections, cas des billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass..... | 103 |
| Figure V-14 : PDF du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\cdot) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2..... | 105 |
| Figure V-15 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale u'_B/u_* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\cdot) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2..... | 106 |
| Figure V-16 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale v'_B/u_* autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\cdot) détectées dans des éjections. Pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,25..... | 107 |
| Figure V-17: Distribution verticale de $\langle \tau_{TB}^* \rangle_{Q_2, v_p > 0}$ pour les trois types de billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les barres d'erreurs sont données pour $Re = 24000$ et correspondent aux écarts-types | 108 |
| Figure V-18 : PDF cumulées du flux de quantité de mouvement τ_{TB}^* autour des particules qui montent (Δ) et atour de celles qui descendent (\cdot) en fonction de la hauteur des particules, permettant la détermination du seuil. Cas CeraP03 | 109 |
| Figure V-19 : Seuil de détection des éjections $\tau_{TB_seuil}^*$ en fonction de la hauteur des particules | 110 |
| Figure V-20 : Illustration de la différence entre l'étude du voisinage d'une particule (Neighbourhood) et celle de la structure complète (whole ejection) autour de la particule. Les axes sont en unités de paroi..... | 112 |
| Figure V-21 : PDF du flux de quantité de mouvement des éjections $\tau_{T_{Q_2}}$ entourant les particules qui montent (Δ) et les particules qui descendent (\cdot), pour les billes (a) CeraG, (b) CeraP et (c) Glass. Les courbes sont décalées de 0,2..... | 113 |
| Figure V-22 : Position relative des particules par rapport au $\tau_{T_{max}}$ des éjections positionné en (0,0) en unités de paroi, cas CeraP04..... | 115 |
| Figure V-23: Distance verticale entre la bille ($V_p > 0$) et le $\tau_{T_{max}}$ de l'éjection qui la transporte, $\Delta y/T_y$ | 115 |
| Figure V-24 : Evolution du rapport moyen entre la vitesse longitudinale des particules U_p et la vitesse instantanée u de l'éjection qui l'entoure en fonction de la hauteur des particules. Calcul fait | |

autour des particules qui montent dans des éjections. Les barres d'erreur sont données pour les billes CeraP et correspondent aux écarts-types..... 116

Figure V-25 : PDF du rapport du temps passé par les particules dans les éjections T sur le temps caractéristique des éjections T_s . Cas des particules qui montent dans les éjections..... 118

Figure V-26 : Modèle conceptuel de mouvement d'une particule dans une éjection. Le fond représente $\tau_T^*/\tau_{T_{max}}^*$, le contour noir représente $\tau_{T_B}^*$ 119

Figure VI-1: Profil de concentration $\langle \overline{C(y)} \rangle$ en fonction de la distance à l'hémisphère pour les tests (a) PolyP_1, (b) PolyG_1, (c) PolyP_2, (d) PolyG_2, (e) PolyP_3 et (f) PolyG_3. Les échelles de concentration et de y^+ sont différentes pour les différents graphiques..... 125

Figure VI-2 : Vitesse moyenne des particules dans la direction longitudinale $\langle U_p \rangle$ en m/s, comparée à la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle \overline{u} \rangle$ (a) $u_{tip} = 0.081$ m/s, (b) $u_{tip} = 0.089$ m/s et (c) $u_{tip} = 0.097$ m/s. Les barres d'erreurs sont données pour les tests PolyP et correspondent aux écarts-types 126

Figure VI-3 : PDF de la vitesse verticale des particules V_p en m/s. La vitesse de chute w_s des particules est donnée en trait discontinu..... 127

Figure VI-4 : Evolution de $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ (o) et $\langle \tau_{L_B}^* \rangle$ (Δ) autour des particules qui montent (symboles ouverts) et des particules qui descendent (symboles pleins) en fonction de la hauteur. Les barres d'erreur données pour le test PolyP_1 correspondent aux écarts-types 129

Figure VI-5 : PDF (a) du flux de quantité de mouvement $\tau_{T_B}^*$, (b) de la contrainte visqueuse $\tau_{L_B}^*$ et (d) de la vorticité relative $(\omega/\overline{\omega})_B$, autour des particules qui montent (Δ) et de celles qui descendent (∇), cas de PolyP_3. Calculs réalisés au dessus de la couche de charriage 130

Figure VI-6 : Analyse par quadrants autour des billes sans conditionnement sur la vitesse des billes, répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calcul au dessus de la couche de charriage..... 132

Figure VI-7 : Analyse par quadrants sans conditionnement sur la vitesse des billes, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), des Q_3 et les sweeps (Q_4), pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire. Les hauteurs en y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081$ m/s..... 133

Figure VI-8 : Analyse par quadrants autour des particules qui montent ($V_p > 0$), répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calcul réalisé au dessus de la couche de charriage..... 134

Figure VI-9 : Analyse par quadrants autour des billes qui montent, en fonction de la hauteur. Résultats obtenus pour les éjections (Q_2), des Q_3 et les sweeps (Q_4), pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Evolution de la répartition des éjections et des sweeps dans un écoulement d'eau claire. Les hauteurs en y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081$ m/s 134

Figure VI-10 : Analyse par quadrants autour des particules qui descendent ($V_p < 0$), répartition des évènements turbulents dans un écoulement d'eau claire. Calculs réalisés au dessus de la couche de charriage..... 135

Figure VI-11 : Pourcentage de billes montant (symboles ouverts) ou descendant (symboles pleins) dans des éjections, cas des billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les y^+ sont données pour $u_{tip} = 0,081$ m/s. 136

Figure VI-12 : PDF du flux de quantité de mouvement $\tau_{T_B}^*$ des éjections autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage..... 138

| | |
|--|-----|
| Figure VI-13 : PDF de la fluctuation de vitesse longitudinale u'_B/u_{tip} autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections, pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage... | 138 |
| Figure VI-14 : PDF de la fluctuation de vitesse verticale v'_B/u_{tip} autour des billes qui montent (Δ) et autour des billes qui descendent (\bullet) détectées dans des éjections, pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul au dessus de la couche de charriage..... | 139 |
| Figure VI-15 : Distribution verticale de $\langle \tau_{T_B}^* \rangle_{Q_2, V_p > 0}$ pour les deux types de billes (a) PolyP et (b) PolyG, les barres d'erreurs sont données pour $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$ et correspondent à l'écart-type. La hauteur en y^+ est donnée pour $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$ | 140 |
| Figure VI-16 : Evolution du flux de quantité de mouvement relatif $\Delta \tau_{T_B}^*$ en fonction de la vitesse verticale V_p des particules, calcul fait au dessus de la couche de charriage..... | 141 |
| Figure VI-17 : PDF cumulées du flux de quantité de mouvement $\tau_{T_B}^*$ autour des particules qui montent (Δ) et autour de celles qui descendent (\bullet) en fonction de la hauteur des particules, permettant la détermination du seuil, Cas PolyP_3..... | 142 |
| Figure VI-18 : Seuils de détections des éjections $\tau_{T_B}^*_{seuil}$ en fonction de la hauteur des particules | 143 |
| Figure VI-19 : Comparaison du seuil moyen de contrainte $\langle \tau_{T_B}^*_{seuil} \rangle$ des expériences en turbulence artificielle (PolyP et PolyG) et des expériences en turbulence naturelle (CeraG, CeraP et Glass) au seuil critique de charriage donné par la courbe de Shields et aux seuils critiques de suspension donnés par <i>Bagnold, 1973; Van Rijn, 1984; Nino et al., 2003</i> | 145 |
| Figure VI-20 : Illustration de la différence entre un seuil local et un seuil moyen..... | 145 |
| Figure VI-21 : Comparaison du seuil de <i>Bagnold, 1973</i> (----) avec le seuil $\langle \tau_{T_B}^*_{seuil} \rangle$ (—) basé sur la corrélation $u'v'$. Les triangles représentent les particules descendantes détectées dans des éjections dans les tests PolyG_3 et PolyP_3 | 146 |
| Figure VI-22 : PDF du flux de quantité de mouvement des éjections $\tau_{T_{Q_2}}^*$ entourant les particules qui montent (Δ) et qui descendent (\bullet) pour les billes (a) PolyP et (b) PolyG. Les courbes sont décalées de 0,3. Calcul fait au dessus de la couche de charriage..... | 148 |
| Figure VI-23 : Position relative des particules qui montent par rapport au $\tau_{T_{max}}^*$ des éjections positionné en (0,0), cas PolyG_3 (a) $V_p > 0$ et (b) $V_p < 0$ | 150 |
| Figure VI-24 : Positionnement du pic de probabilité de la position des particules qui montent (rond rouge) et les 3 pics de probabilité de la position de celles qui descendent (ronds jaunes) dans une éjection typique de l'écoulement, cas du test PolyG_3 | 151 |
| Figure VI-25 : Distance verticale entre la bille ($V_p > 0$) et le $\tau_{T_{max}}^*$ de l'éjection qui la transporte, $\Delta y/T_y$. Les barres d'erreurs sont données pour les tests $u_{tip} = 0.081\text{m/s}$ et correspondent aux écarts-types | 151 |
| Figure VI-26 : Schéma des différentes trajectoires observées par visualisation, observations qualitatives | 152 |
| Figure VI-27 : Conditions hydrauliques pour chaque type de trajectoires, observations qualitatives | 153 |

| | |
|---|-----|
| Figure VI-28 : Exemples de trajectoires obtenues pour le test PolyP_2, (a) trajectoires à 3 points, (b) à 4 points, (c) à 5 points, (d) à 6 points et (e) à 7 points | 154 |
| Figure VI-29 : Trajectoires relatives des particules du mouvement des particules donné dans la Figure VI-28, (a) trajectoires à 3 points, (b) à 4 points, (c) à 5 points, (d) à 6 points et (e) à 7 points | 156 |
| Figure VI-30 : Trajectoires moyennes de transport par saltation dans une éjection en fonction de la hauteur des particules, reptation (-), saltation (-). Trajectoires moyennes sur tous les tests | 158 |
| Figure VI-31 : Trajectoire relative moyenne de saltation reconstruite pour tous les tests | 158 |
| Figure VI-32 : Trajectoires moyennes de saltation dans le repère du canal pour chaque condition d'écoulement..... | 159 |
| Figure VI-33 : Evolution du flux de quantité de mouvement au cours du temps, dans le cas des tests PolyP_3 et PolyG_1. Le seuil $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ apparaît en trait discontinu. Les barres d'erreurs correspondent aux écarts-types | 160 |
| Figure VI-34 : Trajectoires relatives moyennes des particules qui sortent d'une éjection. Le point à droite est le dernier point dans l'éjection et les 3 suivants sont hors de l'éjection. Trajectoires moyennes pour tous les tests | 161 |
| Figure VI-35 : Evolution du flux de quantité de mouvement dans le voisinage des billes quand elles sortent d'une éjection en fonction du temps. Les 3 premiers points (à gauche) représentent les 3 dernières étapes de la particule dans une éjection et le dernier sa première étape hors de l'éjection. Les barres d'erreurs sont données pour le test PolyG_1 et correspondent aux écarts-types. Les traits discontinus représentent l'intervalle des seuils $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ | 162 |
| Figure VI-36 : Evolution du retard moyen entre la vitesse longitudinale des particules U_p et la vitesse instantanée u de l'éjection qui l'entoure en fonction de la hauteur des particules. Calcul fait autour des particules qui montent dans des éjections. Les barres d'erreur sont données pour $u_{tip} = 0.097\text{m/s}$ et correspondent aux écarts-types..... | 163 |
| Figure VI-37 : PDF du rapport du temps passé par les particules dans les éjections T sur le temps caractéristique des éjections T_s . Cas des particules qui montent dans des éjections, (a) PolyP et (b) PolyG. Calcul au dessus de la couche de charriage..... | 164 |
| Figure VI-38 : Modèle conceptuel de transport, cas de transport près du seuil de suspension. Les flèches noires représentent les champs de fluctuations de vitesse de l'écoulement, le fond représente $\tau_T^* / \tau_{T_{\max}}^*$. Le contour en trait plein représente le seuil $\tau_{T_B}^*$ | 165 |

Liste des tableaux

| | |
|---|-----|
| Tableau III-1 : Conditions expérimentales des écoulements en eau claire | 52 |
| Tableau III-2 : Conditions expérimentales des écoulements chargés en particules | 52 |
| Tableau III-3 : Tailles moyennes des éjections Q_2 et des sweeps Q_4 | 58 |
| Tableau III-4: Conditions expérimentales des tests en écoulement en eau claire | 62 |
| Tableau III-5 : Conditions expérimentales testées en présence de particules | 63 |
| Tableau IV-1: Rappel des conditions expérimentales en eau claire..... | 65 |
| Tableau IV-2 : Contrainte de cisaillement moyennée en temps et en espace, en amont et en aval de l'hémisphère à une hauteur $y=0,5\text{mm}$ | 77 |
| Tableau IV-3 : Vitesse de cisaillement au fond | 79 |
| Tableau IV-4 : Seuil, de roulement et de suspension en amont et en aval de l'hémisphère, exprimés en u_{ip} (m/s) et en Re_R et distance à l'hémisphère correspondant aux seuils | 80 |
| Tableau V-1 : Rappel des conditions expérimentales des tests en écoulements chargés en particules en turbulence naturelle de paroi..... | 88 |
| Tableau V-2 : Valeurs moyennes et écarts-types autour des billes qui montent et qui descendent (i) du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$, (ii) de la contrainte visqueuse $\langle \tau_{L_B}^* \rangle$ et (iii) de la vorticité relative $\left\langle \left(\frac{\omega}{\omega} \right)_B \right\rangle$ | 96 |
| Tableau V-3 : Valeurs moyennes du flux de quantité de mouvement $\langle \tau_{T_B}^* \rangle$ et des fluctuations de vitesse $\langle u'_B \rangle / u_*$ et $\langle v'_B \rangle / u_*$ autour des particules qui montent ou qui descendent dans des éjections | 107 |
| Tableau V-4 : Comparaison du seuil moyen (i) au flux de quantité de mouvement maximal des éjections, (ii) au flux de quantité de mouvement moyen dans l'écoulement, (iii) à la contrainte critique de charriage et (iv) à la contrainte critique de suspension (<i>Nino et al., 2003</i>) | 111 |
| Tableau V-5 : Flux de quantité de mouvement des éjections $\langle \tau_{Q_2} \rangle$ impliquées dans le transport de particules, calcul dans toute la structure..... | 114 |
| Tableau V-6 : Valeurs moyennes et écart types du temps T passé par les particules qui montent dans les éjections et du rapport de T sur T_S | 118 |
| Tableau VI-1 : Conditions expérimentales testées en présence de particules | 124 |

| | |
|--|-----|
| Tableau VI-2 : Valeurs moyennes autour des billes qui montent et qui descendent (i) du flux de quantité de mouvement, (ii) de la contrainte visqueuse adimensionnelle et (iii) de la vorticité relative. Calculs faits au dessus de la zone de charriage | 130 |
| Tableau VI-3 : Valeurs moyennes du flux de quantité de mouvement et des fluctuations de vitesse autour des particules qui montent ou qui descendent dans des éjections. Calcul fait au dessus de la couche de charriage | 139 |
| Tableau VI-4 : Valeurs du seuil moyen $\langle \tau_{T_B}^* \text{seuil} \rangle$ | 144 |
| Tableau VI-5 : Flux de quantité de mouvement moyen des éjections impliquées dans le transport des particules, calcul sur toute la structure. Calcul fait au dessus de la couche de charriage..... | 149 |
| Tableau VI-6 : Analyse par quadrants autour des particules entrant dans une éjection..... | 156 |
| Tableau VI-7 : Analyse par quadrants autour des particules sortant d'une éjection..... | 157 |
| Tableau VI-8 : Valeurs moyennes et écart-types du temps T passé par les particules qui montent dans les éjections et du rapport T/T_S . Calcul au dessus de la couche de charriage..... | 164 |