Etude microstructurelle du transport par charriage de mélanges bidisperses à forte pente

Virginie Hergault

▶ **To cite this version:**

Virginie Hergault. Etude microstructurelle du transport par charriage de mélanges bidisperses à forte pente. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU022 . tel-00684258

HAL Id: tel-00684258
https://theses.hal.science/tel-00684258

Submitted on 31 Mar 2012

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

« Virginie HERGAULT »

Thèse dirigée par **« Philippe FREY »** et
codirigée par **« François MÉTIVIER »**

préparée au sein du **CEMAGREF**
dans **l'École Doctorale : Terre, Univers, Environnement**

Étude microstructurelle du transport par charriage de mélanges bidisperses à forte pente

Thèse soutenue publiquement le **« 29 Juin 2011 »**,
devant le jury composé de :

Philippe BELLEUDY
Professeur, LTHE Grenoble, Examinateur
Alain CRAVE
Chargé de Recherche, Université de Rennes1, Rapporteur
Jacques JAY
Professeur, INSA Lyon, Rapporteur
Philippe FREY
Chercheur, CEMAGREF Grenoble, Directeur de thèse
François MÉTIVIER
Professeur, IPG Paris, Codirecteur de thèse

Résumé : Le transport par charriage reste un phénomène mal compris en raison notamment de la polydispersité des particules et de la ségrégation résultante. Nous avons mené une étude expérimentale à l'échelle de la particule dans le but de comparer le mouvement de billes de verre sphériques de 4 mm et 6 mm et d'analyser la ségrégation de mélanges de deux tailles. Les particules sont entraînées dans un mouvement quasi-bidimensionnel par un écoulement turbulent et supercritique dans un canal à forte pente sur un lit mobile sous des conditions d'équilibre de charriage. Les écoulements ont été filmés sur le côté et analysés par traitement d'image afin de déterminer les trajectoires des particules, leur état de mouvement (arrêt, roulement, saltation) et la hauteur d'eau. Alors que les billes de 6 mm des cas unimodaux sont principalement en roulement, la saltation est prédominante pour les billes de 4 mm et les billes du mélange. Nos données monodisperses supportent le modèle d'érosion-dépôt de Charru (2006). Les profils de vitesse présentent trois zones (exponentielle, linéaire, logarithmique). De même que les profils de concentration, ils ont des similitudes avec les profils en charriage côtier et en écoulement granulaire sec. Nos expériences bidisperses ont révélé un phénomène de ségrégation assimilable au processus de "kinetic sieving".
Mots clés : charriage, roulement, saltation, supercritique, traitement d'image, mélanges bidisperses, profils de vitesse et de concentration, ségrégation.

Abstract : Bedload transport remains poorly understood partly due to the polydispersity of particles and resulting segregation. Experiments were carried out at the particle scale to compare the motion of spherical 4 mm and 6 mm glass beads and to analyze the segregation of two-size mixtures. Particles were entrained by a turbulent supercritical flow down a steep two-dimensional channel with a mobile bed under bedload equilibrium conditions. Flows were filmed from the side and analyzed by image processing to determine the particle trajectories, their state of motion (rest, rolling, saltation), and flow depth. Contrasting with the 6 mm uniform case where rolling was frequent, saltation was dominant for 4 mm beads and the two-size mixtures. Our one-size data support the erosion-deposition model of Charru (2006). The velocity profiles exhibit three segments (exponential, linear, logarithmic). As well as concentration profiles, they are similar to profiles in sheet flows and dry granular flows. Our two-size experiments also revealed a phenomenon of segregation comparable to the kinetic sieving process.
Keywords : bedload transport, rolling, saltation, supercritical, image processing, two-size mixtures, velocity and concentration profiles, segregation.

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier les personnes qui m'ont fait l'honneur d'accepter de faire partie de mon jury de thèse. Je leur suis reconnaissante pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.
Je remercie en particulier les rapporteurs Alain Crave et Jacques Jay pour la lecture minutieuse du manuscrit.
Je remercie également le président du jury Philippe Belleudy pour les mots qu'il a prononcés lors de la soutenance de thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse Philippe Frey pour sa contribution à ce travail et pour ses conseils.
Je remercie également François Métivier pour avoir accepté d'être mon co-directeur de thèse et pour avoir stimulé cette thèse par ses idées et son savoir.

D'autres personnes ont contribué à ce travail notamment en ce qui concerne le traitement d'image. Sur ce point, je dois beaucoup à l'équipe du laboratoire Hubert Curien de Saint-Etienne, notamment à Christophe Ducottet, Cécile Baral et Matthieu Guillemot.
Sur le plan expérimental, je remercie Frédéric Ousset, Hervé Bellot et Christian Eymond-Gris pour leur disponibilité.
Je remercie Laetitia que j'ai eu le plaisir de co-encadrer pendant ma thèse et avec qui j'ai fait un grand nombre d'expériences.
Je remercie tous ceux qui ont contribué à améliorer mon travail en relisant le mémoire de thèse et en prodiguant des conseils pertinents avant la soutenance.

Un grand merci à mes parents pour leur aide précieuse lors de la préparation de mon pot de thèse. Merci également pour leur soutien.
Enfin, je remercie Vihuela qui m'a particulièrement soutenue lors de la rédaction du manuscrit...

Bonne lecture !

Table des matières

Table des figures **9**

Liste des tableaux **15**

Nomenclature **19**

Introduction **25**

1 Le charriage, caractéristiques et quantification **29**
1.1 Introduction 29
1.2 Description du transport solide par charriage 29
1.2.1 Les différents modes de transport solide 29
1.2.2 Spécificités du transport solide à forte pente 30
1.3 Quantification du charriage 31
1.3.1 Le charriage en équations, approche eulérienne 31
1.3.2 Le début de mouvement 32
1.3.3 Formules de transport 33
1.3.4 Approches à l'échelle de la particule 35
1.4 Le tri granulométrique 40
1.4.1 Phénomènes et enjeux liés au tri granulométrique . . . 40
1.4.2 Le concept de couche active 41
1.4.3 Pavage statique 42
1.4.4 Pavage mobile 43
1.4.5 L'hypothèse d'égale mobilité 44
1.4.6 Relations pour les mélanges de particules 44
1.5 Le charriage d'un point de vue granulaire 45
1.5.1 Profils verticaux de vitesse et de concentration solides . 46
1.5.2 Ségrégation par taille 48

1.6 Conclusion 51

2 Dispositif expérimental et protocoles 53
2.1 Introduction 53
2.2 Le canal 54
2.3 Alimentation en eau 57
2.4 Alimentation solide 57
2.4.1 Billes de 6 mm 57
2.4.2 Billes de 4 mm 58
2.5 La caméra 61
2.6 Procédures expérimentales 62
2.7 Conclusion 66

3 Traitement d'image et des données 67

4 Etude comparative des cas unimodaux 83
4.1 Introduction 83
4.2 Conditions expérimentales 84
4.3 Nombres sans dimension 86
4.4 Les variables de l'écoulement 92
4.5 Les caractéristiques du transport 94
4.6 Profils verticaux 95
4.6.1 Profils de débit solide 96
4.6.2 Profils de densité en nombre 98
4.6.3 Profils de vitesse 101
4.6.4 Profils de concentration 109
4.7 Propagation spatio-temporelle des particules 115
4.8 Fluctuations du nombre de particules en mouvement 119
4.9 Modèle d'érosion-dépôt 123
4.9.1 Seuil de début de mouvement 124
4.9.2 Densité surfacique des particules en mouvement 124
4.9.3 Vitesse des particules 127
4.9.4 Durée caractéristique des sauts 129
4.10 Conclusion 133

5 Etude du transport de mélanges bimodaux 137
5.1 Introduction 137
5.2 Présentation des expériences 138

5.3 Comparaison avec des formules classiques de transport 142
5.4 Profils verticaux des mélanges bimodaux 144
5.4.1 Profils de débit solide 144
5.4.2 Profils de vitesse et de densité en nombre 146
5.4.3 Profils de concentration 150
5.5 Profils verticaux comparés aux cas unimodaux 152
5.5.1 Profils bimodaux comparés aux cas unimodaux 4 mm et 6 mm 153
5.5.2 Profils bimodaux comparés à T12-40 157
5.6 Propagation spatio-temporelle des particules 162
5.7 Evolution temporelle de la ségrégation 162
5.8 Transition entre arrêt et roulement 165
5.9 Conclusion 169

6 Conclusion **173**
6.1 Principaux résultats 173
6.2 Perspectives 176

Table des figures

1.1 Profils de vitesse (Métayer *et al.* (2009)) 48
1.2 Profils de concentration (Métayer *et al.* (2009)) 49

2.1 Photo du dispositif expérimental. 55
2.2 Schéma du dispositif expérimental 56
2.3 Photo du distributeur vibrant avec les billes transparentes de 4 mm. 59
2.4 Photo du doseur pondéral BSP choisi pour injecter les billes de 4 mm. 60
2.5 Vérification que la caméra est perpendiculaire aux parois du canal. 62
2.6 Vérification que la caméra est inclinée au même angle que le canal 62
2.7 Images de transport par charriage d'un mélange bimodal de particules 63
2.8 Image correspondant à un cas unimodal avec des billes de 6 mm 64

4.1 Images du transport des particules pour les expériences (a) N12-16 et (b) T12-20 85
4.2 Contribution relative des particules en saltation au débit solide (κ_s) en fonction du rapport h/d 93
4.3 Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour deux expériences avec des billes de 6 mm (N12-9 et N12-20). 97
4.4 Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour deux expériences avec des billes de 4 mm (T12-20 et T12-40). . . . 97

4.5 Les images cumulées des séquences pour les expériences (a) N12-20, (b) T12-40 et (c) T12-33 99
4.6 Nombre de particules en roulement et en saltation en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (N12-9 et N12-20). 100
4.7 Nombre de particules en roulement et en saltation en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour pour deux expériences avec des billes transparentes (T12-7, T12-20 et T12-40). 100
4.8 Ajustement de la vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour T12-7, T12-26 et T12-40. 102
4.9 Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience N12-20. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence. . . . 103
4.10 Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience T12-20. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence. . . . 103
4.11 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (N12-6 et N12-20). 104
4.12 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes transparentes (T12-20 et T12-40). 104
4.13 Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour des expériences avec des billes noires (N12-6, N12-15 et N12-20). 106
4.14 Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences avec des billes transparentes. 107
4.15 Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences avec des billes transparentes recalée par la méthode expliquée au §4.6.3. 108
4.16 Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (expériences N12-6, N12-15 et N12-20). 110
4.17 Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences pour les billes transparentes. 111

4.18 Ajustement de la concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour T12-7, T12-20 et T10-13. 112
4.19 Ajustement de la concentration en fonction de la coordonnée y par la fonction (4.10) 113
4.20 Concentration et densité en nombre pour les billes en roulement en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour trois expériences avec des billes transparentes (T12-20, T12-26 et T12-40). 114
4.21 Propagation des billes dans le plan (x,t). Expériences (a) N12-9 et (b) N12-20. 116
4.22 Propagation des billes dans le plan (x,t). Expériences (a) T12-7 et (b) T12-40. 117
4.23 Densité de probabilité empirique du nombre total de billes en mouvement N (points noires) 122
4.24 Densité surfacique du nombre de particules en mouvement N en fonction du nombre de Shields $\tau^*(R_{Hfond})$ 125
4.25 Nd^2 en fonction de $(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*)$ 126
4.26 Vitesse moyenne des particules en saltation adimensionnée par la vitesse de sédimentation V_2/V_s en fonction de u^*/V_s, avec $V_s = \sqrt{Rgd}$ 128
4.27 PDF de la durée des sauts normalisée par $\sqrt{d/Rg}$ pour l'expérience T12-18. 130
4.28 Durée adimensionnée la plus probable des sauts $T/\sqrt{d/Rg}$ en fonction de u^*/V_s 132

5.1 Vue d'ensemble des expériences bimodales menées à différents débits solides des billes de 4 mm et 6 mm. A chaque expérience correspond une image de la séquence filmée 139
5.2 Débit solide adimensionné ϕ_s en fonction du nombre de Shields calculé avec le rayon hydraulique de fond. 143
5.3 Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour l'expérience M7-9_26. 145
5.4 Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour l'expérience M20-9_26. 145

5.5 Vitesse adimensionnée et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26. . . . 147
5.6 Vitesse adimensionnée et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26. . . 147
5.7 Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience M7-9_26. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence. . 149
5.8 Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience M20-9_26. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence. . 149
5.9 Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26. 151
5.10 Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26. 151
5.11 Les images cumulées de la séquence pour l'expérience M7-9_26.152
5.12 Les images cumulées de la séquence pour l'expérience M20-9_26.152
5.13 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 6 mm de l'expérience M7-9_26 et l'expérience N12-9. 154
5.14 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 6 mm de l'expérience M20-9_26 et l'expérience N12-9. 154
5.15 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 4 mm de l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-7. 155
5.16 Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 4 mm de l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-20. 155
5.17 Densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-40. . . 158

5.18 Densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-40. . . 158
5.19 Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-40. 161
5.20 Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-40. 161
5.21 Propagation des billes dans le plan (x,t) pour les billes de 6 mm (a) et les billes de 4 mm (b) de l'expérience M20-9_26 163
5.22 Image correspondant au mélange bimodal M1-14_15. 165
5.23 Image correspondant au mélange bimodal M1-9_40. 165
5.24 Tableau représentant les trois configurations de voisinage les plus favorables pour la transition de l'arrêt au roulement(C01) et du roulement à l'arrêt(C10) avec leur pourcentage (expérience M7-9_26) 166
5.25 Tableau représentant les trois configurations de voisinage les plus favorables pour la transition de l'arrêt au roulement(C01) et du roulement à l'arrêt(C10) avec leur pourcentage (expérience M1-14_15) 167

Liste des tableaux

4.1 Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 6 mm à une pente $\tan\theta = 10\%$ 87

4.2 Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 6 mm 88

4.3 Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 4 mm 89

4.4 Moyenne $\overline{N}$ et variance $VarN$ du nombre total de particules en mouvement dans la fenêtre d'observation. 121

5.1 Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour mélanges bimodaux à $\tan\theta = 12.5\%$ (Expériences M7-9_26 à M7-13_26) 140

5.2 Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour mélanges bimodaux à $\tan\theta = 12.5\%$ (Expériences M13-9_26 à M20-9_26) 141

Nomenclature

Symbole	*Unité*	*Variable*	*Page*
a	m	rayon des particules	57, 58
c_d	-	coefficient de dépôt	39, 40, 123, 127, 131
c_e	-	coefficient d'érosion	39, 40, 123, 127, 131, 133
C_s	-	concentration solide volumique de l'écoulement	91, 93
d	m	diamètre des particules	32
d_{30}	m	diamètre pour lequel 30% (en masse) des particules sont plus fins	35
d_{50}	m	diamètre pour lequel 50% (en masse) des particules sont plus fins	35, 45
d_{90}	m	diamètre pour lequel 90% (en masse) des particules sont plus fins	35
d_c	m	diamètre d'un demi-cylindre	54
d_i	m	taille caractéristique des grains de la ième rangée de taille	45
D	-	diamètre adimensionnel des particules	91
f	-	coefficient de frottement global	90, 91
f_D	-	coefficient de frottement de Darcy-Weibach	31
f_{Hfond}	-	coefficient de frottement de fond	90, 91
f_i	images/s	fréquence d'images	62, 85
f_{li}	-	fraction de taille de grain échangée entre la couche de surface et le substrat	42
f_w	-	coefficient de frottement des parois	90, 91
F	kg m/s^2	force exercée sur la particule	36
F_i	-	fraction de taille de grain dans la couche de surface	42

Symbole	*Unité*	*Variable*	*Page*
Fr	-	nombre de Froude	90, 92
g	m^2/s	accélération de la gravité	31-39, 48, 65, 90
h	m	hauteur d'eau	31, 34, 90-95, 142, 157, 159
h_l	-	hauteur moyenne adimensionnelle d'un saut	86, 95
h_r	m	perte de charge	31
h_s	m	hauteur moyenne d'un saut	146
I	-	pente du fond	31, 32, 35, 123
l	m	longueur moyenne d'un saut	95
l_d	m	longueur de dépôt	40
l_l	-	longueur moyenne adimensionnelle d'un saut	86, 95
l_v	m	longueur caractéristique sur laquelle la concentration varie	47-49, 109, 115
L	m	longueur de la fenêtre	96
L_a	m	épaisseur de la couche active	42
m	kg	masse d'une particule	36
n_{sat}	m^{-2}	densité surfacique de particules en mouvement à l'équilibre de charriage	40
$\dot{n}$	billes/s	débit solide	87, 89, 142
$\dot{n}_0$	billes/s	débit d'injection à l'entrée du canal	58, 64, 84, 95, 138
$\dot{n}_d$	billes/(s m^2)	taux de dépôt	37-39
$\dot{n}_e$	billes/(s m^2)	taux d'érosion	37-39
N	billes/m^2	densité surfacique des particules en mouvement	124, 127
$\overline{N}$	billes	moyenne du nombre de particules en mouvement	121
$VarN$	billes	variance du nombre de particules en mouvement	121
N_l	sauts	nombre de sauts détectés	86, 95
N_m	billes	nombre de particules en mouvement	96, 121, 122
q_{cr}	m^2/s	débit solide critique correspondant au début de mouvement	65
q_i	m^2/s	volume charrié par unité de largeur pour la taille de grain i	42

Symbole	*Unité*	*Variable*	*Page*
q_l	m^2/s	débit liquide par unité de largeur	35, 57, 64, 65, 86, 90-92, 138, 159, 164
q_s	m^2/s	débit solide par unité de largeur	31, 34, 35, 38, 40, 58, 91, 92, 94, 142, 146, 157, 159
q_{s*}	-	débit solide adimensionnel	33, 34
q_{sat}	m^2/s	débit solide par unité de largeur à l'équilibre de charriage	40
$\dot{q}_0$	m^2/s	débit solide d'injection à l'entrée du canal	86, 138
$\hat{q}_s$	m^2/s	approximation initiale pour q_s	65
Q_l	m^3/s	débit liquide	34, 35, 57
Q_s	m^3/s	débit solide	34, 35, 96
R	-	densité relative	39, 123, 127, 131
Re	-	nombre de Reynolds	90, 91
Re_{Hfond}	-	nombre de Reynolds de fond	91
Re_p	-	nombre de Reynolds particulaire	91
Re_w	-	nombre de Reynolds des parois	91
R_h	m	rayon hydraulique	32, 90, 92
R_{Hfond}	m	rayon hydraulique de fond	90, 123, 124, 127
R_{h_w}	m	rayon hydraulique des parois	90
s	m/pixel	facteur d'échelle	61, 62
t_d	s	temps de dépôt	39, 40
t_e	s	temps hydrodynamique typique	39, 40
T	s	temps de sédimentation	131
u_f	m/s	vitesse fluide	31, 90-92
u_i	m/s	composante de la vitesse dans le sens du courant d'une particule	96
$\mathbf{u}_p$	m/s	vecteur vitesse d'une particule	36, 96
$\overline{u}_p$	m/s	vitesse moyenne d'une particule en mouvement	91
u_r	m/s	vitesse moyenne en x d'une particule dans le régime de roulement	86, 118, 119, 148
u_s	m/s	vitesse moyenne en x d'une particule dans le régime de saltation	86, 92, 118, 148
u_t	m/s	vitesse seuil entre arrêt et roulement	96
u^*	m/s	vitesse de cisaillement	123, 127, 129, 131
u_c^*	m/s	vitesse de cisaillement critique	127, 129

Symbole	*Unité*	*Variable*	*Page*
V	m/s	vitesse moyenne des particules en mouvement	38, 39, 127, 129
V_2	m/s	vitesse moyenne des particules en saltation	129
V_c	m/s	vitesse de la particule au seuil de transport	39, 127
V_s	m/s	vitesse de sédimentation	39, 40, 123, 129, 131
V_x	m/s	vitesse dans le sens de l'écoulement	48
W	m	largeur du canal	56, 58, 90, 91, 142
α_1, α_2	-	coefficients de forme du grain	32
δv	m^3	volume d'une particule	38, 40, 96
Δ_{Fr}	-	échelle de variation de Fr	90
η	m	côte du lit	31
η_b	m	hauteur à partir du fond jusqu'à la couche de charriage	42
θ	deg	angle d'inclinaison du canal	32, 35, 63-65, 84-86, 90, 92, 94, 95
κ_r	-	contributions des billes en roulement à $\dot{n}$	86, 94, 96
κ_{re}	-	contributions des billes à l'arrêt à $\dot{n}$	86, 96
κ_s	-	contributions des billes en saltation à $\dot{n}$	86, 93-96, 156, 160
λ_p	-	porosité du lit	31, 42
ν_e	m^2/s	viscosité cinématique de l'eau	90, 91
ν_0	-	concentration dans la région quasistatique	47-49, 109, 115
ν	-	concentration	47, 49, 109
ρ_f	kg/m^3	densité de l'eau	32, 35, 90, 91
ρ_p	kg/m^3	densité des particules	32, 35, 39, 40, 57, 58, 90, 91
σ_h	-	écart type de la hauteur d'eau	86, 90, 93, 94
$\sigma_{\dot{n}}$	-	écart type du débit solide	86
τ	kg/(s m)	contrainte de cisaillement totale au fond	33, 39, 40
τ^*	-	contrainte de cisaillement adimensionnelle ou nombre de Shields	32, 34, 39, 90, 92, 123, 127, 129, 142
τ_c^*	-	crontrainte de cisaillement critique adimensionnelle	39, 40, 124, 127
τ_{*c50}	-	un nombre de Shields de référence calculé avec d_{50}	45
τ_{*ci}	-	un nombre de Shields de référence calculé avec d_i	45

Symbole	*Unité*	*Variable*	*Page*
τ_{*cr}	-	nombre de Shields critique	34
τ_0	kg/(s m)	contrainte de cisaillement fluide du fond	39, 40, 90
τ_c	kg/(s m)	contrainte de cisaillement critique de début de mouvement	33, 40
ϕ_s	-	débit solide adimensionné	138, 142

Introduction

Le transport de sédiments dans les rivières a des conséquences majeures sur la sécurité publique, la gestion des ressources en eau et l'évolution du paysage. Le charriage est le transport de la charge de fond qui correspond aux matériaux transportés les plus grossiers en contact permanent avec le lit par roulement, glissement ou par une succession de petits sauts ou "saltation". Il peut représenter une fraction importante du flux total de sédiments transportés par une rivière (jusqu'à 60%) spécialement dans les rivières graveleuses [Métivier *et al.* (2004) ; Meunier *et al.* (2006) ; Liu *et al.* (2008)]. De nombreux aspects des changements morphologiques dans les rivières sont régis par le charriage notamment l'érosion des rives, la forme du lit et la vitesse à laquelle la rivière érode le relief [Dietrich & Smith (1984) ; Gomez (1991)].

Dans les montagnes, les fortes pentes peuvent entraîner un transport par charriage intense d'une large étendue de tailles de grains. Les inondations dues aux rivières de montagne se distinguent des autres évènements d'inondations par leur formation soudaine et le transport de grandes quantités de sédiments par l'eau. Des flux de sédiments importants pendant des écoulements extrêmes déstabilisent les cours d'eau, augmentent les problèmes d'inondation pouvant causer la perte des infrastructures, dégradent la qualité de l'eau et l'habitat aquatique et peuvent menacer des vies humaines. Il est donc important d'être capable d'estimer la capacité de transport sédimentaire d'une rivière, à fortiori à forte pente, et d'évaluer l'apport effectif de sédiments pour prévenir les catastrophes naturelles liées au risque torrentiel. Le charriage, qui présente des problèmes scientifiques complexes, est donc également un enjeu concret.

Depuis le début des études modernes sur le transport de sédiments qui remonte à plus d'un siècle [DuBoys (1879) ; Gilbert (1914)], la majorité des études sur le charriage se sont focalisées sur le flux massique de sédiments et sa corrélation avec le flux liquide. Cependant, les flux de sédiments mesurés

dans les écoulements naturels sont souvent plus faibles d'un à deux ordres de grandeur par rapport aux équations semi-empiriques essentiellement basées sur des canaux expérimentaux [Wilcock (2001) ; Bathurst (2007)]. Cette différence est accrue pour les torrents à forte pente où la concentration solide peut atteindre 20% et dans lesquels des grains de différentes tailles sont impliquées. Jusqu'à maintenant, aucune théorie ne fournit de compréhension satisfaisante au phénomène de charriage. Une des raisons bien connue de la divergence entre la théorie et les mesures effectuées sur le charriage est le problème du tri granulométrique ou ségrégation [Parker & Klingeman (1982)]. Des morphologies caractéristiques résultant de ces phénomènes tels que le pavage ou le phénomène de "downstream fining" [Whiting (1996) ; Powell (1998)] sont visibles de façon omniprésente dans la nature. Le tri granulométrique est un élement clé pour l'ingénierie des rivières, le maintien de l'habitat aquatique et la restauration de l'écosystème des rivières. Il est donc essentiel de comprendre les phénomènes liés au tri granulométrique.

Selon Frey & Church (2009, 2011), l'échec à fournir une compréhension théorique satisfaisante au charriage peut être, dans une certaine mesure, la conséquence d'avoir peu considéré les interactions grains-grains. En effet, malgré les travaux précurseurs de Bagnold (1956) et d'autres rares investigations [Hanes & Bowen (1985)], peu de progrès ont été faits sur la compréhension du transport par charriage comme phénomène granulaire. Pourtant, il existe une bonne base en physique granulaire pour améliorer notre compréhension du charriage sous des conditions de charriage intense et du point de vue des mécanismes de ségrégation. Par contre, les phénomènes de surface qui simuleraient des écoulements de charriage modérés n'ont quasiment pas été étudiés à l'échelle de la particule.

Notre approche s'est concentrée sur les processus physiques de transport de particules et l'analyse de la ségrégation à l'échelle de la particule. Une grande partie de cette thèse est consacrée à l'étude du charriage en adoptant les points de vue de la physique granulaire. Pour cela, nous avons étudié expérimentalement le mouvement de billes de verre sphériques entraînées par un écoulement turbulent et supercritique dans un canal à forte pente avec un lit mobile. En utilisant un canal à deux dimensions légèrement plus large que les billes, nous avons filmé sur le côté le déplacement de toutes les billes avec une caméra rapide. Ce dispositif a pour but d'idéaliser le transport sédimentaire dans les rivières à forte pente avec un lit de graviers. Initialement, Bigillon (2001) a analysé le mouvement d'une particule en roulement ou en saltation dans un écoulement d'eau [Ancey *et al.* (2002, 2003)]. Böhm (2005)

a ensuite injecté un flux solide constant de billes uniformes à l'amont du canal et a effectué des mesures à l'équilibre de transport sur un lit mobile. Böhm *et al.* (2006) ont calculé toutes les trajectoires des particules par traitement d'image permettant ainsi l'analyse des fluctuations des flux de sédiments ainsi que l'état de mouvement (roulement ou saltation). Ces mesures exhaustives ont permis une description statistique du transport de sédiments uniformes basée sur des processus de type Markov [Ancey *et al.* (2006, 2008)].

Afin d'avancer dans la compréhension des processus de tri granulométrique, élément clé du charriage, nous avons mis en place un second système d'injection qui permet de fournir à débit constant le canal avec des billes d'une taille différente à celle utilisée précédemment. Nous avons mené des expériences avec les nouvelles particules puis avec des mélanges bidisperses. Nous avons introduit des billes de verre sphériques d'un diamètre de 4 mm et des billes de 6 mm utilisées précédemment dans le canal à deux dimensions. En se basant sur une procédure précédente pour les billes de 6 mm uniquement [Böhm *et al.* (2006)], des algorithmes spécifiques de traitement d'image ont été développés dans le but de détecter et de suivre chaque bille, sa trajectoire, son état de mouvement et sa configuration de voisinage. Nous sommes donc capables d'effectuer des mesures sophistiquées par traitement d'image et d'analyser les résultats à l'échelle de la particule. Cette étude microstructurelle fournit une vue détaillée des mécanismes de transport. A notre connaissance, une telle étude bimodale n'a jamais été menée auparavant.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les caractéristiques du charriage et sa quantification puis nous étudierons le tri granulométrique et le charriage sous un angle granulaire. Le chapitre 2 introduit l'approche utilisée en présentant le dispositif expérimental constitué d'un canal, des alimentations en eau et en particules et la caméra. Les procédures expérimentales implémentées pour filmer le transport par charriage sous des conditions d'équilibre seront également décrites. La procédure d'analyse d'image mise en place pour nos mélanges bidisperses sera détaillée dans le chapitre 3. Les résultats expérimentaux seront présentés dans les deux chapitres suivants : une première étude aura pour objectif de comparer les résultats obtenus avec des billes de 4 mm à ceux obtenus dans une étude précédente avec des billes de 6 mm [Böhm (2005)]. Le chapitre 5 sera consacré à l'étude de la ségrégation via l'analyse des mélanges de deux tailles. Ce chapitre a également pour but de confronter les résultats obtenus à des cas unimodaux précédemment traités. Les principaux résultats et les perspectives seront discutés dans le chapitre 6.

Chapitre 1

Le charriage, caractéristiques et quantification

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrirons le transport solide par charriage puis nous présenterons les différentes approches pour le quantifier. Nous définirons les enjeux et les concepts liés au tri granulométrique et pour finir, nous traiterons le charriage sous un angle granulaire en fournissant les éléments bibliographiques abordés dans notre étude.

1.2 Description du transport solide par charriage

Dans cette étude, nous nous focalisons sur le transport de sédiments, en particulier à forte pente (rivières torrentielles et torrents selon la terminologie française RTM). Contrairement aux travaux en rivières, peu d'études sont consacrées à ce sujet [Koulinski (1993) ; Richard (1997) ; Wohl (2000)].

1.2.1 Les différents modes de transport solide

On distingue différents modes de transport des sédiments : le transport solide en suspension intrinsèque ("wash-load") qui concerne les particules qui ne sont jamais en contact avec le lit et le transport solide de fond

("bed-material load"). Ce dernier est lui-même décomposé en suspension ("suspended-load"), les particules étant essentiellement dans la colonne d'eau du fait de la turbulence, mais pouvant échanger avec le lit, et la charge de fond ("bed-load"), qui concerne les particules en contact étroit avec le fond. L'effet des forces hydrodynamiques exercées par l'écoulement d'eau se traduit sur les particules par un mouvement de roulement, de glissement ou de saltation (petits bonds successifs). Le transport par charriage concerne plutôt les particules grossières, typiquement de diamètres supérieurs à 2 mm. La distinction entre charriage et suspension pour un même écoulement dépend de la taille des particules, mais cette distinction n'est pas toujours facile.

1.2.2 Spécificités du transport solide à forte pente

A forte pente, il est plus délicat d'établir une véritable typologie du transport solide. Ainsi selon Smart & Jaeggi (1983), la distinction entre "bed-load transport" et "suspended transport" devient difficile à partir de 10%. A de telles valeurs, ils ont observé des débuts de laves torrentielles ("debris flow") ; Rickenmann (1991) parle également d'écoulements hyperconcentrés. L'écoulement torrentiel avec charriage diffère des laves torrentielles par la présence de deux phases distinctes : une phase liquide qui interagit avec la phase solide (les sédiments). Bien que la suspension soit généralement majoritaire, on s'intéresse au charriage car il est morphogène même durant un seul événement (surtout à forte pente).
La concentration solide volumique peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10% voire 20%, ce qui est bien au dessus des valeurs à faible pente. La granulométrie des sédiments transportés n'est jamais uniforme, elle est particulièrement étendue lorsque le lit est constitué d'un mélange de sable et de graviers. On parle de "gravel-bed streams" si la taille médiane ou moyenne des matériaux du lit est celle des graviers et le régime dominant est le charriage. On parle de "sand-bed streams" si la taille médiane ou moyenne des matériaux du lit est celle des sables et les sédiments sont transportés essentiellement par suspension.

Dans le cas des fortes pentes, les diamètres des sédiments peuvent atteindre la même taille que la hauteur d'eau ce qui rend la détermination de celle-ci difficile. Contrairement aux rivières où le transport sédimentaire n'influence pas le flux liquide, la dynamique des torrents est gouvernée par les interactions entre la phase liquide et la phase solide. L'érosion et la sédimentation peuvent modifier la forme du lit ce qui a un impact direct sur

l'écoulement d'eau. Smart & Jaeggi (1983) ont montré qu'à partir d'une pente de 7%, pour un débit liquide fixé s'écoulant sur un lit affouillable, la hauteur d'eau est significativement supérieure à ce qu'elle serait en l'absence de particules solides. Ceci montre la complexité du système étudié : le courant d'eau stimule le débit solide qui modifie la morphologie du lit par des processus d'érosion et de sédimentation. Cette morphologie influence à son tour le débit liquide et solide [Richard (1997)].

Les situations de risque torrentiel peuvent résulter d'un excès ou d'un défaut d'apport solide par rapport à la capacité d'un tronçon à les évacuer. Il est donc important d'être capable d'estimer la capacité de transport solide d'un cours d'eau et l'apport effectif de sédiments pour prévenir les catastrophes naturelles. Il est corrélativement essentiel de pouvoir évaluer l'évolution de la morphologie du cours d'eau en fonction des apports de sédiments.

1.3 Quantification du charriage

1.3.1 Le charriage en équations, approche eulérienne

Pour modéliser un écoulement biphasique eau/sédiments, le charriage est considéré comme un flux continu. Pour la phase liquide, on se base sur les équations eulériennes de Barré Saint Venant à une dimension. Pour obtenir ces équations simplifiées à partir des équations de Navier Stokes, le fluide est supposé incompressible et la pente de fond faible [Graf (1993)] :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h u_f}{\partial x} = 0 \tag{1.1}$$

$$\frac{1}{g}\frac{\partial u_f}{\partial t} + \frac{u_f}{g}\frac{\partial u_f}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{\partial h_r}{\partial x} \tag{1.2}$$

avec h la hauteur d'eau, u_f la vitesse fluide, η la côte du lit et h_r la perte de charge qui peut être déterminée avec la formule de Darcy-Weibach, $u_f = \sqrt{8g/f_D}\sqrt{hI}$ avec I la pente du fond et f_D le coefficient de frottement de Darcy-Weisbach.

La phase solide est modélisée par l'équation de continuité appelée équation d'Exner :

$$(1-\lambda_p)\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0 \tag{1.3}$$

avec q_s le débit solide par unité de largeur et λ_p la porosité du lit.

Pour fermer ce système d'équations aux dérivées partielles à quatre inconnues, la plupart des chercheurs ont tenté de trouver une équation de transport reliant le débit solide q_s au débit liquide. Cette équation tente d'encapsuler toute la complexité du transport solide.

1.3.2 Le début de mouvement

La détermination du seuil de début d'entraînement des particules dans un courant d'eau est un problème particulier sur lequel se penchent depuis plus de 80 ans de nombreux scientifiques [Buffington & Montgomery (1997)]. On considère un courant d'eau en écoulement sur un lit de particules de diamètre d. La force exercée sur un grain est de la forme $\tau_0 \alpha_1 d^2$ où α_1 désigne un coefficient de forme du grain et $\tau_0 = \rho_f g R_h \sin(\theta) \approx \rho_f g R_h I$ la contrainte de cisaillement exercée sur le lit par le fluide avec R_h le rayon hydraulique et I la pente du fond. En régime permanent et uniforme, la résistance au frottement (flottabilité) est proportionnelle à : $(\rho_p - \rho_f) g \alpha_2 d^3$ où α_2 désigne un deuxième coefficient de forme du grain. Il y a donc entraînement si la force exercée par l'eau est supérieure à la résistance du grain. L'entraînement du grain est donc le rapport de ces deux forces ; en prenant $\alpha_1 = \alpha_2$, on obtient alors :

$$\tau^* = \frac{\tau_0}{(\rho_p - \rho_f) g d} \tag{1.4}$$

ce nombre est appelé contrainte adimensionnelle de cisaillement ou nombre de Shields, il permet de caractériser le début de mouvement des particules du fond.

La relation classique pour le début de mouvement pour des sédiments uniformes est celle de Shields (1936). Sur la base d'une analyse dimensionnelle, Shields a établi une relation entre cette valeur critique et le nombre de Reynolds du grain (ou du diamètre adimensionnel). Cette relation a donné lieu au diagramme de Shields [Julien (1998)] en utilisant la taille médiane des grains. Dans le cas de particules grossières, différents auteurs ont trouvé des valeurs seuils typiquement entre 0.03-0.06 ce qui prouve la difficulté à définir un seuil pour le transport de particules [Buffington & Montgomery (1997)]. Buffington & Montgomery (1997) ont conduit une revue de 80 années de données de début de mouvement pour les rivières graveleuses. Leurs données incluent des données de terrain et des données exprimentales. Ils trouvent que ces données suivent généralement la forme globale de la courbe de Shields

mais sont très dispersées.
Plusieurs chercheurs ont présenté des variantes au diagramme de Shields à partir de principes de base. Dans le cas de matériaux uniformes, on trouve les travaux de Ikeda (1982) et de Wiberg & Smith (1987). Ces derniers ont également étendu leurs recherches aux mélanges de sédiments.

On peut se demander si la présence d'un seuil pour le début de mouvement est pertinente. Après des expériences sur le début de transport par charriage, Paintal (1971) a établi qu'un seuil "absolu" au sens statistique n'existait pas. Il a donc défini un seuil de mouvement "effectif" en dessous duquel le transport de sédiments est si bas que le changement morphologique est négligeable. Dans une approche effective, on parle donc d'une condition de référence pour le début d'un transport significatif et non d'une condition critique.

1.3.3 Formules de transport

Le transport de sédiments a été abordé de nombreuses façons pendant le dernier siècle. La recherche de relations globales entre le débit solide et le débit liquide a prédominé en utilisant les données obtenues à partir d'expériences de laboratoire et plus rarement de données de terrain.

Bagnold

La plupart des formules de charriage empiriques sont basées sur l'hypothèse de Bagnold (1956). Bagnold propose un paramètre seuil, la contrainte de cisaillement critique τ_c pour caractériser le début de mouvement des particules du lit. Il suppose que dans les conditions d'équilibre de charriage, la contrainte de cisaillement fluide du fond τ_0 est égale à τ_c. La différence entre la contrainte de cisaillement totale au fond τ et τ_0 donne la contrainte de cisaillement de la phase solide. Sur la base de cette hypothèse et à l'aide de considérations sur la conservation de l'énergie, Bagnold affirme que le débit solide adimensionnel est proportionnel à la différence entre la contrainte de cisaillement sur le lit τ - τ_c :

$$q_{s*} \propto (\tau - \tau_c)^{\frac{3}{2}} \tag{1.5}$$

Dans le modèle de Bagnold et ses variantes [Wiberg & Smith (1989) ; Nino

& Garcia (1998)], le transport de sédiments résulte d'un équilibre dans le transfert de moment entre les phases solide et liquide.

Depuis quelques années, cette approche a été remise en cause pour plusieurs raisons. Tout d'abord, même si l'approximation de Bagnold décrit correctement le transport de sédiments pour des écoulements permanents et uniformes ou graduellement variés à des débits solides importants [Julien (1998)], elle donne de mauvais résultats dès qu'on s'écarte d'un écoulement permanent et uniforme [Seminara *et al.* (2002)] ou à des faibles débits solides [Fernandez-Luque & van Beek (1976) ; Nelson *et al.* (1995)]. Ensuite, cette approximation ne montre aucune instabilité alors que les formes du lit ("bedforms") sont le résultat d'une perte de stabilité dans le système fluide solide. En 2002, Seminara *et al.* (2002) ont montré que les données de Fernandez-Luque & van Beek (1976) nécessitaient, pour correspondre à la formulation de Bagnold, de choisir une valeur pour le coefficient de Coulomb physiquement irréaliste.
De plus, dans son approche, Bagnold a moyenné la variabilité temporelle et spatialle de la turbulence près du lit. Cependant, ce traitement par champ moyen est en opposition avec la nature intermittente du transport par charriage à bas débit tel que l'indiquent les données de laboratoire et de terrain [Drake *et al.* (1988) ; Nino & Garcia (1998)].

Meyer-Peter et Müller

Meyer-Peter & Müller (1948) ont utilisé des données de laboratoire pour obtenir une formule qui fournit le débit solide en fonction du débit liquide, la pente du lit et la granulométrie des particules. Cette formule est souvent utilisée dans des applications pour l'ingénierie et la recherche. Le débit solide adimensionnel s'écrit sous la forme :

$$q_{s*} = \frac{q_s}{\sqrt{(\rho_p/\rho_f - 1)gd^3}} = A(\tau^* - \tau_{*cr})^{\frac{3}{2}} \tag{1.6}$$

avec

$$\tau^* = (\frac{k_s}{k_r})^{\frac{3}{2}} \frac{Q_s}{Q_l} \frac{h \tan\theta}{(\rho_p/\rho_f - 1)d} \tag{1.7}$$

Les constantes empiriques de l'équation (1.6) (le coefficient A=8 et le nombre de Shields critique $\tau_{*cr} = 0.047$) ont été obtenues avec des expériences à des pentes inférieures à 2.2% avec des sédiments de granulométrie uniforme.

Cette formule a récemment été revisitée par Wong & Parker (2006). Ils ont trouvé A=3.97 et $\tau_{*cr} = 0.0495$ pour l'équation (1.6).

Rickenmann

L'approche suivie par Rickenmann (1991) consiste à considérer non pas un excès de contrainte de cisaillement mais un excès de débit (la hauteur d'eau n'est donc plus nécessaire). En utilisant les données expérimentales de Meyer-Peter et Müller, de Smart et Jaeggi ansi que ses propres données, il obtient :

$$q_s = 12.6 \frac{d_{90}}{d_{30}}^{0.2} \frac{\tan^2 \theta}{(\rho_p/\rho_f - 1)^{1.6}} (q_l - q_{cr}) \tag{1.8}$$

avec

$$q_{cr} = 0.065(\rho_p/\rho_f - 1)^{1.67} \sqrt{g} d_{50}^{1.5} tan^{-1.12}\theta \tag{1.9}$$

Cette formule est valable pour des pentes comprises entre 2% et 20% essentiellement au dessus du début de mouvement. q_{cr} provient de Bathurst *et al.* (1987).

Meunier

Lorsque le débit liquide de début de mouvement est négligeable devant le débit liquide total, le débit solide peut être évalué par une formule de type :

$$Q_s = k Q_l^M I^2 \tag{1.10}$$

avec k,M et N des paramètres calés sur des données de terrain et I la pente du fond. Par exemple, on obtient la formule de Meunier en prenant k=6.3, M=1 et N=1.

Toutes ces formules prennent en compte le caractère global du mélange eau/sédiments. Une analyse plus fine est nécessaire pour une meilleure compréhension de la physique des phénomènes qui entrent en jeu, une des limites de ces approches empiriques étant l'évaluation du débit solide près du début de mouvement.

1.3.4 Approches à l'échelle de la particule

Etant donné les limitations des formules semi-empiriques et partant du principe que cet échec est dû à une description trop grossière du charriage,

des descriptions mécanistes à l'échelle de la particule ont été développées. De nombreuses tentatives ont été effectuées afin de développer des modèles analytiques à partir de considérations physiques [Jenkins & Hanes (1998)]. Mais une telle approche est très complexe, particulièrement près du début de mouvement, à cause des interactions entre les particules et le fluide, l'échange de particules entre le lit et l'écoulement ainsi que les effets turbulents.

Approches lagrangiennes

L'idée est de considérer le charriage non plus comme un flux continu mais comme la superposition de mouvement de particules individuelles. L'équation lagrangienne du mouvement d'une particule dans un fluide s'écrit :

$$m\frac{du_p}{dt} = F_G + F_H + F_C \tag{1.11}$$

où m est la masse de la particule, $\frac{du_p}{dt}$ son accélération et F_G son poids déjaugée ; F_H est la force résultant des actions hydrodynamiques et F_C la force résultant des actions de contact. F_H est composée de la force de traînée, de portance, de masse ajoutée, de Basset et de Magnus due à la rotation de la particule.
Les modèles théoriques fondés sur l'équation (1.11) prennent tous en compte les actions hydrodynamiques, les actions de contact et l'action de la gravité. Leur différence réside dans la façon dont ces actions sont modélisées ou dans certains cas négligées.

Maxey & Riley (1983) ont proposé une équation du mouvement d'une sphère rigide dans un écoulement fluide non permanent et non uniforme. Par la suite, cette approche a été utilisée pour modéliser la saltation [Wiberg & Smith (1985) ; Nino & Garcia (1994) ; Schmeeckle & Nelson (2003)]. Ces modèles utilisent une équation de mouvement de type Maxey et Riley ainsi qu'une équation de choc pour prendre en compte les collisions entre particules (ainsi qu'entre les particules et le fond). Ces modèles permettent d'obtenir des formules de débit solide ainsi que les trajectoires des particules, très utiles pour une meilleure compréhension du phénomène de charriage.

Approches probabilistes

Contrairement à Bagnold, Einstein (1941, 1950) a pris en compte l'importance de la nature fortement intermittente du transport de sédiments

pour le calcul du débit solide lorsque le flux solide est faible. Il a développé une approche alternative en proposant un modèle probabiliste de transport par charriage. Il suppose qu'il n'existe pas de condition pour le début de mouvement et n'utilise donc pas de paramètre critique. Il définit un taux d'entraînement des particules ($\dot{n}_e$) et un taux de dépôt ($\dot{n}_d$) , ces taux dépendent des conditions d'écoulement et de la géométrie du lit. La variation de transport solide, sur un intervalle δx s'écrit alors $\delta q_s = (\dot{n}_e - \dot{n}_d)\delta x$. A l'équilibre, le débit solide est obtenu par résolution de l'équation $\dot{n}_e = \dot{n}_d$. La difficulté est de définir ces taux en fonction des conditions de l'écoulement. Cette approche nécessite des données expérimentales pour caler le modèle.
Cette approche probabiliste initiée par Einstein a été poursuivie par d'autres auteurs qui ont proposé une description stochastique du transport solide. Hu & Hui (1996) s'est intéressé aux caractéristiques de la saltation, Cheng & Chiew (1998), Papanicolaou *et al.* (2002), Kleinhans & van Rijn (2002) au début de mouvement. L'approche stochastique permet de déterminer des débits solides avec une meilleure précision à proximité du début de mouvement alors que les formulations basées sur d'autres approches sont en général inadaptées dans de telles conditions.
La théorie d'Einstein est donc une avancée importante pour la compréhension du phénomène de charriage mais elle renferme des faiblesses. En effet, elle est basée sur des hypothèses statistiques qui se sont avérées être irréalistes. Par exemple, dans la théorie d'Einstein et ses variantes [Nikora *et al.* (2001, 2002) ; Ancey *et al.* (2006)], les fluctuations du débit solide sont gaussiennes tandis que les mesures de laboratoire et de terrain montrent des fluctuations plus larges [Barry *et al.* (2004) ; Wilcock (2001) ; Martin (2003)].

Dans certains modèles probabilistes [Lisle *et al.* (1998) ; Papanicolaou *et al.* (2002) ; Ancey *et al.* (2006)], l'intermittence des mouvements de particules est prise en compte en le traitant comme un processus de Markov à deux états (mouvement, arrêt). Dans ces modèles, on suppose donc que le mouvement de la particule est seulement influencé par l'état présent et n'a pas de mémoire de ses états précédents.

Modèle d'érosion-dépôt

Nous présentons ici un modèle que nous testerons sur nos propres données monodisperses (§4.9). La plupart des lois sur le transport par charriage établissent une relation entre le flux local de particules et la contrainte de cisaillement locale exercée par l'écoulement fluide sur le lit. Ces relations

considèrent implicitement que le flux de particules est en équilibre avec la contrainte de cisaillement. Leur utilisation dans des conditions de non équilibre, i.e. quand la contrainte de cisaillement varie en temps et en espace, est donc à remettre en question. En effet, le flux de particules ne répond pas instantanément à un changement de contrainte de cisaillement mais s'ajuste avec un retard spatial et temporel dû à l'inertie ou à la sédimentation des particules. Cet effet, appelé relaxation, est maintenant reconnu pour avoir une forte influence sur le développement des formes du lit. Charru (2006) a donc proposé un modèle d'érosion-dépôt de transport par charriage pour des écoulements visqueux et turbulents qui tient compte de cet effet de relaxation. Ce modèle résulte initialement d'expériences avec des écoulements visqueux [Charru *et al.* (2004) ; Charru & Hinch (2006)]. De même que Lajeunesse *et al.* (2010), nous avons testé le modèle d'érosion-dépôt pour des écoulements turbulents sur nos expériences.
Dans ce modèle, on écrit q_s sous la forme :

$$q_s = \delta v n V \tag{1.12}$$

où n (dimension $[\mathrm{L}]^{-2}$) est la densité surfacique de particules en mouvement, i.e., le nombre de particules en mouvement par unité d'aire du lit, V est leur vitesse moyennée, et δv est le volume d'une particule. Le flux de charriage est proportionnel à n, la densité surfacique de particules en mouvement. Pour des écoulements stationnaires et uniformes, cette densité correspond à l'équilibre dynamique entre les particules érodées et les particules déposées. Pour des écoulements instationnaires et non uniformes, telles que des rides ou des dunes, cet équilibre peut être rompu, et la variation $n(x,t)$ est gouvernée par l'équation de conservation [Charru & Hinch (2006)] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \dot{n}_e - \dot{n}_d - \frac{\partial (nV)}{\partial x} \tag{1.13}$$

Cette équation établit que le taux de variation de n est lié aux échanges avec le lit, à travers le taux d'érosion $\dot{n}_e$ et le taux de dépôt $\dot{n}_d$ (dimension $[\mathrm{L}]^{-2}[\mathrm{T}]^{-1}$), et à la divergence du flux de charriage nV. Pour résoudre cette équation, la vitesse moyenne des particules V et les taux d'érosion et de dépôt doivent être modélisés.
Les taux d'érosion et de dépôt peuvent être déterminés à partir d'une analyse dimensionnelle. Les particules à l'intérieur d'une couche en mouvement alternent des périodes de mouvement avec une vitesse moyenne V et une

durée caractéristique t_d, et des périodes d'arrêts. Pendant le temps de dépôt t_d, toutes les particules s'arrêtent une fois, de telle façon que le taux de dépôt peut s'écrire :

$$\dot{n}_d = \frac{n}{t_d} \tag{1.14}$$

Le temps de dépôt est contrôlé par la gravité et devrait être proportionnel au temps de sédimentation d/V_s où V_s est la vitesse de sédimentation et d le diamètre caractéristique des sédiments. t_d s'écrit donc :

$$\frac{1}{t_d} = c_d \frac{V_s}{d} \tag{1.15}$$

où c_d est le coefficient de dépôt qui doit être déterminé à partir des expériences.
L'érosion d'une particule, qui occupe l'aire typique d^2, apparaît sur un temps hydrodynamique typique t_e, et s'écrit sous la forme :

$$\dot{n}_e = \frac{1}{d^2 t_e} \tag{1.16}$$

Le temps d'érosion t_e est le temps nécessaire à une particule soumise à la force $(\tau - \tau_c)d^2$ pour s'extraire d'un creux ou d'un puits potentiel où elle a été piégée, elle atteint ainsi une certaine "vitesse d'extraction" que l'on considère égale à la vitesse de sédimentation V_s par souci de simplicité. Le temps t_e est donc défini à partir de l'équilibre d'inertie :

$$\rho_p d^3 \frac{V_s}{t_e} = c_e(\tau - \tau_c)d^2 \tag{1.17}$$

où c_e est un coefficient d'érosion qui doit être déterminé à partir des expériences de même que c_d.
Pour finir, la vitesse de la particule peut être modélisée de la même façon que Bagnold (1973), à partir de l'équilibre entre la force hydrodynamique exercée sur une particule et une force de friction de Coulomb. En introduisant le nombre de Shields, l'équation devient :

$$\frac{V - V_c}{\sqrt{Rgd}} = a(\sqrt{\tau^*} - \sqrt{\tau_c^*}) \tag{1.18}$$

où V_c est la vitesse de la particule au seuil du transport par charriage et le coefficient a doit être déterminé à partir des expériences.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire et uniforme sur une topographie fixe où les taux de sédimentation et de dépôt s'équilibrent, la densité surfacique du nombre de particules en mouvement est obtenue à partir des équations 1.14, 1.15, 1.16 et 1.17 :

$$n_{sat}d^2 = \frac{t_d}{t_e} = \frac{c_e}{c_d}\frac{\tau - \tau_c}{\rho_p V_s^2} \tag{1.19}$$

Cette équation prédit une dépendance linéaire de n avec la contrainte de cisaillement du lit $(\tau - \tau_c)$. En introduisant le nombre de Shields, on obtient :

$$n_{sat}d^2 = \frac{c_e}{c_d}(\tau^* - \tau_c^*) \tag{1.20}$$

Sous des conditions d'équilibre de charriage, le flux de sédiment correspond à :

$$q_{sat} = \delta v n_{sat} V \tag{1.21}$$

avec la densité des particules n_{sat} donnée par 1.20 et la vitesse V par 1.18.

Pour un écoulement stationnaire sur une topographie variable, en supposant que les particules ont une inertie négligeable de telle façon que leur vitesse V s'adapte instantanément à la contrainte de cisaillement, l'équation d'érosion-dépôt (1.13) donne l'équation de relaxation suivante pour le flux de particules q_s :

$$l_d \frac{\partial q_s}{\partial x} = q_{sat} - q_s \tag{1.22}$$

où $l_d = V t_d$ est une longueur de dépôt. Cette longueur est fortement liée à la longueur traversée par une particule pendant un saut.

1.4 Le tri granulométrique

Le comportement d'un mélange de particules de tailles différentes n'est pas la somme des comportements des classes individuelles, on observe une structuration appelée tri granulométrique. Ce phénomène est inconstestablement le plus difficile à modéliser.

1.4.1 Phénomènes et enjeux liés au tri granulométrique

Le tri granulométrique peut s'effectuer dans la direction du courant, latéralement et verticalement, donnant dans chaque cas une morphologie carac-

téristique [Whiting (1996) ; Powell (1998)]. Dans beaucoup de rivières graveleuses, le lit est stratifié verticalement avec une couche de pavage de grosses particules en surface. Cette couche permet de limiter l'approvisionnement en matériaux fins venant de la sous-couche lors du charriage avec un fort écoulement. A la suite de la construction d'un barrage, le lit de la rivière s'exhause souvent à l'amont de celui-ci tandis qu'à aval le lit se dégrade et un pavage statique de particules plus grosses se forme à la surface du lit pour limiter le processus d'érosion. Un tri à grande échelle où la taille des grains caractéristique s'affine sur quelques dizaines ou centaines de kilomètres ("downstream fining") peut également apparaître avec parfois une transition brutale d'un "gravel-bed" à un "sand-bed". En plus de ce transport sélectif dans l'écoulement, la taille des grains peut également être modifiée à cause d'un phénomène d'abrasion progressif contribuant à un affinage des grains vers l'aval.
Dans le cas des matériaux lourds, l'augmentation de la gravité spécifique joue le même rôle que l'augmentation de la taille pour le tri des sédiments.
Selon l'intensité de l'écoulement, la granulométrie peut interagir avec les formes du lit et induire un tri vertical ou longitudinal à grande échelle.

Le tri granulométrique est un phénomène important pour l'ingénierie des rivières, le maintien de l'habitat aquatique et la restauration de l'écosystème des rivières. L'extraction de graviers ou la construction d'un barrage peut en effet conduire à des dégradations importantes du lit avec pour conséquences des effondrements de ponts, des rabattements de nappes ou des mises à l'air de pipelines enterrés.
Les frayères peuvent aussi être détruites ou endommagées par les activités agricoles ou forestières. La construction d'une route peut par exemple causer l'arrivée massive de sable dans un lit de graviers. Les matières les plus fines sont habituellement transportées vers l'aval par les crues successives. Mais si le lit est colmaté par des particules fines, la reproduction des salmonidés est fortement gênée.
Pour toutes ces raisons, il est essentiel de comprendre les phénomènes liés au tri granulométrique. L'approche classique de ce phénomène est exposée dans les paragraphes suivants.

1.4.2 Le concept de couche active

Le transport par charriage est toujours accompagné par des fluctuations de la hauteur du lit. Ces fluctuations apparaissent à grande échelle par des

affouillements, une élévation du lit ou des formes du lit. Même en l'absence de formes du lit, des fluctuations de la hauteur du lit sont observées à l'échelle de la particule. Par exemple, des amas de grosses particules se forment et se cassent, leur destruction créant un trou dans lequel les particules fines sont capturées. Ces fluctuations du lit sont typiquement liées aux fluctuations du débit solide. Elles sont donc essentielles pour la compréhension du transport des mélanges de sédiments. Le concept de couche active vient d'un constat simple : plus un grain est près de la surface du lit, plus la probabilité qu'il soit entraîné est forte ; les grains enterrés profondément dans le lit ayant une faible probabilité d'entraînement car la probabilité que le lit soit localement à cette hauteur diminue avec la profondeur. L'approximation la plus simple de la couche active est que la probabilité d'érosion d'un grain est une valeur constante dans la couche active d'épaisseur L_a et que cette probabilité est nulle en dessous de cette couche. Cette approximation est l'essence de la formulation de la couche active pour l'équation d'Exner de conservation de la masse pour les mélanges. Celle-ci a été introduite par Hirano (1971).

On considère le transport par charriage d'un mélange à une dimension dans la direction s. Soit q_i le volume charrié par unité de largeur pour la taille de grain i. La formulation d'Hirano s'écrit alors :

$$(1-\lambda_p)[f_{li}\frac{\partial \eta_b}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial t}(L_a F_i)]=-\frac{\partial q_i}{\partial s} \tag{1.23}$$

avec f_{li} la fraction de taille de grain échangée entre la couche de surface et le substrat quand il y a dépôt ou érosion du lit et η_b est la hauteur à partir du fond jusqu'à la couche de charriage de telle sorte que $\eta = \eta_b + L_a$.
Cette formulation est souvent utilisée pour décrire l'évolution d'un pavage statique quand le débit solide est coupé.

1.4.3 Pavage statique

La formation d'un pavage statique à l'aval d'un barrage est un enjeu majeur pour les ingénieurs. Il est en effet important de connaître à quelle hauteur un lit s'érodera à l'aval d'un barrage avant que la taille des grains constituant la surface du lit ne devienne assez grande pour stabiliser l'érosion.
Beaucoup de chercheurs se sont intéressés au pavage statique [Ashida & Michiue (1971) ; Hirano (1971) ; Tsujimoto & Motohashi (1990)]. Dans tous les cas, la taille des particules à la surface du lit tend à devenir plus importante quand l'apport de sédiments est coupé. Plus récemment, les études ont

porté sur la tendance des grains les plus grossiers à s'organiser afin d'obtenir une structure qui augmente sa résistance au mouvement ("clusters", "rings", "stone cells").

1.4.4 Pavage mobile

Le concept de pavage mobile provient de l'observation suivante : la taille des particules à la surface du lit devient plus grande à des conditions de faible transport même quand toutes les tailles de particules participent au charriage, la granulométrie de l'apport sédimentaire étant constante. Si la matière transportée est la même que le substrat alors les particules en surface seront plus grosses que celles du substat. L'état d'un lit pavé à l'équilibre de transport de toutes les tailles est appelé un pavage mobile.

La présence d'un pavage mobile à l'équilibre a été mis en évidence par Parker *et al.* (1982b). Parker & Klingeman (1982) donnent une explication simple à ce phénomène. Ils utilisent un canal contenant seulement deux tailles de particules différentes, des particules grossières et des particules fines. Ils alimentent le canal avec le même débit pour les deux tailles de particules jusqu'à ce qu'un équilibre à lit mobile soit atteint. Les plus gros grains sont intrinsèquement moins mobiles que les fins. Mais une fois l'équilibre atteint, les deux tailles de particules sont transportées au même débit. Ceci est possible car les gros grains sont sur-représentés à la surface du lit augmentant ainsi leur disponibilité et diminuant celle des petits grains jusqu'à égalisation de leur mobilité effective. Parker & Toro-Escobar (2002) ont appelé ce phénomène la forme faible de l'hypothèse d'égale mobilité ("equal mobility"). Quelle que soit la granulométrie de l'apport sédimentaire dans un écoulement chargé, la surface se réorganise de telle sorte que la moitié grossière des particules qui entre bouge au même débit que la moitié fine dans le système.

Andrews & Erman (1986) ont effectué des mesures dans un fleuve, le Sagehen Creek dans la Sierra Nevada en Californie. A bas débit, le lit est bien pavé. Le pavage mobile est présent pendant la crue et sa granulométrie diffère peu de celle du pavage statique à bas débit. La granulométrie de surface au pic de la crue a une taille médiane plus faible que celle à bas débit mais plus grande que le substrat.
Reid *et al.* (1995) ont étudié le Nahal Yatir, un fleuve en Israel qui a des crues rares et intenses. Les crues retombent si rapidement que le lit a peu de temps pour se réorganiser. Le Nahal Yatir n'est quasiment pas pavé.

Le pavage mobile est donc bien développé dans les "gravel-bed streams"

du type Sagehen Creek quand le débit liquide est suffisamment grand mais il est faiblement présent voire absent dans les "gravel-bed streams" avec des nombres de Shields très grands tel que le Nahal Yatir.

1.4.5 L'hypothèse d'égale mobilité

En plus de la forme faible de Parker & Klingeman (1982), Parker *et al.* (1982a) ont évoqué une forme forte selon laquelle la granulométrie des graviers transportés moyennée sur plusieurs crues doit être proche de celle de la couche de substrat immédiatement en dessous de la couche de surface. Lisle (1995) a procédé à un test de cette hypothèse. Sur 14 cours d'eau testés, la forme forte de l'égale mobilité est rigoureusement ou approximativement satisfaite dans 8 cas.

1.4.6 Relations pour les mélanges de particules

Fonctions de masquage

Einstein (1950) a été le premier à effectuer une analyse dimensionnelle du transport par charriage pour les mélanges de sédiments et ainsi à établir une fonction tenant compte de la fraction granulométrique appelée par la suite fonction de masquage. Cependant, des analyses ultérieures ont montré la faiblesse de sa relation.

La première fonction de masquage qui a donné une approximation raisonnable d'au moins quelques données pour des sédiments hétérogènes est la relation de Egiazaroff (1965). Il a établi une relation à partir de l'analyse dimensionnelle du transport par charriage de mélanges de sédiments et de l'hypothèse de similitudes. Le modèle simple d'Egiazaroff inclut à la fois l'effet de l'augmentation du poids des grains qui réduit la mobilité et la tendance des gros grains à être plus haut dans l'écoulement augmentant ainsi leur mobilité puisqu'ils subissent une force de traînée plus importante. Les grains les plus fins sont donc abrités par les plus gros grains d'où le terme de masquage et de surexposition. Le résultat de ces deux effets est une faible tendance vers une mobilité moins importante pour les grosses particules. La mobilité des gros grains dans un mélange est donc beaucoup plus inhibée qu'elle devrait être si on ne tenait compte que du poids. La fonction de masquage d'Egiazaroff est donc basée sur un compromis entre la considération que chaque grain agit indépendamment de ses voisins de tailles différentes

("size-independence") et la considération que tous les grains sont mobilisés à la même contrainte de cisaillement limite ("equal-threshold") avec cependant une tendance plus marquée vers la deuxième considération. La structure d'un mélange de sédiments tend donc vers l'égalisation de la contrainte de cisaillement seuil pour le début mouvement de tous les grains.

Exemples de relations utilisant une fonction de masquage

La relation de Ashida & Michiue (1972) est la première relation de charriage ayant subi un test approfondi avec des données se rapportant exclusivement à des expériences. Il s'agit d'une relation modifiée d'Egiazaroff.

Parker *et al.* (1982a) et Parker & Klingeman (1982) ont introduit le concept de relation de puissance pour les fonctions de masquage :

$$\frac{\tau_{*ci}}{\tau_{*c50}} = (\frac{d_i}{d_{50}})^{-\gamma} \tag{1.24}$$

Dans leur formule, une valeur de l'exposant $\gamma = 0$ correspond à une indépendance de taille ("size-independence") et $\gamma = 1$ correspond à la condition d'un seuil égal ("equal-threshold"). Parker *et al.* (1982a) ont trouvé une valeur de $\gamma = 0.982$ pour le substrat de Oak Creek dans l'Oregon, i.e très proche de la condition de seuil égal. Parker a ensuite trouvé une valeur $\gamma = 0.905$ pour la surface du même cours d'eau. Parker & Klingeman (1982) interprètent cette différence par le fait de la formation d'un pavage mobile.
Les valeurs de γ ont été étudiées dans de nombreux cours d'eau naturels et des canaux de laboratoire. Buffington & Montgomery (1997) et Powell (1998) fournissent un résumé de ces valeurs. La tendance est vers la condition de seuil égal. Cependant, dans tous les cas on observe une tendance vers la sélection des plus fins dans la mobilisation des mélanges de sédiments. Les valeurs à la surface de l'exposant γ est plus faible que les valeurs trouvées dans le substrat.

1.5 Le charriage d'un point de vue granulaire

Malgré les travaux précurseurs de Bagnold (1956) et d'autres rares investigations [Hanes & Bowen (1985)], peu de progrès ont été faits sur la compréhension du transport par charriage comme phénomène granulaire. Or, comme rappelé par Frey & Church (2009, 2011), la compréhension du transport intense par charriage doit bénéficier des résultats de la physique granulaire.

Ceci est moins évident pour les processus restreints à la surface du lit, i.e. quand les particules bougent de façon intermittente.
Les écoulements granulaires sont souvent classifiés en trois états : un état gazeux dans lequel l'écoulement est très rapide et dilué, les particules interagissent avec des collisions binaires plus ou moins fréquentes [Goldhirsch (2003)], d'où le terme "régime collisionnel" ; un état intermédiaire dans lequel le matériau est dense mais s'écoule comme un liquide, dans ces régimes "denses" ou "liquides" les particules interagissent par collisions et par friction d'où le terme "frictionnel-collisionnel" [GDR (2004)] ; et un état quasi-statique (aussi appelé régime plastique ou frictionnel) dans lequel les déformations sont très lentes et les particules interagissent par des contacts frictionnels [Campbell (2002)]. On peut trouver ces trois états dans les écoulements granulaires à surface libre [Ottino & Khakhar (2000)].
Dans les deux paragraphes suivants, nous donnons quelques éléments bibliographiques sur la structure verticale de l'écoulement granulaire et sur la ségrégation, les deux points principaux qui sont abordés dans cette thèse.

1.5.1 Profils verticaux de vitesse et de concentration solides

Jain *et al.* (2002, 2004) ont mesuré les profils de vitesse instantannés dans une couche mince de roulement d'un tambour tournant avec des billes sèches et des billes immergées dans l'eau et d'autres liquides. Quelles que soient la taille des billes, la densité et la viscosité du fluide, le profil de vitesse moyen a la même forme convexe vers le haut avec un profil linéaire dans la partie supérieure et une décroissance exponentielle vers zéro dans la partie inférieure. Des écoulements à surface libre de mélanges granulaire-liquide ont également été étudiés expérimentalement pour modéliser des laves torrentielles granulaires [Armanini *et al.* (2005) ; Fraccarollo *et al.* (2007) ; Larcher *et al.* (2007)]. Les expériences, appelées par les auteurs des écoulements sursaturés (présence d'une surface libre liquide), sont similaires aux écoulements de charriage intense. Les profils de vitesse des particules révèlent la même forme convexe que les profils obtenus en granulaire sec avec la partie linéaire et la décroissance exponentielle. La décroissance exponentielle de la charge de fond sous un écoulement unidirectionnel avec un matériau naturel a été mesurée par Fraccarollo & Rosatti (2009). Plus recemment, Frey & Church (2011) ont obtenu un profil de vitesse calculé avec la méthode PIV (Particle

Image Velocimetry) pour une expérience avec une charge de fond monodisperse de gravier naturel à l'aide du dispositif expérimental de Recking *et al.* (2008a,b). Ce profil de vitesse a également la même forme que les écoulements en granulaire sec.
Les parties supérieures (linéaire et logarithmique) sont similaires aux mesures de charriage intense ("sheet flow") décrites dans Sumer *et al.* (1996). Les vitesses d'un mélange fluide/granulaire ont été mesurées à l'intérieur du lit (de 10 diamètres de profondeur). Dans la partie supérieure et au dessus de la couche de charriage, les profils de vitesse suivent la loi logarithmique classique des fluides. La partie basse suit une loi de puissance en trois-quart. Dans des expériences similaires, la partie inférieure du profil de vitesse est linéaire [Pugh & Wilson (1999)]. Des écoulements de charriage intense ont également été étudiés sous des conditions oscillantes [Asano (1995)]. La partie inférieure des profils de vitesse de certaines particules montre une décroissance vers zéro ajustée par une loi de puissance 1.5, ce qui est qualitativement similaire à la décroissance de la vitesse observée dans les profils de granulaire sec. Le charriage a aussi été étudié à l'échelle de la particule sous écoulements laminaires et des profils similaires ont été obtenus [Mouilleron *et al.* (2009)].

Richard *et al.* (2008) et Métayer *et al.* (2009) ont étudié expérimentalement des écoulements granulaires confinés entre des parois parallèles verticales. Nous détaillons leur analyse que nous tenterons d'appliquer à nos propres profils. En combinant deux méthodes expérimentales (le suivi de particule et la densitométrie γ), ils ont obtenu les profils de vitesse (Fig. 1.5.1) et de concentration (Fig. 1.5.1) pour différents débits d'écoulements, et donc différentes pentes de la surface libre. Sur les profils de vitesse, on observe une décroissance exponentielle dans le lit quasi-statique. Dans la région en écoulement, les profils de vitesse dans le sens de l'écoulement sont quasiment linéaires excepté près de la surface libre pour des angles importants. Le taux de cisaillement est donc constant et indépendant de l'angle d'inclinaison.
Les profils de concentration en fonction de la direction y perpendiculaire à la surface libre révèlent une région quasi-statique surmontée d'une couche en écoulement où la concentration diminue fortement à mesure que l'on approche de la surface libre. Les profils de concentration peuvent être ajustés par une fonction exponentielle de la forme :

$$\nu(y) = \frac{\nu_0}{2}[1 + \tanh(y/l_v)] = \frac{\nu_0}{1 + \exp(-2y/l_v)} \tag{1.25}$$

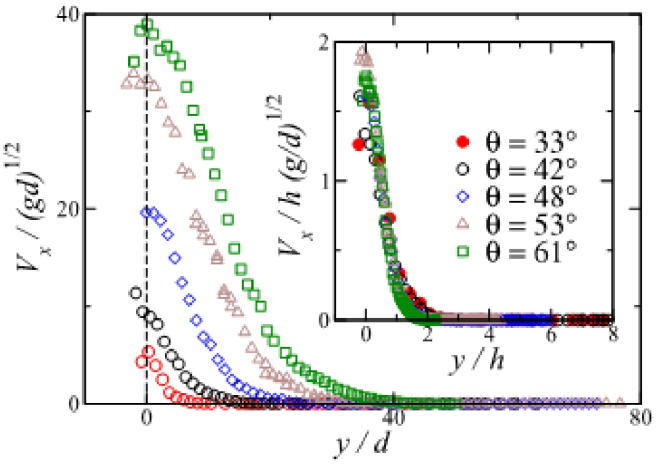


Fig. 1.1 – Profils de vitesse dans le sens de l'écoulement V_x pour différents angles d'inclinaison de la surface libre ; insert : mêmes courbes où l'axe horizontal est adimensionné par la hauteur de la couche en écoulement h et l'axe vertical par la vitesse caractéristique $V_x/(h\sqrt{g/d})$ [Métayer *et al.* (2009)].

où ν_0 et l_v sont des paramètres d'ajustement correspondant respectivement à la concentration dans la région quasi-statique et à la longueur caractéristique sur laquelle la concentration varie. La concentration dans la région quasi-statique est indépendante de l'angle d'inclinaison et égale à $\nu_0 = 0.58$, tandis que la longueur l_v décroît linéairement avec la tangente de l'angle d'inclinaison. La région où le taux de cisaillement est constant s'étend sur un peu moins de deux fois la longueur caractéristique l_v. Dans la couche supérieure de d'écoulement à des angles d'inclinaison importants, les particules ont des trajectoires balistiques avec de rares collisions. Plus profondément dans l'écoulement (i.e., $l_v < y < 3l_v$), la vitesse présente une décroissance exponentielle avec une longueur caractéristique l_v.

1.5.2 Ségrégation par taille

Deux phénomènes de ségrégation apparaissent, tous deux liés au charriage. Quand les particules les plus grosses ne bougent pas, on observe un phénomène de percolation spontanée ou infiltration. Si on considère une cer-

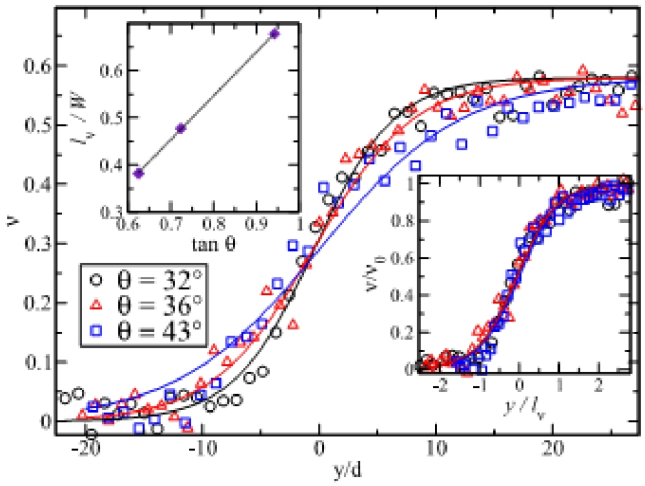


Fig. 1.2 – Profils de concentration ν à différentes inclinaisons en fonction de la profondeur ; l'insert de droite montre comment ν/ν_0 en fonction de y/l_v se réduit à une courbe maîtresse ; insert de gauche : variations de l'échelle l_v avec $\tan\theta$ [Métayer *et al.* (2009)].

taine population de grains immobiles, les conditions pour que les petites particules percolent, i.e. tombent par gravité, est un problème simple pour une population de sphères uniformes. Quand le rapport du diamètre des sphères les plus grandes sur les sphères les plus petites est supérieur à 6.46, la sphère la plus petite passe à travers le rétrécissement formé par les trois grandes sphères et peut tomber au fond de la pile de sédiments. Quand le rapport est égal à 4.45, la petite sphère s'inscrit dans les plus petites cavités du lit formé par quatre grandes sphères. Entre ces deux valeurs, les petites sphères ont une probabilité non nulle d'être piégées dans une cavité et séquestrées dans le lit. Quand la distribution des tailles de particules dans le lit n'est pas uniforme ou que leur forme n'est pas sphérique [Luchnikv *et al.* (1999)], le problème devient beaucoup plus compliqué.

Si le rapport de taille est plus proche de l'unité, les petites particules ne peuvent percoler qu'à travers un lit en mouvement, il s'agit alors d'un phénomène appelé "kinetic sieving", "dynamic sieving" ou "random fluctuating sieving" [Middleton (1970) ; Savage & Lun (1988)]. Les études pionnières sur le phénomène de "kinetic sieving" ont été menées par Drahun & Bridgewater (1983) et Bridgewater (1994). La ségrégation de taille a été étudiée théoriquement et expérimentalement dans un écoulement incliné à surface libre [Savage & Lun (1988)]. Le processus de "kinetic sieving" a clairement été mis en évidence. Comme les vitesses de percolation sont dirigées vers le bas pour toutes les tailles de particules, il y a en même temps un mécanisme de migration indépendant de la taille qui transfère les particules entre les couches, produisant un écoulement vertical inverse, de façon à respecter un flux massique vertical nul. Le résultat habituel est un flux vers le bas des particules les plus petites et un flux vers le haut des particules les plus grandes, d'où la ségrégation, comme observée dans les dépôts de rivières. La plupart des expériences ont été réalisées avec de petits rapports de taille, rarement au dessus de trois ; en dessous de ce rapport, les particules les plus denses et les plus petites ont tendance à migrer vers le fond, les particules les plus légères et les plus grandes vers la surface. Cependant, pour des rapports supérieurs à cinq, un modèle inverse apparaît [Thomas (2000) ; Felix & Thomas (2004)] : les grandes particules sont localisées à un niveau intermédiaire, évoluant continuellement de la surface aux niveaux plus profonds en fonction du rapport de taille. Il semblerait qu'il y ait un équilibre entre l'effet géométrique ("kinetic sieving") et un effet de masse qui entraînerait les particules vers le bas.
Le phénomène de percolation spontanée ou infiltration a été bien investigué en milieu naturel (rivières à gravier) en lien avec la reproduction des salmo-

nidés. Tel n'est pas le cas du phénomène de « kinetic sieving » qui a été en revanche mieux étudié en écoulements industriels (transport de poudres et grains).

1.6 Conclusion

Ce premier chapitre fournit au lecteur les éléments fondamentaux sur laquelle cette thèse est basée. Le transport sédimentaire a d'abord été décrit phénoménologiquement. Nous avons ensuite introduit les études les plus importantes dans le domaine. La plupart des études se sont consacrées à la recherche de relations globales entre le débit solide et liquide. Nous avons vu qu'étant donné les limitations des formules semi-empiriques, des descriptions mécanistes à l'échelle de la particule ont été développées. Nous avons également mis en évidence l'importance du tri granulométrique pour le charriage qui est incontestablement le phénomène le plus difficile à modéliser. Malgré plus d'un siècle de recherche, aucune étude ne fournit de compréhension théorique satifaisante au transport de sédiments. Nous avons donc mis en exergue l'importance de considérer le charriage comme un phénomène granulaire, les interactions grain-grain ayant été peu considérées jusqu'ici.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et protocoles

2.1 Introduction

Le canal du Cemagref de Grenoble a été construit en 1999 pour étudier l'interaction entre des particules et le fluide. Le dispositif expérimental a été développé avec l'objectif d'accéder à des mesures fines, indispensables à la réussite d'une approche microstructurelle. La principale particularité du canal est sa faible largeur afin de pouvoir observer le mouvement bidimensionnel des particules dans un écoulement. En effet, la largeur du canal est du même ordre de grandeur que la taille des particules les plus grandes de façon à contraindre son mouvement dans un plan vertical et ainsi accéder à toutes les trajectoires grâce à une caméra qui filme l'écoulement sur le côté du canal.
Le canal a déjà été utilisé dans deux thèses précédentes [Bigillon (2001) ; Böhm (2005)]. Tout d'abord, Bigillon a étudié le mouvement d'une particule dans un écoulement d'eau [Ancey *et al.* (2002, 2003)]. Boehm s'est ensuite penché sur l'étude des interactions de particules et du lit mobile [Böhm *et al.* (2004) ; Ancey *et al.* (2005, 2006)]. Dans ce but, il a injecté des particules dans le canal de façon continue afin d'observer les particules entraînées par un écoulement sous des conditions stationnaires. Pour une raison de simplicité, il a choisi de prendre des particules sphériques uniformes. La polydispersité des particules observée sur le terrain est un élément clé du charriage qui a motivé cette nouvelle thèse. Dans le but d'étudier la ségrégation et son influence sur

le charriage, nous avons injecté deux tailles de particules différentes dans le canal. Nous avons utilisé des particules de 6 mm dont l'analyse d'image a déjà été effectuée dans une étude précédente [Böhm *et al.* (2006)] et des billes de 4 mm. Même avec des particules de 4 mm, le mouvement des particules est quasi bidimensionnel et reste dans le plan focal de la caméra. Aucune particule de l'arrière plan ne peut être entièrement cachée par des particules du premier plan, toutes les particules peuvent donc être détectées et suivies. Tout d'abord, nous présenterons le dispositif expérimental : le canal, les alimentations en débit liquide et solide ainsi que les caractéristiques de la caméra et pour finir nous décrirons les protocoles expérimentaux.

2.2 Le canal

Les expériences ont été réalisées dans un canal inclinable de 2 m de longueur avec des parois en verre de 20 cm de hauteur. La figure 2.1 montre une photo et la figure 2.2 un schéma du dispositif expérimental. Le canal est constitué d'une structure en aluminium qui contient les plaques de verre de 10 mm d'épaisseur. Il repose sur un banc en acier pour assurer la bonne verticalité du canal et amortir les éventuelles vibrations liées à l'écoulement. La partie amont du canal peut être levée ou abaissée grâce à un système de poulie et de contre poids. Avec ce système, la plage d'inclinaison du canal est comprise entre 0 et 20%. La pente est calculée en mesurant la distance entre la structure du canal et le banc en acier à deux endroits différents. Les plaques de verre sont parfaitement verticales et le banc en acier horizontal.
Pour les expériences présentées dans ce document, nous avons utilisé un fond de canal constitué d'un plat en acier inoxydable de 1.98 m de long, d'épaisseur 6 mm et d'approximativement 40 mm de haut. La partie amont est plus haute et est en forme de triangle (voir Fig. 2.2) pour empêcher l'eau et les particules de partir vers l'amont. La base du canal a été usinée avec une découpe laser. Le diamètre des demi-cylindres d_c correspond au diamètres des plus grandes particules (d=6 mm).
Pour éviter la formation d'un réseau cristallin, la base en acier du canal est constitué de demi-cylindres de même taille (rayon de 3 mm) disposés de façon aléatoire sur différents niveaux allant de 0 à 5.5 mm par incrément de 0.5 mm. Ces niveaux ont été générés en utilisant une séquence de nombres aléatoires (uniformément).
L'étanchéité au niveau du canal est assurée par deux types de joints. Un

Fig. 2.1 – Photo du dispositif expérimental.

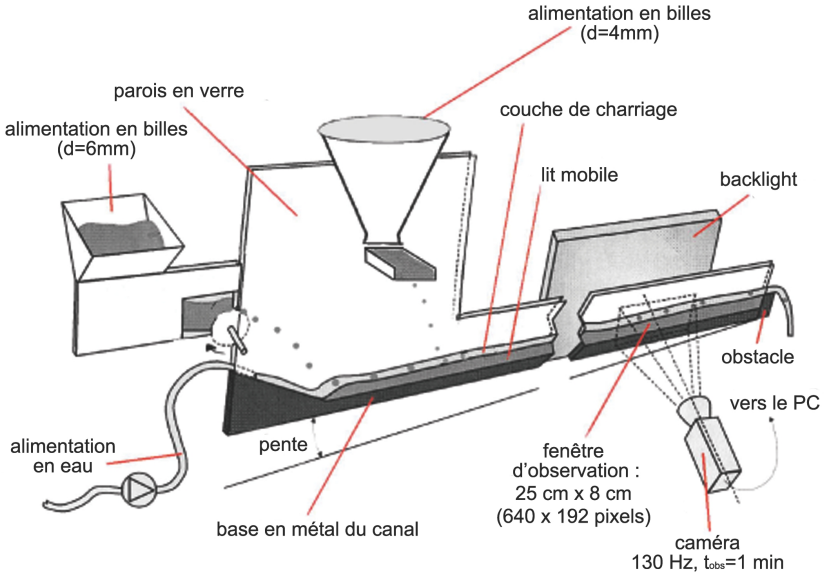


Fig. 2.2 – Schéma du dispositif expérimental (modifié de Böhm et al. 2004).

premier joint, torrique de diamètre 10 mm, est disposé en dessous du plat d'acier ; un deuxième joint en papier d'épaisseur 0.25 mm est disposé latéralement entre le plat d'acier et les parois en verre. La base du canal a été insérée entre les plaques en verre. Elles ont ensuite été serrées en plusieurs points le long du canal de façon à minimiser leur flexion. Le canal est rectangulaire, de W= 6.5 mm de large, ce qui est légèrement plus grand que le diamètre des plus grandes particules (d = 6 mm). De cette façon, même avec les particules de 4 mm, le mouvement des particules est quasi bidimensionnel, condition indispensable pour la détection et le suivi de toutes les particules. Le montage expérimental permet de faire varier la largeur du canal de 3 à 25 mm, mais nous la garderons constante à 6.5 mm pour toutes nos expériences présentées ici.

Une butée placée à la sortie du canal permet la formation d'un lit de particules et empêche l'érosion totale du lit ; plusieurs tailles de butées permettent d'ajuster la hauteur du lit (15 mm, 20 mm, 26 mm, 30 mm et 40 mm). La procédure utilisée pour la construction d'un lit est expliquée en §2.6.

2.3 Alimentation en eau

L'eau s'écoule dans un circuit fermé. Elle est collectée à la sortie du canal dans un réservoir de 70 litres dans lequel est placée une pompe centrifuge submersible. L'eau est pompée jusqu'à un second réservoir à une hauteur d'environ 3 m. Ce réservoir muni d'un trop-plein permet une charge parfaitement constante. L'eau passe successivement à travers un débitmètre et une vanne d'entrée, tous deux d'un diamètre nominal de 10 mm. Nous avons utilisé un débitmètre électromagnétique fourni par Krohne (France). L'écoulement est transféré d'une section circulaire d'un tuyau au canal étroit au moyen d'un embout spécial.
Le débit d'eau Q_l peut être réglé de 0.025 à 0.14 l/s, ce qui correspond à un débit par unité de largeur q_l de 3.8 à 21.5 x $10^{-3} m^2/s$. Puisque nous étudions le transport de particules sous des conditions d'équilibre un débit d'eau stationnaire est indispensable. Grâce au réservoir à charge constante, les fluctuations du débit d'eau à l'entrée du canal sont peu importantes, le débitmètre indique des fluctuations typiquement de l'ordre de 5‰, exceptionnellement de 1% pour les plus faibles débits.
Nous avons utilisé un filtre maillé à l'entrée du canal à la fois pour retenir les impuretés et pour dissiper une partie de l'énergie de l'écoulement d'eau. Un tamis est placé à la sortie du canal pour récupérer les billes de verre.

2.4 Alimentation solide

2.4.1 Billes de 6 mm

Nous avons utilisé des billes de verre sphériques noires de densité ρ_p de 2500 kg/m^3 (fourni par Sigmund Lindner GmbH, Allemagne). Leur diamètre nominal $d = 2a$ est de 6 mm avec une tolérance de $\pm$ 0.3 mm.
Les billes sont stockées dans un réservoir dont la partie supérieure est un entonnoir en forme de prisme d'où les billes sont acheminées vers un insterstice les plaçant dans une configuration 2D. Pour éviter que les billes se coincent, un dispositif vibrant est attaché au réservoir. Il s'agit d'un moteur électrique dont le rotor maintient une masse desaxée. Cette masse a été choisie pour créer des vibrations négligeables pour le canal.
Les billes sont injectées du réservoir dans le canal au moyen d'une roue dentée de 20 dents sur la circonférence. L'injection bille à bille est contrôlée à

travers une fenêtre en plexiglas dans le réservoir. La roue est reliée à un moteur via une courroie trapézoîdale. Dans la configuration actuelle, le débit d'injection peut varier de $\dot{n}_0$= 9 à 21 billes par seconde, avec une incertitude de moins de 5% [Böhm (2005)]. Cela correspond à un débit solide par unité de largeur q_s de 8.7 à 36.5 x $10^{-4} m^2/s$, q_s étant calculé par la relation $q_s = \pi\ d^3\dot{n}_0/(6W)$. Le débit solide est à chaque fois mesuré en chronométrant la durée d'un grand nombre de révolutions de roue.

2.4.2 Billes de 4 mm

Nous avons utilisé des billes transparentes de verre sphériques avec une densité ρ_p de 2500 kg/m^3 (fourni par Cimap, France). Leur diamètre nominal $d = 2a$ est de 4 mm avec une tolérance de $\pm$ 0.4 mm (donc moins précises que les billes de 6 mm).
Le système de débit de particule est l'élément principal du dispositif expérimental qui a été mis en place pendant cette thèse.
Plusieurs distributeurs ont été testés afin d'obtenir un débit constant de particules de 4 mm particulièrement difficile à obtenir à faible débit. Un dispositif vibrant (Fig. 2.3) permettant aux billes transparentes de tomber sur une rampe conduisant à l'entrée du canal a été installé pour introduire les particules dans le canal. Afin de vérifier la régularité du débit, nous avons mis en place un dispositif électronique pour comptabiliser le débit de billes glissant sur la rampe avant d'arriver à l'entrée du canal. Dans ce but, une cellule photovoltaïque reliée à un ordinateur a été installée sur la rampe permettant ainsi de détecter chaque particule. Ensuite, via un programme du logiciel Labview, nous étions en mesure d'obtenir le débit de particules en temps réel. Grâce à ce dispositif, nous avons constaté, en moyennant le débit d'injection sur toute la durée d'une expérience, un écart type de 45.6% (pour des débits de 16.7 billes/s) à 37.1% (pour des débits de 21.3 billes/s) avec une incertitude en constante augmentation à mesure que le débit d'injection diminue. En deçà d'un débit de 15 billes/s, l'écart type sur le débit d'injection atteint des valeurs non acceptables ce qui rend nos expériences invalides, un débit d'entrée constant étant un facteur extrêmement important pour obtenir l'équilibre de charriage. De plus, au delà d'un débit de 30 billes/s, un effet d'emcombrement se produit sur la rampe ce qui rend impossible l'injection des billes dans le canal. Etant ainsi limité par ce dispositif à une plage de débit variant de 15 billes/s à 30 billes/s, nous avons décidé de nous tourner vers d'autres systèmes de distributions de billes. Nous avons donc testé deux

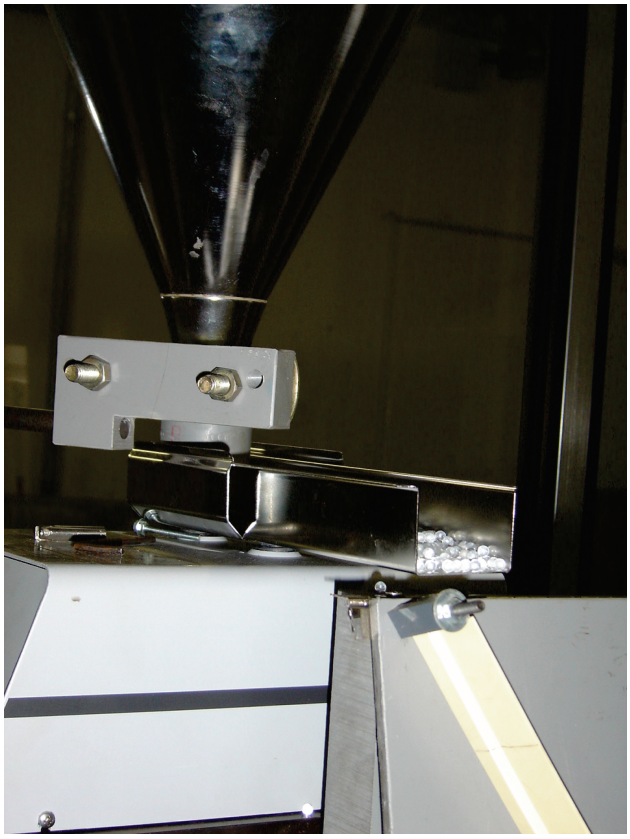


Fig. 2.3 – Photo du distributeur vibrant avec les billes transparentes de 4 mm.

systèmes de dosage fournis par la société K-TRON SODER : un doseur pondéral compact BSP (Bulk Solids Pump) et un doseur compact à simple vis. Après avoir effectué une série de tests, il s'est avéré que le doseur pondéral BSP (Fig. 2.4) offrait une meilleure précision pour le débit avec les particules transparentes.

Le doseur BSP dispose d'un disque rotatif vertical qui transfère les billes de la trémie de stockage vers la sortie. Il s'agit d'un doseur par perte de poids monté sur une balance. L'entraînement du système est assuré par un moteur pas à pas de faible puissance qui permet, par une commande, un réglage du régime dans une large plage de débit. Dans le système de réglage, la commande du moteur ainsi que le module de régulation forment une seule unité, directement montée sur le doseur. Pour un test d'une durée de 30 minutes avec un débit de 2 kg/h (environ 6 billes/s), nous avons trouvé un

Fig. 2.4 – Photo du doseur pondéral BSP choisi pour injecter les billes de 4 mm.

écart type de 21,3%, pour un débit de 4 kg/h (environ 12 billes/s), un écart type de 11,2% et pour un débit de 10 kg/h (environ 30 billes/s), l'écart type est de 3,9%.
Ce système d'injection nous a donc permis de conduire nos expériences sur un plage de débit importante (de 6 à 37 billes/s) avec une très bonne précision dans le débit d'injection (d'autant plus que le débit est grand).
Pendant chaque expérience, les billes sont collectées à la sortie du canal dans un tamis. Le débit solide est mesuré en comptant les billes collectées dans le tamis pendant un certain temps (30 ou 60 s). Cette procédure permet de vérifier que le système est bien en équilibre. Les billes sont ensuite séchées avant d'être remises dans le réservoir.

2.5 La caméra

Les particules et l'écoulement d'eau sont filmés à l'aide d'une caméra vidéo Pulnix (progressive scan TM-6705AN). La caméra est placée sur un trépied, fixée sur le mur du laboratoire. Elle se situe à 115 cm du canal, à environ 80 cm à l'amont de la sortie du canal. Elle est inclinée au même angle que le canal. L'éclairage a été placé derrière le canal. Un dispositif "backlight" (fourni par Phlox, France) composé de LED blanches fortement lumineuses a été utilisé pour obtenir un éclairage stable et uniforme indispensable pour la détection des billes transparentes de 4 mm.
Avant chaque expérience, on vérifie que la caméra est perpendiculaire aux plaques de verre. Dans ce but, on place un cube sur la paroi du canal au centre de l'image afin de vérifier que chaque surface latérale puisse être vue (voir Fig. 2.5). Puis, on insère une longue barre en plastique dans le canal (voir Fig. 2.6). Elle est soutenue par les plus hautes bosses de la base du canal et nous permet de vérifier que la caméra est inclinée avec le même angle que le canal. Une mire attachée à la barre en plastique permet de calculer le facteur d'échelle des images, 1 pixel correspond à 0.385 mm dans la direction x et y (s = 0.385 mm/pixel). Puisque la distance entre le canal et la caméra ne change pas, le facteur d'échelle reste constant pour toutes les expériences.
La caméra a trois modes différents d'acquisition. Nous avons choisi le mode partial scan de 192 lignes puisqu'il permet un nombre d'images par seconde suffisant pour nos expériences et une résolution en y qui permet de saisir à la fois la base du canal et la surface libre pour les conditions d'écoulements que nous étudions. Nous avons vérifié le nombre d'image par seconde en fil-

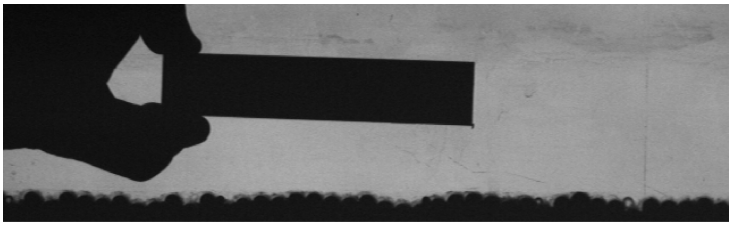


Fig. 2.5 – Vérification que la caméra est perpendiculaire aux parois du canal.

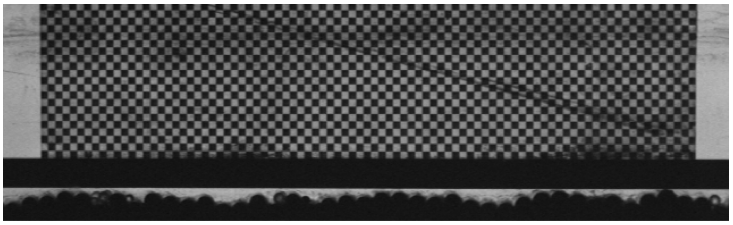


Fig. 2.6 – Vérification que la caméra est inclinée au même angle que le canal. Calcul du facteur d'échelle s , 1 carré $\approx$ 5 x 5 mm^2.

mant un chronomètre($f_i = 131.2$ fps). Nous avons filmé une fenêtre d'environ 25 cm de longueur et 8 cm de hauteur. Le temps d'exposition est de 0.2 ms. La résolution de la caméra est de 640 x 192 pixels.
Une fois l'équilibre atteint (voir §2.6), nous avons acquis des séquences d'images d'environ une minute chacune. Les images sont transférées par une carte Matrox Meteor II initialement conservé dans une RAM d'ordinateur. Chaque séquence est limitée à 8000 images. Les images sont sauvegardées sur un disque dur dans le format tif, chaque séquence occupe environ 1 GB d'espace disque. La figure 2.7 montre une petite partie d'une séquence d'images typique.

2.6 Procédures expérimentales

L'eau s'écoule sur un lit mobile constitué soit de billes de taille uniforme soit de mélanges bidisperses de billes ce qui permet des échanges entre la phase solide en mouvement et le lit (érosion et dépôt).
Un lit est dit mobile quand il est constitué de billes qui peuvent être entraînées par l'écoulement. Les lits mobiles sont obtenus en construisant un réseau désordonné de particules au fond du canal. Le désordre initié par le fond du canal est essentiel pour les billes uniformes car cela évite le glissement de

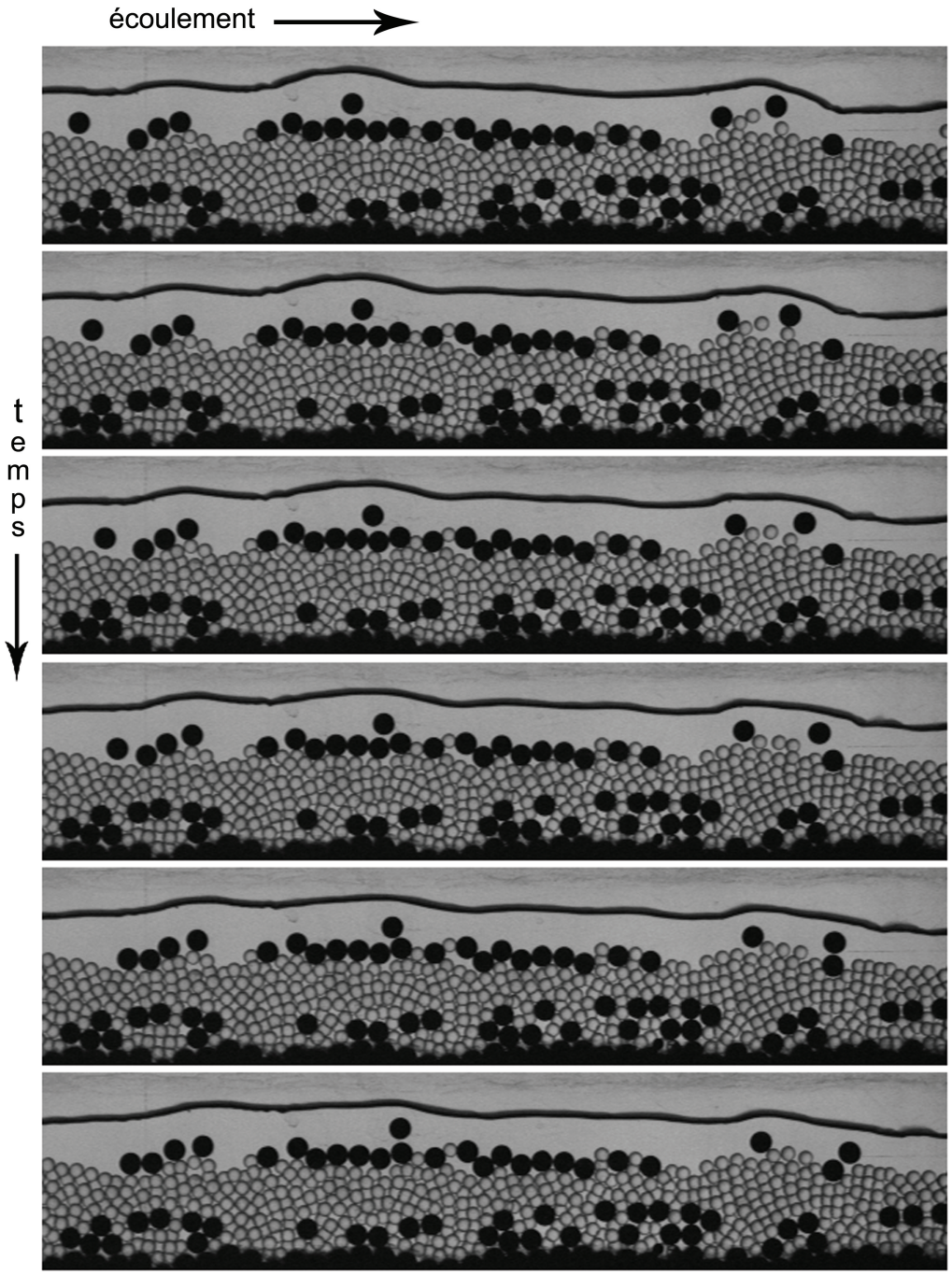


Fig. 2.7 – Images de transport par charriage d'un mélange bimodal de particules. Dimensions de l'image : 25 cm x 5 cm (résolution : 640 x 140 pixels) ; temps d'exposition : 0.2 ms ; fréquence : 131.2 Hz, inclinaison du canal : $\tan\theta = 12.5\%$. Pour les conditions expérimentales, voir Tab. 5.2, expérience M7-9_26.

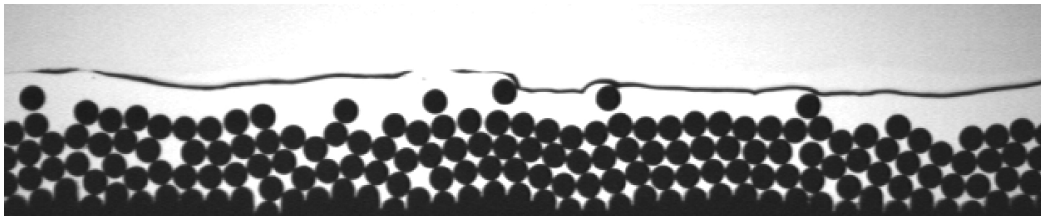


Fig. 2.8 – Image correspondant à un cas unimodal avec des billes de 6 mm. Dimensions de l'image : 25 cm x 5 cm (résolution : 640 x 130 pixels) ; temps d'exposition : 0.2 ms ; fréquence : 131.2 Hz, inclinaison du canal : $\tan\theta = 12.5\%$. Pour les conditions expérimentales, voir Tab. 4.2, expérience N12-16.

couches entières de particules sur la surface supérieure du lit, ce qui induirait des conditions d'érosion artificielle. Maintenir un désorde dans un réseau de particules sphériques monodisperses pose des difficultés avec des contraintes importantes impliquant principalement la façon de créer un désorde dans le réseau et la hauteur du lit.
La sélection d'une base de canal a une influence sur l'arrangement géométrique à courte portée des particules constituant le lit lorsque le lit est constitué d'un faible nombre de couches. Pour des lits épais de billes uniformes, un réseau régulier, cristallin est observé sur la partie supérieure du lit. En effet, il est bien connu que la portée du désordre induit par un défaut/imperfection dans un réseau cristallin de particules sphériques monodisperses est de quelques diamètres de particules. Nous n'avons pas dépassé un lit constitué de 9/10 diamètres de particules ce qui constitue un bon compromis entre influence réduite de la base et faibles effets cristallins.
Avant de filmer l'écoulement, le débit solide et liquide doit être ajusté dans une procédure préliminaire. La procédure que nous avons utilisée pour atteindre l'équilibre avec un mélange bidisperse de particules (voir Fig 2.7) est similaire à celle reportée dans Böhm *et al.* (2006) pour les expériences avec des billes uniformes (voir Fig 2.8). Tout d'abord, un lit de particules est construit le long de la base du canal, qui reste stationnaire en moyenne. Dans ce but, un équilibre entre le débit liquide, le débit solide et la pente du canal est recherché. D'un point de vue pratique, il est plus facile de trouver l'équilibre en ajustant le débit d'eau en fonction des autres variables : $q_l = q_l(\dot{n}_0, \tan\theta)$. Une condition auxiliaire d'équilibre est l'uniformité du lit, i.e une élévation du lit constante le long du canal. L'équilibre de transport

signifie qu'il n'y a plus de dégradation ni d'aggradation du lit sur un intervalle de temps suffisamment long. Cette équilibre est atteint en utilisant la procédure suivante :

- **Débit d'eau :** Le débit d'eau q_l est fixé à une valeur constante en ajustant la valve.
- **Débit solide :** Un obstacle (de 15 mm à 40 mm de hauteur) est placé à la sortie du canal. Le débit solide $\dot{n}_0$ à l'entrée du canal (ou le débit d'injection) est fixé à une valeur constante. Une première approximation $\hat{q}_s$ pour le débit solide à l'équilibre est obtenue à l'aide d'une équation de transport empirique [Rickenmann (1991)]. Dans nos cas (sédiment uniforme et mélanges bimodaux), cette équation peut être simplifiée sous la forme :

$$\hat{q}_s = 6.27(q_l - q_{cr}) \tan^2 \theta \tag{2.1}$$

  où $q_{cr} = 0.128\sqrt{gd^3} \tan^{-1.12} \theta$ est le débit liquide critique correspondant au début de mouvement des particules (avec g l'accélération de la gravité). Le canal est initialement vide avec seulement le fond en acier. Le lit est construit progressivement en injectant les billes des deux réservoirs. Les premières billes fournies par les systèmes d'alimentation sont arrêtées par l'obstacle à la sortie du canal et commencent à former le lit. Lorque la ligne du lit atteint le niveau de l'obstacle, les billes commencent à quitter le canal. Après environ 10 minutes, le système arrive à l'équilibre de charriage.
- **Uniformité du lit :** Afin que la ligne du lit soit parallèle à la base du canal, nous ajustons le débit d'eau. L'élévation du lit et le niveau d'eau peuvent être contrôlés en utilisant des échelles. Elles ont été attachées à l'arrière du canal à plusieurs positions x pour garantir que l'écoulement (dans une moyenne temporelle) est indépendante de x, i.e. que l'élévation de l'eau et du lit sont les mêmes. Les aberrations sont tolérées près de l'entrée du canal (influence de l'eau et de l'alimentation en particules) et près de la sortie (l'eau développant un jet libre). La sortie du canal est faiblement perturbée puisque l'écoulement est supercritique.

Après plusieurs itérations, nous parvenons à une configuration de lit d'une hauteur quasi constante le long du canal avec une pente du lit correspondant à l'inclinaison de la base du canal. Pour s'assurer que l'équilibre du système est atteint, nous comparons par la suite le débit sortant du canal avec le débit d'injection des particules. Des conditions d'équilibre moyen sont maintenues

sur de longues périodes, typiquement plus de 30 minutes.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit notre dispositif expérimental permettant d'étudier la dynamique du charriage à l'échelle des particules. Nous avons utilisé un canal incliné alimenté en particules et en eau de façon précise. Ce dispositif a pour but d'idéaliser le transport sédimentaire dans les rivières à forte pente avec un lit de graviers.
En comparaison avec un canal de laboratoire utilisé habituellement pour les études de transport par charriage [NGA94], notre installation expérimentale diffère par plusieurs caratéristiques. Le canal est relativement court mais le principal inconvénient est sa faible largeur par rapport aux diamètres des particules. En guise de particules, nous avons utilisé des billes sphériques bidisperses qui modélisent les particules sédimentaires trouvées dans les rivières d'un point de vue fortement idéalisé. Cependant, ces limitations sont nécessaires car elles nous permettent de saisir l'intégralité du mouvement d'un jeu de particules. Nous portons une attention spéciale à travailler dans des conditions d'équilibre et nous contrôlons les conditions limites rigoureusement.

Chapitre 3

Traitement d'image et des données

Introduction

Dans une thèse précédente [Böhm (2005)], l'analyse des images d'un lit mobile de billes de 6 mm a été effectuée en utilisant des algorithmes qui combinent des opérations de traitement d'image du logiciel Wima développé par le laboratoire Hubert Curien (Université de Saint Etienne). Un algorithme spécifique de PTV (Particle Tracking Velocimetry) a été développé. Chaque bille a été détectée et suivie permettant ainsi d'obtenir toutes les trajectoires des particules. L'état de mouvement d'une particule (arrêt, roulement, saltation) a également été défini. Dans notre étude, nous analysons des mélanges bidisperses de billes de 4 et 6 mm. En se basant sur la procédure précédente pour des billes de 6 mm uniquement [Böhm *et al.* (2006)], des algorithmes de traitement d'image spécifiques ont été développés dans le but de détecter et de suivre chaque bille du mélange, sa trajectoire et son état de mouvement. Pour notre nouvelle étude, nous avons également défini la configuration de voisinage de chaque bille.
La nouvelle procédure d'analyse d'image développée pour nos mélanges bidisperses est détaillée dans notre article "Image processing for the study of bedload transport of two-size spherical particles in a supercritical flow" [Hergault *et al.* (2010)] que nous reproduisons dans les pages suivantes (pages 59 à 71). Les traitements d'image sont entièrement décrit en section 3 "Image processing", la section 2 "Experimental facilities and procedures" correspond

au chapitre 2 de ce mémoire et la section 4 "Results" contient des résultats expérimentaux préliminaires qui sont repris et détaillés dans les chapitres suivants.

Dans cet article, nous avons détaillé une nouvelle procédure de traitement d'image pour les mélanges à deux tailles de particules en se basant sur une méthode adaptée aux particules à une taille. En combinant différents algorithmes, il est possible de déterminer la taille, la position, la trajectoire, l'état de mouvement et la configuration de voisinage de chaque bille d'une séquence temporelle d'images d'un mélange de particules à deux tailles. Deux défis majeurs ont été relevés lors de la construction de la chaîne de traitement pour les mélanges bidisperses : la détection de deux types de billes et l'analyse de leur état de mouvement en fonction des configurations de voisinages. Cette procédure est donc maintenant opérationnelle pour le transport par charriage des mélanges à deux tailles (billes de diamètres 4 et 6 mm).
Les autres conclusions mises en avant dans cet article concernant l'étude comparative d'un mélange à deux tailles avec un cas unimodal et la migration des petites particules à travers un lit de grandes particules ont été exposées avec plus de précisions dans les chapitres suivants.

Exp Fluids
DOI 10.1007/s00348-010-0856-6

RESEARCH ARTICLE

Image processing for the study of bedload transport of two-size spherical particles in a supercritical flow

Virginie Hergault · Philippe Frey · François Métivier · Cécile Barat · Christophe Ducottet · Tobias Böhm · Christophe Ancey

Received: 2 December 2008 / Revised: 3 February 2010 / Accepted: 24 February 2010
© Springer-Verlag 2010

Abstract Bedload sediment transport of two-size coarse spherical particle mixtures in a turbulent supercritical flow was analyzed with image and particle tracking velocimetry algorithms in a two-dimensional flume. The image processing procedure is entirely presented. Experimental results, including the size, the position, the trajectory, the state of movement (rest, rolling, and saltation), and the neighborhood configuration of each bead, were compared with a previous one-size experiment. Analysis of the solid discharge along the vertical displayed only one peak of rolling in the two-size bed, whereas three peaks of rolling appeared in the one-size case due to a larger collective motion. The same contrast is evidenced in spatio-temporal diagrams where the two-size mixtures are characterized by the predominance of saltation and a smaller number of transitions between rest and rolling. The segregation of fine particles in a bed formed by larger particles was analyzed taking into account the neighborhood configurations.

V. Hergault · P. Frey (✉) · T. Böhm
Cemagref, Unité de recherche Erosion torrentielle Neige et Avalanches, Domaine Universitaire-BP 76, 38402 St-Martin-d'Hères, France
e-mail: philippe.frey@cemagref.fr

F. Métivier
Laboratoire de dynamique des fluides géologiques IPGP/ParisVII UMR CNRS 7579, Institut de Physique du Globe de Paris, Paris, France

C. Barat · C. Ducottet
Université de Lyon, CNRS, UMR5516, Laboratoire Hubert Curien, Université de Saint-Etienne, Jean Monnet, 42000 Saint-Etienne, France

C. Ancey
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1015 Ecublens, Lausanne, Switzerland

1 Introduction

Sediment transport in rivers is of major importance to flood alleviation, water resource management, and environmental sustainability. In mountains, steep slopes drive intense bedload transport of a wide range of grain sizes. Bedload is the coarser transported material, remaining in contact with the bed by rolling, sliding or by saltating. Bedload transport destabilizes river channels, increases flooding problems, causing loss of property and public infrastructure, and can have adverse effects on water quality and aquatic habitat. Yet, despite a century of modern research (DuBoys 1879; Gilbert 1914), our understanding of bedload transport remains low, impairing our ability to make reliable predictions of sediment flux, even with a good knowledge of free surface water flows.

Sediment flow rates measured in natural streams are usually lower by one or two order of magnitude from the experimental flume-based bedload transport equations (Wilcock 2001; Bathurst 2007). For a better understanding of the physical mechanisms governing bedload transport, some researchers have considered bedload transport not as a continuous phase but at the scale of the particles composing the solid phase (Bridge and Dominic 1984; Wiberg and Smith 1985; Schmeeckle and Nelson 2003). As discussed recently (Frey and Church 2009), progress could be accomplished by better considering grain–grain interactions. One of the well-known reasons of the discrepancy between theory and measurements in bedload research is the problem of grain size sorting or segregation (Parker and Klingeman 1982). This phenomenon results in patterns that can be seen ubiquitously in nature such as armoring or downstream fining (see Powell 1998 for a review).

Our contribution to these issues is an experimental study of the motion of coarse spherical glass beads entrained by a

Published online: 20 March 2010

turbulent and supercritical water flow down a steep channel with a mobile bed. Using a two-dimensional channel slightly larger than the beads, we recorded from the side all bead displacements with a high-speed camera. Initially, the trajectory of a single saltating or rolling bead was analyzed (Ancey et al. 2002, 2003). The channel was then supplied continuously with beads, and measurements were taken at transport equilibrium over the mobile bed (Böhm et al. 2004; Böhm 2005). All particle trajectories were calculated by image processing (Böhm et al. 2006) allowing analysis of the fluctuations of sediment rates as well as the state of movement (rolling or saltation). These exhaustive measurements permitted a thorough statistical description of uniform sediment transport based on stochastic Markov-type processes (Ancey et al. 2006, 2008).

To advance in the understanding of grain size sorting processes, we set up new experiments using two-size mixtures. Spherical glass beads with a diameter of 4 mm together with the previously used 6-mm beads were input in the same two-dimensional channel. Building on a previous procedure for the 6-mm beads only (Böhm et al. 2006), specific image processing algorithms were developed in order to detect and track each bead, its trajectory, its state of movement, and its neighborhood configuration.

In the study of sediment transport, the use of image analysis has been steadily expanding in recent years, although not so rapidly as in general fluid mechanics, where particle image velocimetry (PIV) is now a well-established technique (see Adrian 2005 for a review). Progress has been made in suspended sediment turbulence-related issues and more recently in bedload research. Image analysis has been used in laboratories, more rarely in the field (Drake et al. 1988), to measure for instance concentrations or number of particles (Radice et al. 2006), grain size distributions and mass flux (Frey et al. 1993, 2003; Graham et al. 2005; Zimmermann et al. 2008), and particle velocities or trajectories. Tracking a single detected particle is relatively easy, and a number of authors have used image analysis to measure the trajectory of a particle in saltation (Hu and Hui 1996; Niño et al. 1994, Lee et al. 2000; Ancey et al. 2002) or in the rolling regime (Ancey et al. 2003). Tracking sediment flux is obviously more difficult. It first necessitates the segmentation of all particles and requires specific algorithms. Some steps of these algorithms are related to particle tracking velocimetry techniques (PTV).

Particle tracking velocimetry algorithms were in particular developed to track fluid tracers in flow regions where standard PIV algorithms based on cross-correlations were not well adapted because of large velocity gradients. They were also applied to track suspended sediments. Sechet and Le Guennec (1999) investigated the role of near wall turbulent structures. Their algorithm made use of a pursuit window not resolving ambiguous associations. Nezu and Azuma (2004) used PTV to characterize particle-laden-free surface flows. Their algorithm was based on the pattern matching of particle clusters between two consecutive images using invisible elastic springs, a technique described in Okamoto et al. (1995). Tracking of coarse material is rarer. Capart et al. (1997) investigated the water–sediment interaction in a dam-break release. They used a more sophisticated segmentation method and tracked the motion of 6 mm plastic beads using a predictor–corrector algorithm. Capart et al. (2002) used a pattern-based matching method using the Voronoï diagram for studying granular flows, and Spinewine et al. (2003) extended this method to stereoscopic measurements. Observing from above, Pilotti et al. (1997) analyzed dark grain incipient motion on a light smooth bed. Papanicolaou et al. (1999) using the khoros system tracked green glass beads over a layer of fixed transparent ones. In both cases, the number of particles was low, and the contrast with the bed sufficiently high to allow segmentation with simple thresholding procedures. Note that in these cases, only the motion of segmented particles could be tracked but not the entire bed. Tracking natural material without contrast and marking is very difficult. Drake et al. (1988) performed field tests with natural sediments, extracting information from the images by hand. Radice et al. (2006) evaluated sediment fluxes from above. The concentration was measured by segmenting subtracted images, a technique already used by Keshavarzy and Ball (1999). Tracking individual particles was not possible, but regional particle velocities could be assessed by PIV.

In previous studies with uniform 6-mm beads, we used a two-dimensional channel only slightly wider (6.5 mm) to be able to track all beads. For studying two-size mixtures, after numerous unsuccessful attempts, we added transparent 4-mm beads whose motion remained approximately two-dimensional and stayed in the focal plane of the camera. No background beads could be entirely concealed by foreground beads, so that all 4-mm beads could be detected and tracked.

The objective of this paper is to report the image analysis procedure developed for tracking our two-size mixtures and to present the results of the first experimental investigations analyzed with this procedure. We first present the experimental facilities and the image grabbing system in Sect. 2. In Sect. 3, we detail the image processing algorithms before presenting results in Sect. 4.

2 Experimental facilities and procedures

Experiments were carried out in a tilted, narrow, glass-sided channel, 2 m in length, already used in previous

studies (Bigillon 2001; Ancey et al. 2002; Böhm et al. 2004). Figure 1 shows a sketch of the experimental facility. The channel width W was adjusted to 6.5 mm. The particle diameters were 4 and 6 mm. Even with the 4-mm beads, the particle motion remained approximately two-dimensional. The channel slope tan θ was set to 12.5% for the three experiments presented in this paper. To prevent crystallographic arrangements, the steel channel base consisted of half-cylinders of equal size (radius of 3 mm), randomly arranged on different levels, from 0 to 5.5 mm, by increments of 0.5 mm. These levels were generated using a sequence of uniformly distributed random numbers.

Black spherical glass beads with a nominal diameter of 6 mm (provided by Sigmund Lindner GmbH, Germany) and transparent spherical glass beads of diameter 4 mm (provided by Cimap, France) both with a density ρ_p of 2,500 kg/m^3 were used. The black beads were input from a reservoir into the channel using a wheel driven by a direct current motor and equipped with 20 hollows on the circumference. The transparent beads were input with a vibrating device allowing the beads to fall on a ramp leading to the channel inlet. The water supply at the channel entrance was controlled by an electromagnetic flow meter (provided by Krohne, France).

Two experiments with a two-size mixture are presented together with a 6-mm one-size case for comparison. Parameters relative to the three experiments are summarized in Table 1. For the one-size 6-mm bead experiment N12-16 (Böhm 2006; Fig. 2), the input rate $\dot{n}_6$ was 15.1 beads per second, with an uncertainty of less than 5%. The case M12-8-18 is a mixture of 64% by weight of 6-mm beads and 36% of 4-mm beads. The input rates were $\dot{n}_6 = 8.1$ beads/s for the 6-mm beads and $\dot{n}_4 = 18.0$ beads/s for the 4-mm beads. For the 4-mm beads, an uncertainty of 15% on the solid rate was measured. In the experiment M12-14-1, 4-mm beads represented only 1% of the mixture. The input rates were $\dot{n}_6 = 13.5$ beads/s and $\dot{n}_4 = 0.5$ beads/s. The total volumic solid discharge per unit width was calculated according to $q_s = \pi/6W\,(6^3\,\dot{n}_6 + 4^3\,\dot{n}_4) \times 10^{-9}$. These three experiments at the same slope of 12.5% were selected for comparison, because they had approximately the same total volumic solid discharge ($q_s = 0.23$–0.26×10^{-3} m^2/s).

Table 1 Flow and bedload characteristics and time-averaged values of dimensionless numbers. N12-16 is the one-size case, M12-8-18 and M12-14-1 the two-size mixture cases

Experiment	N12-16	M12-8-18	M12-14-1
tan θ (%)	12.5	12.5	12.5
$\dot{n}_6$ (beads/s)	15.1	8.1	13.5
$\dot{n}_4$ (beads/s)		18.0	0.5
q_s (10^{-3} m^2/s)	0.26	0.23	0.24
q_w (10^{-3} m^2/s)	3.85	7.66	3.65
C_s (%)	7.0	3.0	6.5
h (mm)	8.2	15.2	8.6
u_f (m/s)	0.47	0.50	0.42
Re	4360	5398	4004
Fr	1.66	1.30	1.45
h/d	1.4	3.0	1.4
$2h/W$	2.5	4.7	2.6

The hydraulic conditions can be specified using classic dimensionless numbers (Table 1). The flow Reynolds number is defined as $\mathrm{Re} = 4R_h u_f/\nu$, where $R_h = Wh/(2h + W)$ denotes hydraulic radius, h the averaged flow depth, $u_f = q_w/h$ the averaged fluid velocity, q_w the water

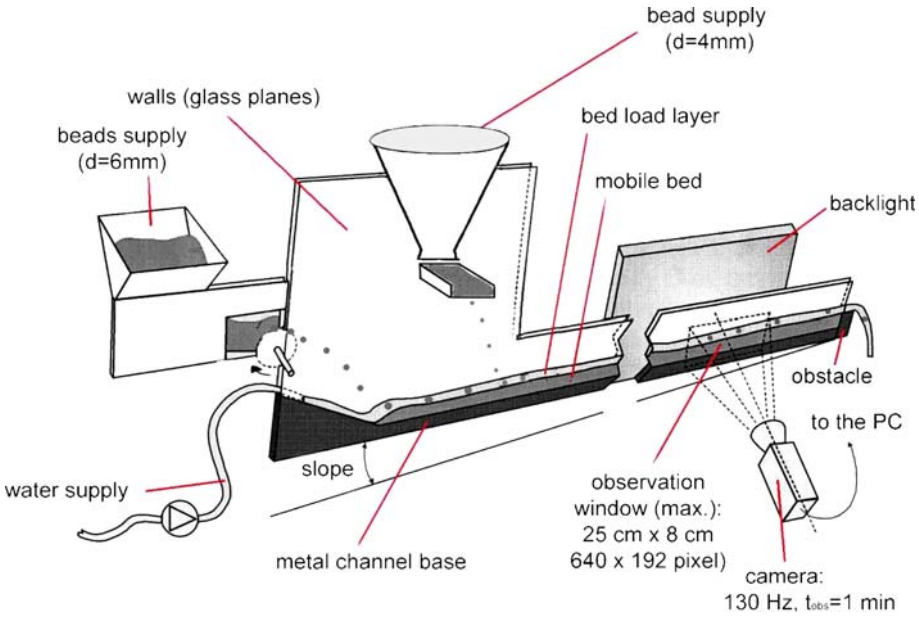


Fig. 1 Sketch of the experimental arrangement (modified from Böhm et al. 2004)

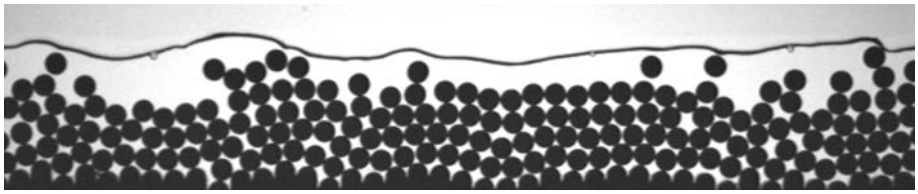


Fig. 2 Image corresponding to the one-size case N12-16 with 6-mm beads

discharge per unit width, and v the kinematic viscosity of water. The Froude number $\mathrm{Fr} = u_f/\sqrt{gh}$ (where g denotes gravity acceleration) was always greater than 1 (supercritical flow). The solid transport concentration is defined as the ratio of the solid and the water discharge $C_s = q_s/q_w$. The instantaneous water depth was defined as the difference between the water and the bed elevation. The water free surface elevation was obtained by image analysis (see Sect. 3.3). The bed elevation profile is the broken line linking the top points of the uppermost resting or rolling beads (see Sects. 3.2, 3.3). Rolling particles were included because they had a very low velocity compared to the mean water velocity. The instantaneous water depth was averaged spatially (within one image) and temporally over the sequence to obtain the average water depth. A conservative uncertainty estimate of the water depth is 1 pixel (0.387 mm) which implies for the uniform run (N12-16) a relative value of 5%. The mean velocity was calculated from the flow discharge which was very constant (0.5%). However, independent measurements were taken with a dye method (Recking et al. 2008a) similar to the salt dilution method and proved consistent with calculated values (Dufresne 2005).

The mean dimensionless number values differ substantially from the values usually found in the hydraulics literature. The reason is twofold: first we used a narrow channel, which led to studying low Reynolds number regimes, whereas in most experiments on bed load transport, one takes care to avoid such regimes; this is the price to pay to have access to the details of particle movements. However, despite the unusual features of our experimental device, the mean velocity profile and the main features of the turbulence were not too far from those typically observed in larger flumes (Frey and Reboud 2001; Ancey et al. 2002, 2003). Therefore, we think that the small size of the experimental setup is not a handicap. Second, we studied supercritical flows because of the steep slopes investigated. However, in a supercritical regime, flow depth was low (on the order of the particle size), meaning that particle motion could be affected by the water free surface.

All experiments were filmed using a Pulnix partial scan motion camera (progressive scan TM-6705AN). The camera was placed perpendicular to the glass panes at a distance of 115 cm from the channel, approximately 80 cm upstream from the channel outlet. It was inclined at the same angle as the channel. Lights were positioned in the backside of the channel. A new high bright white LED back-light device (provided by Phlox, France) was used to ensure a uniform and stable lighting especially for the detection of the 4-mm transparent beads. An area of approximately 25 cm in length and 8 cm in height was filmed and later reduced to accelerate image processing. The camera resolution was 640 × 192 pixels for a frame rate of 131.2 frames per second (exposure time: 0.2 ms, 256 gray levels). Each sequence was limited to 8,000 images due to limited computer memory. This corresponded to an observation duration of approximately 1 min. Each experiment was repeated at least twice in order to trace possible experimental problems and to gain an idea of data scattering.

The procedure used to reach equilibrium with the two-size mixture M12-8-18 was very similar to the one reported in (Böhm et al. 2006) for uniform bead experiments. First of all, a particle bed was built along the channel base, which remained stationary on average. To that end, an equilibrium between the water discharge, solid discharge, bed elevation, and channel slope was sought. By transport equilibrium, we mean that there was no more bed degradation nor aggradation over a sufficiently long time interval. This equilibrium was reached by using the following procedure:

- The water discharge was set to a constant value.
- An obstacle was set at the channel outlet to enable bed formation and prevent full bed erosion. The solid discharges at the channel entrance were set to constant values. The channel was initially empty with only the steel bottom. The bed was built progressively by injecting the beads from the two reservoirs. The first beads supplied by the feeding system were stopped by the obstacle at the channel outlet and started to form a bed. The bed line rose to the level of the obstacle, and beads began to leave the channel. After approximately 10 min, the system arrived at bed load equilibrium.
- In order to make the bed line parallel with the channel base, the water discharge was then adjusted. After several iterations, we arrived at the configuration with the bed line slope matching the channel base inclination. Average equilibrium conditions were sustained over long time periods, as long as 30 min.

Input of the two-size mixture M12-8-18 resulted in a bed mainly formed by the 4-mm beads (Fig. 3), contrasting with the one-size case (Fig. 2), although the 6-mm bead

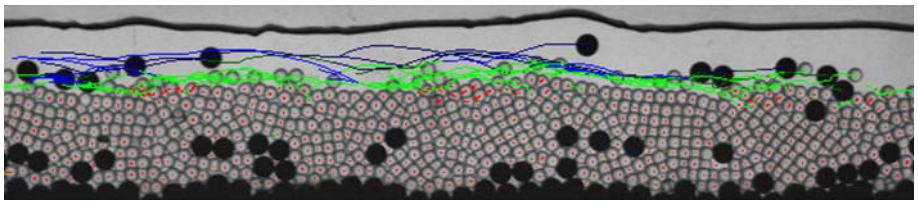


Fig. 3 Thirtieth image of the two-size mixture M12-8-18 with superimposed trajectories corresponding to the first 30 images (*dark* and *light blue trajectories* represent saltation for, respectively, 6- and 4-mm beads, *dark* and *light green trajectories* represent rolling for, respectively, 6- and 4-mm *beads*, and *red trajectories* represent *beads* at rest)

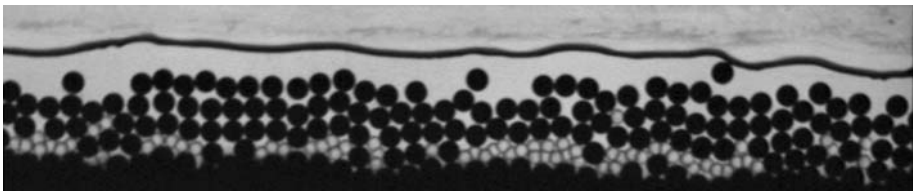


Fig. 4 Image corresponding to the two-size mixture M12-14-1

solid discharge represented 64% by weight of the total. In order to better understand the movement of 4-mm beads in the bed initially composed of 6-mm beads, we set up a specific experiment (M12-14-1). Once bed equilibrium was reached with the 6-mm beads (experiment N12-16), we input the 4-mm beads one by one (the input rate was actually 0.5 bead per second), approximately 70 cm upstream of the field of view. We observed qualitatively by eye the progressive sinking of some 4-mm beads. A 1-min image sequence was acquired after 20 min (Fig. 4).

3 Image processing

The experimental system described above recorded high-speed numerical image sequences. The aim of image processing was to determine, from the 8,000 image sequence, all trajectories and states of movement of each bead. For the present study, we used the image processing platform Wima (Ducottet 1994) developed by the Hubert Curien laboratory (University of Saint Etienne, France). Written in C++ under Windows and Linux, Wima is composed of a graphical user interface and an image processing library. It provides fundamental operations of preprocessing, segmentation, measurement on 2D, 3D images, or image sequences, as well as more specific operations such as PIV or tracking tools.

Processing the new temporal image sequences containing the two different types of beads raised several problems compared to the unimodal case. We extended the previously proposed algorithm (Böhm et al. 2006) to include the detection of the transparent beads and the analysis of the neighborhood of the beads. We first recall the initial algorithm, and second we detail the extended version adapted to two-size mixtures.

3.1 Initial algorithm

The initial algorithm (Böhm et al. 2006) was adapted to process the uniform spherical black beads. It was composed of three main steps:

1. Particle detection and localization, consisting in detecting all the beads in each image and determining the position of their centers;
2. Reconstruction of particle trajectories, consisting in tracking the beads along the sequence to obtain a set of trajectories;
3. Determination of the state of movement, consisting in analyzing, for each position in trajectories, if the bead is rolling, saltating, or resting.

The first step can be considered as a pattern-matching problem in a gray scale image (Gonzalez and Woods 2008; Barat et al. 2003). The detection used a correlation method with a ring-shape model of the bead (Fig. 5b). The correlation coefficient image contained peaks at each matching point between the model and a bead (Fig. 5c). Local maxima of the different peaks gave the location of the searched beads (Fig. 5d).

In the second step, the problem of tracking particles along a temporal sequence was addressed. It is known as the point tracking problem in the literature. Usually, points can be either small object centroids or interest points in larger rigid or unrigid objects. Depending on the application and on the assumptions made on point displacement, more or less complex approaches have been proposed (Sethi and Jain 1987; Hwang 1989; Salari and Sethi 1990). A particular application known as PTV is to determine the velocity field of a fluid carrying small particles (Nishino et al. 1989; Economikos et al. 1990; Fayolle et al. 1996; Udrea et al. 2000). In our study, we focused on the

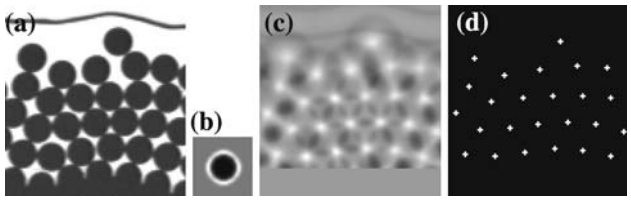


Fig. 5 **a** Initial image with *black beads*, **b** the image model, **c** correlation result, **d** positions of *black bead* centers

individual particle motions. Particle velocities differed from those of the surrounding fluid, since our particles were coarse and had a higher density than water.

Taking as input particle position data, our algorithm constructs the whole set of trajectories. It uses the principle of prediction to select candidates for an association and the minimal distance criteria to choose the best one. The best associations were obtained by a greedy approach similar to the method proposed by Rangarajan and Shah (1991). An estimate for the particle position in the second image was obtained by adding the displacement vector of the preceding calculation step to each particle position in the first image. Although the use of spherical particles of the same size made detection easier, the calculation of the trajectories was more difficult, since we were unable to distinguish particles based on their shape. Moreover, the trajectories consistency criteria classically used in PTV were not valid due to beads collisions. Thanks to the high frame rate of the camera, the displacement of a particle between two images was generally (but not always) smaller than a particle diameter. This was essential not only to reach a high resolution of the trajectories, but primarily to achieve a good accuracy with the tracking algorithm.

In the third step, the state of movement was determined according to the following criteria:

- Resting beads were those whose velocity u_p (averaged over five consecutive frames) was lower than a threshold velocity u_t.
- Rolling beads remained in close contact with the bed. Their velocity verified $u_p > u_t$ and their distance d_n to the nearest neighbor verified the condition $d_n/d < \varepsilon$. ε was fixed to 1.07, and the reference distance d was the diameter of the beads.
- Saltating beads made small hops above others and had no close neighbors except near collisions; the beads not at rest and not rolling were considered in saltation.

3.2 Extended algorithm

In the new experimental setup, images contained two different types of beads, the previous 6-mm opaque black beads mixed with transparent 4-mm ones. The previous algorithm had to be extended to take into account the second type of beads. The two first steps could be addressed independently for each type of bead. On the contrary, the third step had to be modified because the state of movement of a bead depends on whether neighbors are of the same diameter or not. In addition, a fourth step was developed to determine the state of movement of neighboring bead configurations located along the four diagonals. The proposed new algorithm can be broken down as follows:

1. Detection and localization of the two types of beads independently;
2. Reconstruction of trajectories of black and transparent beads independently;
3. Determination of the state of movement with the bead mixture;
4. Analysis of the neighborhood of the beads.

The first step was the most difficult one. The black beads could be detected with the same procedure as the initial algorithm, but the transparent ones required a particular processing since they did not appear as a uniform disk. A transparent bead appeared indeed as a faint dark ring whose shape depended on the transversal position of the bead in the channel and on its other neighboring beads. We used a morphological operator *hconvex* (or *h-domes)* (Vincent 1993; Soille 1999) to detect the local regional maxima produced at the center of beads. To limit false detections, we combined the *hconvex* operator with additional pre and postprocessing. The entire processing of transparent beads is presented in Sect. 3.3.

The second step was simply achieved using the initial reconstruction algorithm applied independently on black and transparent beads positions. We finally obtained two tables with the trajectories of, respectively, all black and transparent beads. Depending on the solid discharge adjusted at the channel entrance, the black table contained about 400–2,000 trajectories and the transparent table about 8,000–10,000. Figure 3 gives an example of an image with superimposed trajectories.

In the third step, the state of movement was determined using the initial criteria adapted to the case of the two types of beads. Therefore, the distance d_n of rolling beads to the nearest neighbor verified the modified condition $d_n/d^* < \varepsilon$ where the reference distance d^* was fixed to the minimum distance according to the diameters of the bead and its nearest neighbor. It can take three different values depending on the relative diameters of the couple of these beads: black–black ($d^* = 6$ mm), black–transparent ($d^* = 5$ mm) and transparent–transparent ($d^* = 4$ mm).

Finally, in the fourth step, the neighborhood configuration was determined by analyzing the type of the four neighbors of a bead located in each of the four quadrants defined in Fig. 6a. A candidate bead for a specific quadrant

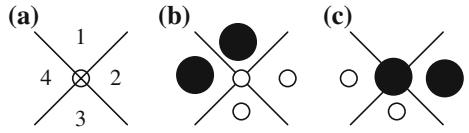


Fig. 6 Neighborhood configurations

was considered to be a neighbor of the bead under analysis if it was the nearest neighbor in this quadrant and if its distance d_n from the bead verified $d_n/d^* < \eta$. The constant η is fixed to 1.14 to provide a tolerance on the distance. If no bead verified these conditions, no neighbors were selected, and the quadrant remained void. Figure 6 presents a possible neighborhood configuration for transparent (b) and black (c) beads.

3.3 Detection of transparent beads

The detection principle of transparent beads relied on the morphological operator *hconvex* (or *h-domes)* (Vincent 1993; Soille 1999). This operator can detect local maxima whose height is higher or equal to h. For a given gray scale image f, and a given height h, it is defined as:

$$\mathrm{Hconvex}_h(f) = f - R_f^{\delta}(f-h)$$

The operator $R_f^{\delta}(f-h)$ represents the reconstruction by dilation of the image f from the marker image $f-h$. It is obtained as the geodesic dilation of $f-h$ with respect to f iterated until stability. Figure 7 illustrates the operator Hconvex applied on a one-dimensional digital signal. The result (Fig. 7c) shows non null values that form peaks at the location of maxima. The peaks of height h represent maxima of the same height. Then, a threshold of this image at level h (Fig. 7d) gives the location of maxima of height at least h.

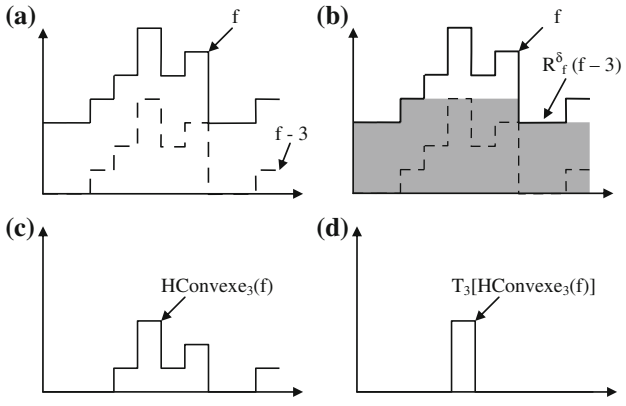


Fig. 7 Hconvex operator illustrated on a 1D profile for $h = 3$. **a** The 1D profile f and its translated $f-3$, **b** the reconstruction by dilation $R_f^{\delta}(f-3)$, **c** Hconvex $_3(f) = f - R_f^{\delta}(f-3)$, **d** thresholding of Hconvex $_3(f)$ at threshold 3

The entire detection procedure of transparent beads consisted of four steps illustrated in Fig. 8:

1. removing the previously detected black beads by replacing them using a morphological closure of the image (Fig. 8b);
2. applying the *hconvex* operator (Fig. 8c);
3. detecting transparent beads after thresholding the *hconvex* image (Fig. 8d);
4. postprocessing to remove maxima located in the background of the image (Fig. 8e).

In the first step, we began with building a mask to detect the black beads with an appropriate thresholding of the initial image. We also computed the morphological closure of the initial image to reconstruct the background at the location of black beads. The two obtained images are combined to replace, in the original image (Fig. 8a), the black beads with the reconstructed background (Fig. 8b). In the second step, the *hconvex* operator was applied after a smoothing of the resulting image of step 1 with a gaussian filter of standard deviation of 1 pixel. Given a reference height h, the *hconvex* operator detected all the local maxima of height greater than or equal to h. The value of h had to be adjusted to select relevant local maxima. In the third step, we selected relevant regional maxima by thresholding the *hconvex* image at the value h. The fourth step is a postprocessing step combining selection operations to remove false detections located above the water free surface and outside the region containing transparent beads.

To detect the water line, a top hat operator was first applied to the original image (Fig. 9a), the resulting image was thresholded, and finally a thinning was applied (Fig. 9b). The top hat was calculated by taking the difference between the image and the morphological closure of this image (Serra 1982). To detect the region containing transparent beads, we applied a Sobel gradient operator to the image without the black beads (Fig. 9c), we thresholded the result, and we applied a closing to fill holes and an opening to remove small regions (Fig. 9d).

4 Results

Results presented in this section serve two purposes: the first, perhaps the most important in this paper is to illustrate the capabilities of our image processing procedure. The second is to provide insights into bedload transport at the particle scale. The first Sect. (4.1) is devoted to global variables, namely water depth and transport concentration. In the following Sects. 4.2 and 4.3, the contrasted one-size N12-16 and two-size M12-8-18 experiments are compared making full use of image analysis results. The next section

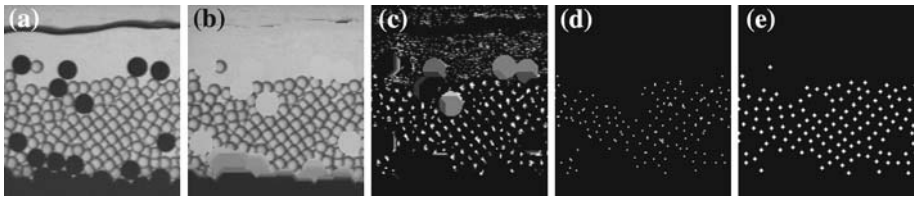


Fig. 8 Main steps of the transparent bead detection algorithm **a** initial image, **b** replacement of *black beads* with background, **c** *hconvex* operator result, **d** thresholding of image (**c**), **e** final result after deleting spurious maxima

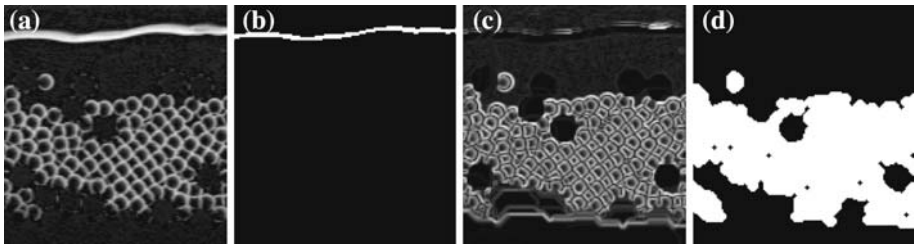


Fig. 9 Detection of both the *water line* and the *transparent beads* region. In Fig. 8e, all the maxima located *above* the *water line* and *outside* the *transparent beads* region were removed. **a** Result of the *top* hat applied to the original image (Fig. 8a), **b** the *water line* obtained after thresholding and thinning, **c** result of the Sobel gradient applied to the image without the *black beads* (Fig. 8b) **d** the *transparent beads* region obtained after closing and opening

analyses segregation occurring in run M12-14-1 (very low input flux of small beads). The last section provides a neighborhood analysis for both two-size runs.

4.1 Water depth and transport concentration

Contrary to the 6-mm bead unimodal case in which motion was perfectly two-dimensional (Fig. 2), 4-mm beads in the 6.5-mm channel exhibited a tendency to blockage because of the ratio 4 mm compared to 6.5 mm. When equilibrium was reached (experiment M12-8-18), the bed was mainly formed by less mobile 4-mm beads (Fig. 3). As a result, flow resistance was greater with 4-mm beads generating a higher water depth. For approximately the same solid discharge ($q_s = 0.23–0.26 \times 10^{-3}$ m^2/s), it was necessary to input a water discharge twice as great as in the unimodal case N12-16, meaning that the concentration C_s was divided by a factor 2 (Table 1). Of course, a higher water depth also meant more dissipation on the transparent walls of the flume. However, the use of an Einstein type side wall correction (Frey et al. 2006) still resulted in bed resistance coefficients higher with this two-size mixture than with 6-mm beads. In our case, the structure of the two-size mixture had a stronger effect than the lower *h*/*d* ratio (Recking et al. 2008b).

For the case M12-14-1, the solid and water discharges were approximately the same as the case N12-16. The concentration C_s was slightly lower, and the water depth slightly higher than the experiment N12-16. In this experiment (M12-14-1), the mixture was still principally composed by 6-mm beads in the uppermost layers with only a few 4-mm beads at the bottom (Fig. 4). Therefore, the 4-mm beads had a very weak influence on the water flow and the bed load.

4.2 Solid discharge vertical profiles

The distributions of q_s along the vertical together with the contributions of saltation and rolling to the total solid discharge are plotted for the one-size N12-16 experiment (Fig. 10a) and the M12-8-18 two-size experiment (Fig. 10b), respectively. It is to be noted that the contribution of resting beads was not equal to zero because of vibration resulting in low movement not considered as rolling. Therefore, the total solid discharge may be higher than the added contributions of rolling and saltation.

Figure 10a shows three peaks at intervals of approximately one particle diameter corresponding to three peaks of rolling. There is only one peak for saltation approximately equal to the uppermost rolling peak at the same location ($y = 32$ mm), adding together to form the uppermost total peak. This profile thus clearly indicates that the particle bed had a layered structure and the two uppermost bed layers ($y = 20$ and 26 mm) were prone to rolling.

On Fig. 10b, the same distributions are broken down according to the size fraction. There is also only one peak of saltation for the two types of particles. By contrast to the unimodal case, there is only one rolling peak at a slightly lower position than the saltation peak. It indicates that the motion of rolling particles was only possible on the layer near to the bed surface. Indeed, the 4-mm beads formed an imbricated bed preventing large movement of the bed layers.

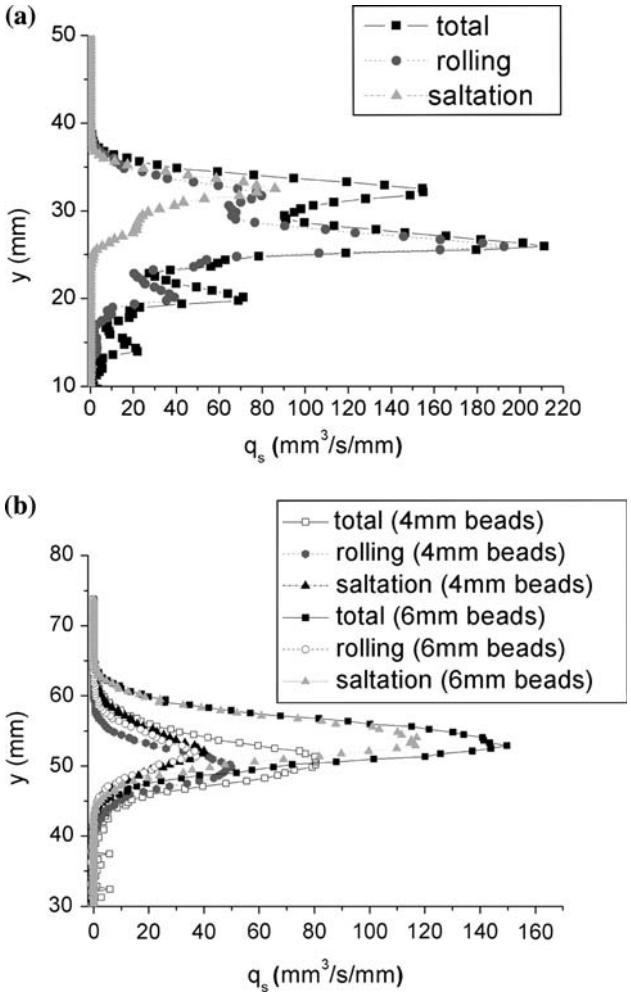


Fig. 10 Solid discharge vertical profiles (total solid discharge and elementary contributions) for **a** the one-size N12-16 case, **b** the two-size mixture M12-8-18

4.3 Bead propagation

In order to study the spatio-temporal bead propagation, we plotted the particle movement in the (x, t)-plane for the unimodal case N12-16 (Fig. 11) and for the two-size mixture M12-8-18 (Fig. 12a, b). x is the streamwise abscissa and t the time. Only beads in saltation (black lines) and rolling (gray lines) are presented, beads at rest have been omitted for the sake of clarity. Beads entered the observation window on the left and departed on the right. The time propagation is downwards. Since the x-component of the velocity of a bead is the ratio between the x-displacement and the elapsed time, it is equivalent to the inverse of the slope of the trace. Since beads moved faster in the saltating regime than in the rolling regime, the slope of the trace corresponding to saltating beads is lower than for rolling. Only 4 s out of the entire 60-s sequence are represented. The events presented here were nevertheless typical of the entire experiments.

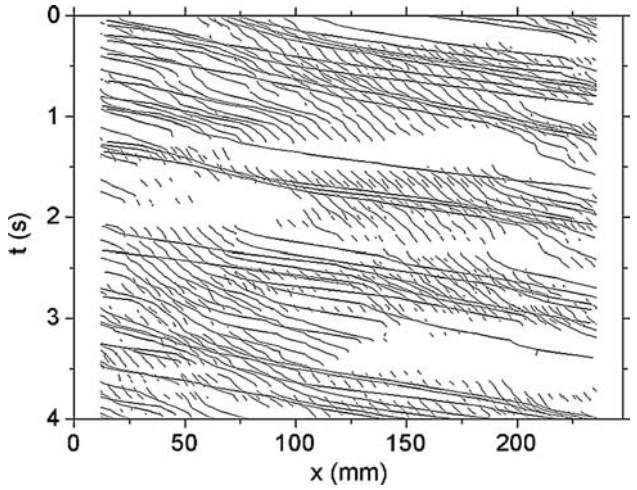


Fig. 11 Bead propagation in the plane (x, t) for the one-size N12-16 case. *Black lines* represent beads in saltation and *gray lines* rolling beads

The unimodal case (Fig. 11) is mainly characterized by the collective motion of rolling beads as evidenced by a series of gray streaks. This phenomenon was modeled by Ancey et al. (2008).

In the two-size case, the beads were more frequently in the saltating regime than in the unimodal case. Especially, the larger beads of the two-size mixture were essentially in saltation with only a little part of their trajectory in the rolling regime. The beads typically travelled distances as long as the window length. Indeed, Fig. 12a shows that transitions from rolling to saltation (or from saltation to rolling) were rare and there were no beads switching between rest and rolling. The same phenomenon was predominant for the 4-mm beads even if the transitions from rolling to saltation were more frequent, and there were a few beads switching between rest and rolling (see Fig. 12b at $x \sim 50$ mm, $t \sim 0.6$ s). However, the phenomenon of collective rolling motion was not obvious with the two-size mixture and appeared specific to the unimodal case.

The low proportion of transitions in the two-size mixture is certainly due to fewer exchanges between the bead layers. As already described in Sect. 4.2, only the uppermost bed layer had the capacity to move because of the imbricated bed formed by the 4-mm beads. By contrast, in the unimodal case, the rather loose bed packing formed by 6-mm beads allowed the motion of rolling particles in several bed layers.

4.4 Segregation of smaller beads

Since input of a solid flux composed of about one-third of small beads resulted in a bed mainly formed by the same small beads, the purpose of the run M12-14-1 was to analyze the movement of 4-mm beads. To that end, a very low solid flux of 4-mm beads was input into the flow

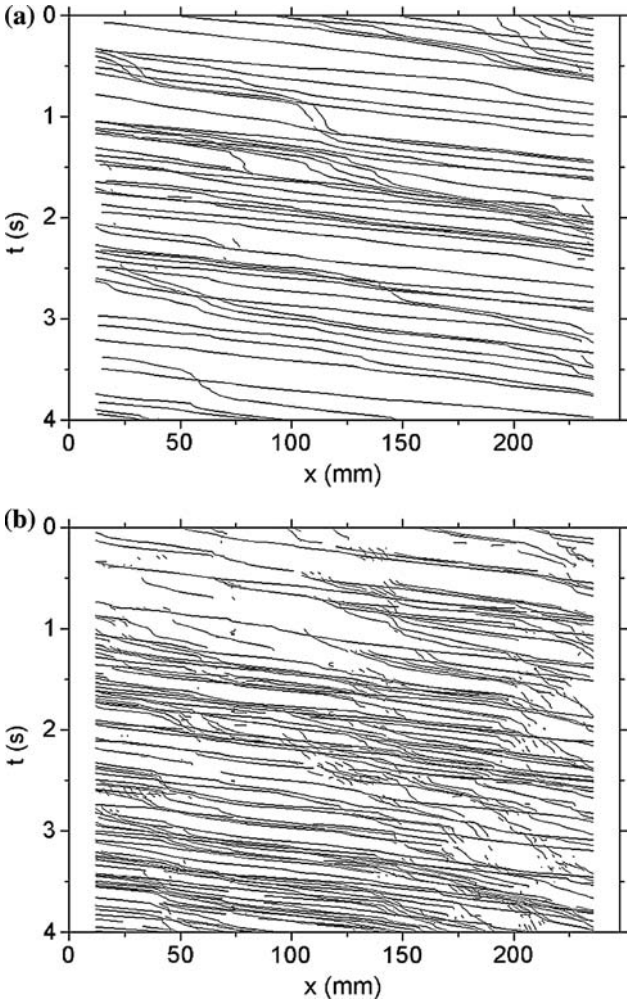


Fig. 12 Bead propagation in the plane (x, t) for the two-size mixture M12-8-18, **a** 6-mm beads, **b** 4-mm beads. *Black lines* represent beads in saltation and *gray lines* rolling beads

initially formed only of larger moving beads (N12-16). This very low flux (1% of the total flux) first enabled us to quietly visualize the segregation process and second permitted to virtually keep the same water flux. Progressively, a number of 4-mm beads sank through the moving larger beads until reaching the steel bottom and forming a quasi-continuous layer of transparent beads, 20 min after small bead input (Fig. 4). This segregation process may be similar to the "kinetic sieving" process described in dry granular flows (Savage and Lun 1988; Thomas 2000; Hill and Zhang 2008). It is, however, only a hypothesis at this stage. This segregation process is very rapid in dry granular experiments performed with rotating drum or heap experiments. By contrast, although in our experiments it only took a few seconds for a saltating particle to travel from input to the downstream end of our field of view, 20 min were required to reach the state of Fig. 4 which means that the timescale of segregation, presumably a kinetic sieving process, is larger by 2–3 orders of magnitude than saltation.

4.5 Transition between rolling and rest

In this part, we investigate the transitions between rolling and rest. These transitions are the most important phenomena in bed load transport because they correspond to erosion and deposition on the bed. In Tables 2 and 3, we represent the three most favorable neighborhood configurations responsible for the transitions "rolling to rest" (C10) and "rest to rolling" (C01) for both the M12-8-18 and the M12-14-1 experiments. We give also the rate of beads in each neighborhood configuration compared to the total number of configuration for the considered transition (C01 or C10). Note that the configurations are represented by a cross. In each quadrant, the presence or the absence of a bead defines the neighborhood of the studied bead. The large black disks symbolize the 6-mm beads and the small white disks the 4-mm beads. It must also be specified that in the observation window, the water flowed from left to right.

Table 2 (M12-8-18 case) indicates that, for 4-mm beads, the configuration with large beads downstream was favorable to rest. Regarding the liftoff, except the first configuration maybe due to false detections, 6-mm beads in the neighborhood were also favorable to rolling of 4-mm beads. In fact, the large beads were essentially on the upper

Table 2 Representation of the three most favorable configurations of neighborhood responsible for the transition rest to rolling (C01) and the transition rolling to rest (C10) with their percentage rate (M12-8-18 experiment)

		C10			C01		
4mm beads	percents	8%	7%	7%	10%	9%	8%
	conf.						
6mm beads	percents	22%	11%	10%	12%	11%	10%
	conf.						

Table 3 Representation of the three most favorable configurations of neighborhood responsible for the transition rest to rolling (C01) and the transition rolling to rest (C10) with their percentage rate (M12-14-1 experiment)

		C10			C01		
4mm beads	percents	10%	10%	9%	14%	14%	13%
	conf.						
6mm beads	percents	24%	23%	14%	25%	24%	15%
	conf.						

layer above a bed mainly formed by a 4-mm bed. Four-millimeter rolling beads were only possible on the layer near the free surface and were thus frequently in interaction with the 6-mm beads.

For the 6-mm beads (M12-8-18 case), the configuration with a bead downstream and below led principally to rest and the configuration with a bead upstream and below led principally to rolling, which is coherent with the direction of the flow. More specifically, the transition rest to rolling was mainly caused by 4-mm beads. Indeed, when a 6-mm bead came to rest, which was very rare, fine particles accumulated behind them promoting its liftoff.

In the M12-14-1 experiment (with a very small rate of 4-mm beads), the 4-mm beads migrated downward and began to form a layer at the bottom. Nevertheless, the bed was still predominantly formed by 6-mm beads (see Fig. 4). Table 3 indicates that for the 4-mm beads, the three main neighborhood configurations leading to the transitions C01 and C10 were the same, that is, four beads in the neighborhood. Indeed, most of 4-mm beads that arrived in the observation window stopped, restarted again, but finally migrated in the bed down to the bottom. Only a few of them travelled distances as long as the window length. They were switching from rolling to rest and from rest to rolling in the uppermost bed layers. That is why, presumably, the favorable neighborhood configurations for these transitions were the cases with four beads in the neighborhood.

For the 6-mm beads of the M12-14-1 case, the most favorable neighborhood configurations for the transitions C10 and C01 were also the same, that is, three or four large beads in the neighborhood. All 6-mm beads were prone to rolling. They formed a layered structure allowing the movement of beads in all bed layers contrary to the imbricated bed of 4-mm beads preventing movement of bed layers. Furthermore, collective motion was very important for 6-mm beads, which could explain these neighborhood configurations.

5 Conclusions and perspectives

Building on a previous method adapted to one-size particles, we have detailed a new image processing procedure combining different algorithms and solutions into a single original method handling experiments with two-size mixtures. Given a temporal sequence of images, it is possible to determine the size, the position, the trajectory, the state of movement, and the neighborhood configuration of each bead. Building a processing chain to process two-size mixtures is not trivial, and two major challenges have been addressed: the detection of the two types of beads and the analysis of their state of movement depending on the neighboring configurations.

This procedure was successfully applied to bed load transport of two-size mixtures (4- and 6-mm diameter beads). We first compared a two-size mixture (case M12-8-18 with an input flow composed of about one-third by weight of smaller particles) with previous results obtained with uniform 6-mm beads in the same flume. When equilibrium was reached, the bed was mainly formed by 4-mm beads because of downward migration of the fine particles.

The distributions of the solid discharge along the vertical, together with the contributions of saltation and rolling, showed very different patterns between the unimodal case and the two-size mixture. In the unimodal case, three peaks of rolling could be distinguished at intervals of about one particle diameter, indicating a rather loose bed packing allowing the movement of beads in the uppermost bed layers. By contrast to the unimodal case (N12-16), there was only one rolling peak in the two-size case, indicating that the 4-mm beads formed an imbricated bed preventing movement of the bed layers.

Based on spatio-temporal analysis, we showed that both 6- and 4-mm beads were essentially in saltation with few beads switching between the saltation and the rolling regimes. Only the fine particles had a few trajectories mainly in the rolling regime with transitions from rest to rolling. By contrast, in the one-size case, the collective motion of rolling particles was predominant, and the transitions from rest to rolling and vice versa were very frequent. The layered structure of 6-mm beads and the imbricated bed of 4-mm beads described previously explain these observations.

In an attempt to understand the downward migration of the smaller particles, a very low 4-mm bead flux was added to the 6-mm flux, and input to a bed initially only composed of moving 6-mm beads. We evidenced a segregation process similar to the kinetic sieving process largely described in granular flows, but implying longer timescales.

Finally, analysis of the transitions between rest and rolling taking into account the bead neighborhood was performed for both two-size experiments. For the M12-8-18 experiment, the 4-mm beads were principally stopped by 6-mm downstream beads, whereas 6-mm beads began to roll because of fine particles accumulating upstream. Regarding the 4-mm beads in the experiment M12-14-1, the transitions were principally caused by a neighborhood of four beads. Indeed, most of the 4-mm beads migrated inside the bed and moved in the loose bed of 6-mm beads.

The segregation process evidenced in our experiments opens up numerous perspectives. Of course, other experiments will be necessary to study all stages of the transition between uniform-sized and two-sized experiments, taking advantage of the image processing procedure, especially the study of small bead trajectories.

It can be objected that our specific very narrow experimental channel limits the generality of our results. We note, however, that in recent experiments made with bimodal mixtures of natural gravel material in a wide channel, the same segregation phenomenon was observed (Recking et al. 2009) whereby the small particles were sinking through the moving coarser particles. Segregation is an ubiquitous phenomenon in granular flow whether driven by gravity only or by a shearing fluid. Altogether, it appears that a good basis exists in the physics of granular flows to improve our understanding of bedload transport either experimentally or theoretically. Furthermore, we think that the analysis of the neighborhoods responsible for the transitions, only possible thanks to this very complete image processing procedure, will prove to be a powerful tool to analyze further experiments and to give results easily comparable to discrete models based on cellular automata or molecular dynamics.

Acknowledgments This study was supported by *Cemagref* and funding was provided by *Institut National des Sciences de l'Univers* and *Agence Nationale de la Recherche* through grants ANR-05-ECCO-015 and ANR GESTRANS.

References

Adrian RJ (2005) Twenty years of particle image velocimetry. Exp Fluids 39:159–169

Ancey C, Bigillon F, Frey P, Lanier J, Ducret R (2002) Saltating motion of a bead in a rapid water stream. Phys Rev E 66:036306

Ancey C, Bigillon F, Frey P, Ducret R (2003) Rolling motion of a bead in a rapid water stream. Phys Rev E 67:011303

Ancey C, Böhm T, Jodeau M, Frey P (2006) Statistical description of sediment transport experiments. Phys Rev E 74:011302 (Part 1)

Ancey C, Davison AC, Böhm T, Jodeau M, Frey P (2008) Entrainment and motion of coarse particles in a shallow water stream down a steep slope. J Fluid Mech 595:83–114

Barat C, Ducottet C, Jourlin M (2003) Pattern matching using morphological probing. In: IEEE international conference on image processing. Barcelona, pp 369–372

Bathurst JC (2007) Effect of coarse surface layer on bed-load transport. J Hydraul Eng-ASCE 133:1192–1205

Bigillon F (2001) Etude du mouvement bidimensionnel d'une particule dans un courant d'eau sur forte pente, PhD Dissertation Université Joseph Fourier, Grenoble, p 217

Böhm T (2005) Motion and interaction of a set of particles in a supercritical flow, PhD dissertation, Université Joseph Fourier, Grenoble I, p 172

Böhm T, Ancey C, Frey P, Reboud JL, Ducottet C (2004) Fluctuations of the solid discharge of gravity-driven particle flows in a turbulent stream. Phys Rev E 69:061307

Böhm T, Frey P, Ducottet C, Ancey C, Jodeau M, Reboud J-L (2006) Two-dimensional motion of a set of particles in a free surface flow with image processing. Exp Fluids 41:1–11

Bridge JS, Dominic DF (1984) Bed load grain velocities and sediment transport rates. Water Resour Res 20:476–490

Capart H, Liu HH, VanCrombrugghe X, Young DL (1997) Digital imaging characterization of the kinematics of water-sediment interaction. Water Air Soil Pollut 99:173–177

Capart H, Young DL, Zech Y (2002) Voronoï imaging methods for the measurement of granular flows. Exp Fluids 32:121–135

Drake TG, Shreve RL, Dietrich WE, Whiting PJ, Leopold LB (1988) Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. J Fluid Mech 192:193–217

DuBoys M (1879) Le Rhône et les rivières à lit affouillable. Annales Ponts et Chaussées Serie 5 XVIII:141–195

Ducottet C (1994) Application of wavelet transforms to the processing of tomographic and holographic images of fluid flow, PhD Dissertation, University of Saint Etienne, France

Dufresne M (2005) Etude expérimentale du transport de particules solides par charriage à forte pente, unpublished Master's thesis, ULP/ENGEES (in French), 91

Economikos L, Shoemaker C, Russ K, Brodkey RS, Jones D (1990) Toward full-field measurements of instantaneous visualizations of coherent structures in turbulent shear flows. Exp Thermal Fluid Sci 3:74–86

Fayolle J, Ducottet C, Fournel T, Schon JP (1996) Motion characterization of unrigid objects by detecting and tracking feature points. In: IEEE 1996 international conference on image processing. Lausanne, pp 803–806

Frey P, Church M (2009) How river beds move. Science 325:1509–1510

Frey P, Reboud JL (2001) Experimental study of narrow free-surface turbulent flows on steep slopes. In: Ninokata H, Wada A, Tanaka N (eds) Advances in flow modeling and turbulence measurements. World Scientific Publishing Co., Singapore, pp 396–403

Frey P, Morel R, Champagne JY, Gay B (1993) Hydrodynamics fields and solid particle transport in a settling-tank. J Hydraul Res 31:763–776

Frey P, Ducottet C, Jay J (2003) Fluctuations of bed load solid discharge and grain size distribution on steep slopes with image analysis. Exp Fluids 35:589–597

Frey P, Dufresne M, Böhm T, Jodeau M, Ancey C (2006) Experimental study of bed-load on steep slopes. River flow 2006, Lisbonne, Portugal, 6–8 Sept, Balkema, pp 887–893

Gilbert GK (1914) The transportation of débris by running water. Professional paper 86, U.S. Geological Survey, Washington, DC

Gonzalez RC, Woods RE (2008) Digital image processing, 3rd edn. Prentice-Hall, Englewood Cliffs

Graham DJ, Reid I, Rice SP (2005) Automated sizing of coarse-grained sediments: Image-processing procedures. Math Geol 37:1–28

Hill KM, Zhang J (2008) Kinematics of densely flowing granular mixtures. Phys Rev E 77:061303

Hu CH, Hui YJ (1996) Bed-load transport.1. Mechanical characteristics. J Hydraul Eng-ASCE 122:245–254

Hwang VSS (1989) Tracking feature points in time-varying images using an opportunistic selection approach. Pattern Recogn 22:247–256

Keshavarzy A, Ball JE (1999) An application of image processing in the study of sediment motion. J Hydraul Res 37:559–576

Lee HY, Chen YH, You JY, Lin YT (2000) Investigations of continuous bed load saltating process. J Hydraul Eng ASCE 126:691–700

Nezu L, Azuma R (2004) Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open channel flows. J Hydraul Eng ASCE 130:988–1001

Niño Y, Garcia M, Ayala L (1994) Gravel saltation 1. Experiments. Water Resour Res 30:1907–1914

Nishino K, Kasagi N, Hirata M (1989) Three-dimensional particle tracking velocimetry based on automated digital image processing. Trans ASME J Fluid Eng 111:384–391

Okamoto K, Hassan YA, Schmidl WD (1995) New tracking algorithm for particle image velocimetry. Exp Fluids 19:342–347

Papanicolaou AN, Diplas P, Balakrishnan M, Dancey CL (1999) Computer vision technique for tracking bed load movement. J Comput Civil Eng 13:71–79

Parker G, Klingeman PC (1982) On why gravel bed streams are paved. Water Resour Res 18:1409–1423

Pilotti M, Menduni G, Castelli E (1997) Monitoring the inception of sediment transport by image processing techniques. Exp Fluids 23:202–208

Powell DM (1998) Patterns and processes of sediment sorting in gravel-bed rivers. Prog Phys Geogr 22:1–32

Radice A, Malavasi S, Ballio F (2006) Solid transport measurements through image processing. Exp Fluids 41:721–734

Rangarajan K, Shah M (1991) Establishing motion correspondence. Comput Vis Graph Image Process Image Underst 54:56–73

Recking A, Frey P, Paquier A, Belleudy P, Champagne J-Y (2008a) Bed-load transport flume experiments on steep slopes. J. Hydraul Eng-ASCE 134:1302–1310

Recking A, Frey P, Paquier A, Belleudy P, Champagne J-Y (2008b) Feedback between bed load transport and flow resistance in gravel and cobble bed rivers. Water Resour Res 44:W05412

Recking A, Frey P, Paquier A, Belleudy P (2009) An experimental investigation of mechanisms involved in bed load sheet production and migration. J Geophys Res Earth Surf 114:F03010

Salari V, Sethi IK (1990) Feature point correspondence in the presence of occlusion. IEEE Trans Pattern Anal Mach Intell 12:87–91

Savage SB, Lun CKK (1988) Particle-Size Segregation in Inclined Chute Flow of Dry Cohesionless Granular Solids. J Fluid Mech 189:311–335

Schmeeckle MW, Nelson JM (2003) Direct numerical simulation of bedload transport using a local, dynamic boundary condition. Sedimentology 50:279–301

Sechet P, Le Guennec B (1999) The role of near wall turbulent structures on sediment transport. Water Res 33:3646–3656

Serra J (1982) Image Analysis and Mathematical Morphology. Vol. 1. Academic Press, New York

Sethi IK, Jain R (1987) Finding trajectories of feature points in a monocular image sequence. IEEE Trans Pattern Anal Mach Intell (PAMI) 9:56–73

Soille P (1999) Morphological image analysis: principles and applications. Springer, Berlin

Spinewine B, Capart H, Larcher M, Zech Y (2003) Three-dimensional Voronoï imaging methods for the measurement of near-wall particulate flows. Exp Fluids 34:227–241

Thomas N (2000) Reverse and intermediate segregation of large beads in dry granular media. Phys Rev E 62:961–974

Udrea D, Bryanston-Cross P, Querzoli G, Moroni M (2000) Fluid mechanics and its application: chapter particle tracking velocimetry techniques. Kluwer, Dordrecht, pp 279–304

Vincent L (1993) Morphological grayscale reconstruction in image analysis: Applications and efficient algorithms. EEE Trans Image Process 2:176–201

Wiberg PL, Smith JD (1985) A theoretical model for saltating grains in water. J Geophys Res C 90:7341–7354

Wilcock PR (2001) Toward a practical method for estimating sediment-transport rates in gravel-bed rivers. Earth Surf Process Land 26:1395–1408

Zimmermann AE, Church M, Hassan MA (2008) Video-based gravel transport measurements with a flume mounted light table. Earth Surf Process Land 33:2285–2296

Chapitre 4

Etude comparative des cas unimodaux

4.1 Introduction

Les mélanges bidisperses étudiés au chapitre suivant sont constitués de billes de 4 mm et 6 mm. Il est donc naturel d'étudier d'abord le cas des billes de 4 mm uniquement. En outre, l'utilisation des billes de 4 mm (dictée par des considérations d'analyse d'image) dans un canal de largeur 6.5 mm résulte en une configuration qui n'est plus 2D mais bien plus imbriquée. L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier cette configuration particulière et de comparer les résultats à ceux obtenus avec les billes de 6 mm dans une thèse précédente [Böhm (2005)]. Pour cette étude, l'utilisation d'algorithmes de traitement d'image et de données (présentés dans le chapitre 3) permet d'accéder à toutes les trajectoires des particules.

Dans cette thèse, nous sommes en mesure d'étudier le mouvement de chaque particule y compris les particules du lit. Dans la partie 1.5, nous avons vu que le charriage a, jusqu'à récemment, été peu considéré sous l'angle des interactions granulaires. Cependant, il existe une bonne base en physique granulaire pour améliorer notre compréhension du charriage sous des conditions de charriage relativement intense. En effet, les profils de vitesse et de concentration présentent une similitude frappante entre les écoulements granulaires et les écoulements de charriage intense. Par contre, les écoulements de charriage plus modéré, caractéristiques de nos expériences, n'ont quasiment pas été étudiés à l'échelle de la particule. Une grande partie de ce chapitre

est consacrée à l'analyse des profils de vitesse, de densité en nombre et de concentration. Nous comparerons les résultats expérimentaux aux résultats théoriques obtenus en écoulement granulaire sec.

Après avoir présenté les conditions des différentes expériences, nous introduirons les nombres sans dimension puis nous étudierons les variables de l'écoulement et les caractéristiques du transport en tenant compte des modes de transport des particules (roulement, saltation). Par la suite, nous analyserons les profils verticaux et la propagation spatio-temporelle des particules. Afin d'interpréter les larges fluctuations du débit solide et du nombre de particules en mouvement, nous comparerons certaines données statistiques mises en évidence par Ancey *et al.* (2006) pour les expériences avec des particules de 6 mm avec nos nouvelles données obtenues avec des particules de 4 mm puis nous testerons le modèle d'érosion-dépôt proposé par Charru (2006) pour des écoulements turbulents avec nos expériences monodisperses.

4.2 Conditions expérimentales

Les expériences présentées dans cette thèse ont toutes été conduites sous des conditions d'équilibre de charriage. Pour chaque débit d'injection choisi $\dot{n}_0$, nous avons cherché le débit liquide à l'équilibre pour une pente donnée (voir §2.6). Dans le cadre d'une thèse précédente [Böhm (2005)], des expériences avaient été menées avec des billes de 6 mm pour des débits d'injection allant de 5.3 billes/s à 21.5 billes/s et des pentes variant de 7.5% à 15%. Les principales caractéristiques des expériences sont rappelées dans les tableaux 4.1 et 4.2. Pour ces expériences, la largeur du canal (6.5 mm) est légèrement supérieure au diamètre. Dans le but d'analyser l'influence de la taille des particules sur les phénomènes de transport, nous avons introduit des particules de tailles différentes dans le canal. Nous avons choisi des particules de 4 mm de diamètre pour que la différence de taille soit significative mais que deux particules ne puissent pas se mettre dans la largeur du canal (Fig. 4.1). De cette façon, après traitement d'image, nous avons accès à toutes les trajectoires des particules. Les expériences avec les billes transparentes ont été effectuées avec des débits d'injection qui varient de 6.6 à 39.8 billes/s par incrémentation de 6.6 à une pente de $\tan\theta = 12.5\%$ avec un obstacle de 26 mm à la sortie du canal. Deux expériences seulement ont été menées à une pente de $\tan\theta = 10\%$ car le débit liquide requis pour atteindre l'équilibre de charriage est beaucoup plus important à une pente de 10% qu'à une pente

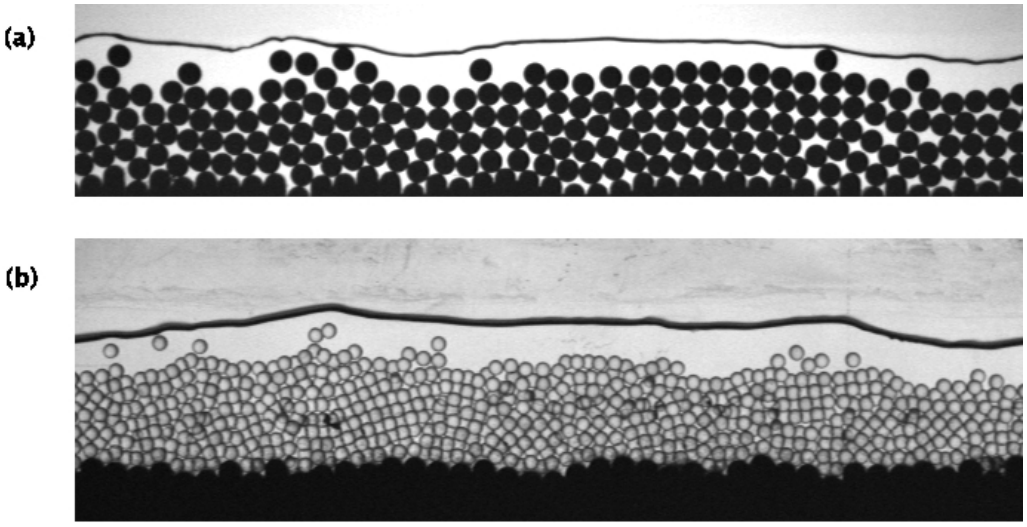


Fig. 4.1 – Images du transport des particules pour les expériences (a) N12-16 et (b) T12-20. Les dimensions des images : 25 cm x 5 cm (résolution : 640 x 130 pixels) pour (a) et 25 cm x 7 cm (résolution : 640 x 192 pixels) pour (b) , temps d'exposition : 0.2 ms ; nombre d'images par seconde : $f_i = 131.2Hz$, pente du canal : $tan\theta = 12.5\%$. Pour les conditions expérimentales, voir Tableaux 4.2 et 4.3.

de 12.5%. A cause de la faible largeur de notre canal expérimental, à partir d'un certain débit liquide, l'effet de paroi prédomine et une augmentation de débit liquide n'a plus d'influence sur le transport de particules (car la vitesse fluide n'augmente plus). Par ailleurs, l'obtention de l'équilibre requiert plus de débit liquide pour les expériences avec les particules transparentes que les particules noires, nous sommes donc plus limités dans la gamme des pentes et des débits d'injection.
En effet, pour les expériences T12-33 et N12-9 pour un débit solide proche, le débit liquide est de $q_l = 2.97 \times 10^{-3} m^2/s$ pour N12-9 contre $q_l = 6.91 \times 10^{-3} m^2/s$ pour T12-33 : le débit liquide pour obtenir l'équilibre de charriage a plus que doublé de l'expérience avec les billes de 6 mm à l'expérience avec les billes de 4 mm. L'effet est inversé par rapport à celui classiquement obtenu car normalement quand la taille des particules diminue le débit liquide diminue à un débit solide constant. Effectivement, nous passons d'un cas 2D (billes de 6 mm) à un cas partiellement 3D (billes de 4 mm), les billes plus imbriquées sont donc à priori moins mobiles.

4.3 Nombres sans dimension

Les sept expériences conduites avec les billes transparentes de diamètre 4 mm sont présentées dans le tableau 4.3. Afin de les comparer avec les particules de diamètre 6 mm, les expériences menées précédemment avec des billes noires [Böhm (2005)] sont également exposées dans les tableaux 4.1 et 4.2. Ces trois tableaux reportent les variables imposées ($\tan\theta$, $\dot{n}_0$ ou $\dot{q}_0$ et q_l), les variables calculées qui caractérisent l'écoulement et les nombres sans dimension. Nous avons calculé les vitesses en x des billes en roulement (u_r) et en saltation (u_s). Nous avons décomposé le débit solide en la contribution des billes à l'arrêt (κ_{re}), des billes en roulement (κ_r) et celles en saltation (κ_s). Rappelons que les billes sont considérées à l'arrêt en-deçà d'une vitesse seuil fixée ici à 2.5 cm/s (soit environ 5% de la vitesse fluide). Nous avons également présenté les sauts des billes en saltation avec N_l le nombre de saut, l_l et h_l respectivement la longueur et la hauteur des sauts moyens adimensionnés. La longueur et la hauteur des sauts ont été adimensionnées en divisant par le diamètre d de la particule.

Les conditions hydrauliques ont été spécifiées en utilisant les nombres sans dimension classiques moyennés dans le temps. σ_h et $\sigma_{\dot{n}}$ sont respectivement l'écart type de la hauteur d'eau et du débit solide.

Expérience	N10-6	N10-7	N10-8	N10-9	N10-16	N10-21
d (mm)	6	6	6	6	6	6
$\tan\theta$ (%)	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0
$\dot{n}_0$ (billes/s)	5,3	6,7	8,0	10,0	15,4	20,0
$\dot{q}_{s0}$ (10^{-3} m^2/s)	0,092	0,117	0,139	0,174	0,268	0,348
q_l (10^{-3} m^2/s)	4,15	4,42	5,38	5,54	8,19	10,31
h (mm)	10,2	10,8	12,2	12,5	16,9	19,4
σ_h(mm)	2,1	2,1	2,3	2,4	2,5	2,7
u_f (m/s)	0,41	0,41	0,44	0,44	0,48	0,53
$\dot{n}$ (billes/s)	5,72	6,85	7,74	9,41	15,56	20,57
$\sigma_{\dot{n}}$ (billes/s)	3,07	3,34	3,55	3,62	3,96	5,23
$\dot{q}_s$ (10^{-3} m^2/s)	0,100	0,119	0,135	0,164	0,271	0,358
Re	4020	4090	4550	4570	5280	5910
Fr	1,42	1,37	1,38	1,36	1,24	1,26
Δ_{Fr}	0,446	0,404	0,387	0,384	0,276	0,260
N_{Sh}	0,113	0,120	0,135	0,139	0,188	0,216
$N_{Sh}(R_{Hfond})$	0,082	0,087	0,093	0,096	0,121	0,128
Re_p	760	711	918	921	1000	1290
D	147	147	147	147	147	147
C_s (%)	2,40	2,69	2,50	2,96	3,30	3,47
h/d	1,69	1,80	2,03	2,08	2,82	3,23
u_r (m/s)	0,063	0,074	0,065	0,075	0,075	0,072
u_s (m/s)	0,28	0,29	0,29	0,29	0,32	0,32
κ_{re} (%)	7,6	9,3	6,6	9,1	7,5	7,2
κ_r (%)	40,6	35,3	38,6	39,3	38,1	40,5
κ_s (%)	51,7	55,4	54,8	51,6	54,3	52,1
N_l	1118	1286	1430	1399	2242	2719
l_l	3,84	4,12	4,17	4,30	4,75	5,22
h_l	0,46	0,46	0,50	0,42	0,48	0,46

Tab. 4.1 – Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 6 mm à une pente $\tan\theta = 10\%$. Paramètre variable : le débit solide $\dot{n}$. La notation N10-6 signifie : N pour les billes noires, $\tan\theta \approx 10\%$ et $\dot{n} = 6$ billes/s.

Expérience	N7-6	N7-8	N7-9	N7-11	N12-9	N12-16	N12-21	N15-16	N15-21
d (mm)	6	6	6	6	6	6	6	6	6
$\tan\theta$ (%)	7,5	7,5	7,5	7,5	12,5	12,5	12,5	15,0	15,0
$\dot{n}_0$ (billes/s)	5,7	7,8	8,7	10,9	9,3	15,2	20	15,6	21,5
$\dot{q}_{s0}$ (10^{-3} m^2/s)	0,099	0,136	0,151	0,190	0,162	0,264	0,348	0,271	0,374
q_l (10^{-3} m^2/s)	10,00	11,54	13,85	26,15	2,97	3,85	4,46	2,31	2,92
h (mm)	18,9	20,8	24,9	40,8	7,0	8,2	9,4	4,9	6,7
σ_h(mm)	2,2	2,3	2,5	2,8	2,2	2,3	2,4	2,0	2,5
u_f (m/s)	0,53	0,55	0,56	0,64	0,42	0,47	0,48	0,47	0,44
$\dot{n}$ (billes/s)	5,45	7,76	9,2	10,99	9,52	15,52	19,86	15,45	20,55
$\sigma_{\dot{n}}$ (billes/s)	3,13	3,39	3,72	3,73	4,28	5,13	5,71	5,18	4,45
$\dot{q}_s$ (10^{-3} m^2/s)	0,095	0,135	0,160	0,191	0,166	0,270	0,346	0,269	0,358
Re	5860	6230	6400	7720	3760	4360	4600	3680	3830
Fr	1,26	1,26	1,15	1,02	2,2	2,09	1,90	3,72	2,63
Δ_{Fr}	0,222	0,209	0,172	0,105	1,046	0,875	0,716	2,272	1,468
N_{Sh}	0,158	0,173	0,207	0,340	0,098	0,114	0,130	0,082	0,111
$N_{Sh}(R_{Hfond})$	0,078	0,079	0,093	0,109	0,074	0,082	0,092	0,061	0,086
Re_p	1051	1149	1347	1993	1122	1140	1056	1724	1273
D	147	147	147	147	147	147	147	147	147
C_s (%)	0,95	1,17	1,16	0,73	5,58	7,02	7,74	11,65	12,23
h/d	3,16	3,47	4,15	6,80	1,17	1,37	1,56	0,82	1,11
u_r (m/s)	0,078	0,084	0,079	0,078	0,074	0,075	0,077	0,072	0,079
u_s (m/s)	0,35	0,36	0,33	0,31	0,24	0,28	0,30	0,18	0,23
κ_{re} (%)	6,9	5,5	6,4	5,1	12,1	12,1	10,8	10,6	7,3
κ_r (%)	29,0	28,6	31,1	30,7	68,0	63,8	57,0	84,9	76,2
κ_s (%)	63,9	65,7	62,2	64,1	19,9	24,1	32,1	4,4	16,4
N_l	849	1183	1484	1981	635	1107	1850	194	1115
l_l	5,39	5,66	5,05	4,74	2,65	3,33	3,92	1,75	2,58
h_l	0,55	0,54	0,54	0,60	0,36	0,33	0,37	0,29	0,37

Tab. 4.2 – Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 6 mm. Les paramètres variables : la pente du canal $\tan\theta$ et le débit solide142 $\dot{n}$. La notation N7-6 signifie : N pour les billes noires, $\tan\theta \approx 7\%$ et $\dot{n} =$ 6 billes/s.

Expérience	T10-7	T10-13	T12-7	T12-13	T12-20	T12-26	T12-33	T12-40
d (mm)	4	4	4	4	4	4	4	4
$\tan\theta$ (%)	10,0	10,0	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
$\dot{n}_0$ (billes/s)	6,6	13,3	6,6	13,3	19,9	26,5	33,2	39,8
$\dot{q}_{s0}$ (10^{-3} m^2/s)	0,034	0,068	0,034	0,068	0,103	0,137	0,171	0,205
q_l (10^{-3} m^2/s)	5,06	6,60	3,09	3,89	4,65	5,58	6,91	8,92
h (mm)	12,3	12,8	7,0	8,6	9,8	10,7	12,0	14,7
σ_h(mm)	4,1	1,7	2,3	1,7	1,7	1,8	1,9	2,0
u_f (m/s)	0,41	0,52	0,44	0,45	0,47	0,52	0,58	0,61
$\dot{n}$ (billes/s)	5,47	12,41	5,90	15,32	20,82	25,52	33,33	38,78
$\sigma_{\dot{n}}$ (billes/s)	4,35	5,62	4,58	6,62	6,33	7,50	6,48	7,18
$\dot{q}_s$ (10^{-3} m^2/s)	0,028	0,064	0,030	0,079	0,107	0,131	0,172	0,200
Re	4229	5362	3910	4276	4632	5212	5884	6462
Fr	1,18	1,46	1,67	1,56	1,53	1,62	1,68	1,60
Δ_{Fr}	0,598	0,288	0,829	0,472	0,408	0,419	0,393	0,322
N_{Sh}	0,206	0,213	0,147	0,180	0,205	0,224	0,252	0,308
$N_{Sh}(R_{Hfond})$	0,148	0,130	0,108	0,130	0,145	0,148	0,154	0,179
Re_p	400	400	408	398	413	492	540	668
D	98	98	98	98	98	98	98	98
C_s (%)	0,55	0,97	0,98	2,03	2,31	2,36	2,49	2,24
h/d	3,08	3,19	1,76	2,15	2,45	2,67	3,00	3,68
u_r (m/s)	0,20	0,18	0,17	0,16	0,17	0,17	0,19	0,20
u_s (m/s)	0,41	0,42	0,34	0,35	0,37	0,40	0,44	0,44
κ_{re} (%)	0,76	0,63	0,40	1,11	1,31	1,18	0,98	0,72
κ_r (%)	18,9	24,1	41,6	44,5	42,2	41,6	36,1	38,5
κ_s (%)	78,4	72,7	45,3	49,9	52,9	53,7	59,6	57,5
N_l	835	1692	516	1517	2166	2340	3221	3398
l_l	8,40	8,84	5,04	6,24	6,79	7,42	8,90	8,50
h_l	0,69	0,74	0,47	0,56	0,61	0,59	0,68	0,66

Tab. 4.3 – Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour les billes de 4 mm. Les paramètres variables : la pente du canal $\tan\theta$ et le débit solide $\dot{n}$. La notation T10-7 signifie : T pour les billes transparentes, $\tan\theta \approx 10\%$ et $\dot{n} \approx 7$ billes/s.

Le nombre de Reynolds est défini par $Re = 4R_h u_f/\nu_e$, où $R_h = Wh/(2h+W)$ est le rayon hydraulique, $u_f = q_l/h$ est la vitesse fluide (moyennée dans les directions y et z), ν_e la viscosité cinématique de l'eau, et h la hauteur d'eau. Le nombre de Froude $Fr = u_f/\sqrt{gh}$ (où g est l'accélération de la gravité) varie significativement sur toute la durée de l'expérience et le long de la direction principale de l'écoulement. Il a été calculé pour chaque position x et à chaque instant t, dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 nous donnons les valeurs moyennes. L'échelle de variation du nombre de Froude Δ_{Fr} a été estimée en supposant un débit d'eau constant et en considérant les variations dans la hauteur d'eau : $\Delta_{Fr} = |\delta\ \mathrm{Fr}| = |3\mathrm{Fr}\sigma_h/(2\mathrm{h})|$.
Le nombre de Shields est défini comme le rapport de la contrainte de cisaillement au fond ($\tau_0 = \rho_f g h \tan\theta$ en régime permanent uniforme) sur la contrainte équivalente de la force de flottabilité d'une particule sur le fond [Jul94] : $\tau^* = \tau_0/(gd(\rho_p - \rho_f))$.

Nous avons également calculé le nombre de Shields avec le rayon hydraulique de fond. Afin de prendre en compte les effets de parois, nous avons utilisé la méthode dite d'Einstein ou de Vanoni-Brooks [Cao (1985)] pour calculer le rayon hydraulique de fond.
Cette méthode est basée sur les trois hypothèses suivantes :

- les trois équations de Darcy-Weisbach peuvent s'écrire :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = \frac{u_f}{\sqrt{gR_h sin\theta}} \tag{4.1}$$

$$\sqrt{\frac{8}{f_{Hfond}}} = \frac{u_f}{\sqrt{gR_{Hfond} sin\theta}} \tag{4.2}$$

$$\sqrt{\frac{8}{f_w}} = \frac{u_f}{\sqrt{gR_{h_w} sin\theta}} \tag{4.3}$$

  où f, f_{Hfond} et f_w sont respectivement les coefficients de frottement global, de fond et des parois et R_h, R_{Hfond} et R_{h_w} sont respectivement les rayons hydrauliques, global, de fond et des parois.
- la pente d'énergie est la même pour chaque aire.
- la vitesse de l'écoulement est la même pour chaque aire.

Avec ces hypothèses, nous pouvons écrire les équations suivantes :

$$\frac{f}{R_h} = \frac{f_{Hfond}}{R_{Hfond}} = \frac{f_w}{R_{h_w}} \tag{4.4}$$

$$\frac{Re}{f} = \frac{Re_{Hfond}}{f_{Hfond}} = \frac{Re_w}{f_w} \tag{4.5}$$

où Re, Re_{Hfond} et Re_w sont respectivement les nombres de Reynolds global, de fond et des parois.

$$f_{Hfond} = f + \frac{2h}{W}(f - f_w) \tag{4.6}$$

f_w peut être calculé avec des formules pour des écoulements turbulents lisses. Nous utilisons une formule de type Blasius :

$$f_w = \frac{0.182}{Re_w^{0.203}} \tag{4.7}$$

qui peut se réécrire sous la forme :

$$f_w = \left(\frac{0.182}{\left(\frac{Re_w}{f_w}\right)^{0.203}} \right)^{\frac{1}{1+0.0203}} \tag{4.8}$$

pour faire apparaître le ratio Re_w/f_w égal au ratio Re/f connu. f_{Hfond} est calculé en utilisant l'équation 4.6 et en connaissant f, f_w et $2h/W$. R_{Hfond} est alors calculé avec l'équation 4.4. Cette méthode est utilisée pour tenir compte de faibles effets de parois. Dans notre cas $2h/W$ est toujours au dessus de 1 ce qui signifie que la hauteur d'eau est supérieure à la largeur, les effets de parois sont donc importants. Nous verrons néanmois que cette correction grossière permet d'obtenir des résultats intéressants (voir Fig. 5.2 et §4.9).

Le nombre de Reynolds particulaire est défini comme $Re_p = |u_f - \overline{u}_p|d/\nu_e$, où $\overline{u}_p$ est la vitesse moyenne d'une particule en mouvement. De plus, nous avons introduit le diamètre de la particule sans dimension $D = d\sqrt[3]{(\rho_p/\rho_f - 1)g/\nu_e^2}$ utilisé en sédimentologie pour caractériser la taille des particules comparée à l'échelle de la turbulence [Julien (1998)]. La concentration du transport solide est définie comme le rapport du débit solide sur le débit liquide $C_s = q_s/q_l$. Les valeurs reportées dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 sont élévées par rapport à de faibles pentes mais suffisamment petites ce qui indique que l'écoulement biphasique est dilué. Le rapport h/d est bas, typiquement dans la gamme 1-3.

On peut noter que les valeurs des nombres sans dimension diffèrent substantiellement des valeurs habituellement trouvées dans la littérature du transport de sédiments. La raison est double : d'abord nous utilisons un canal court

et étroit, ce qui conduit à étudier des régimes à bas nombres de Reynolds, alors que les hydrauliciens prennent soin d'éviter de tels régimes. Puisque nous utilisons des particules grossières, le mouvement des particules est faiblement dépendant de la valeur effective du nombre de Reynolds de l'écoulement et de la structure de la turbulence. C'est pourquoi, nous pensons que la petite taille du dispositif expérimental n'est pas un handicap. Deuxièmement, en raison des fortes pentes, nous avons étudié des écoulements supercritiques. Dans un tel régime, la hauteur de l'écoulement est faible : de l'ordre de la taille de la particule, impliquant que le mouvement de la particule peut être affecté par la surface libre.

4.4 Les variables de l'écoulement

Il est évident que q_l doit augmenter avec q_s pour maintenir l'équilibre de charriage. Ceci entraîne une augmentation de la hauteur d'eau h. Un débit liquide plus important provoque essentiellement une augmentation de la hauteur d'eau, alors que la vitesse fluide moyenne u_f n'augmente que légèrement. C'est pourquoi, u_f reste dans une gamme étroite, de 0.41 à 0.64 m/s pour toutes les expériences. La vitesse fluide dépend donc faiblement du débit liquide dans le cas de notre canal. De même, la vitesse moyenne des particules en saltation (u_s) n'augmente que légèrement, u_s étant corrélé à u_f. Ces résultats révèlent que les vitesses caractéristiques des particules sont peu sensibles aux variables de l'écoulement comme le débit solide, le débit liquide ou la pente. Pour des canaux plus larges ($R_h \longrightarrow h$), une augmentation du débit liquide entraînerait une augmentation plus significative de la vitesse fluide. Sur cet aspect, notre canal agit de façon inhabituelle.
Comme la hauteur d'eau décroît substantiellement avec la pente, le nombre de Froude augmente à son tour, F_r passe de 1.46 pour T10-13 à 1.56 pour T12-13 (de même, F_r augmente de 1.15 pour N7-9 à 2.2 pour N12-9).
Le nombre de Shields τ^* est par définition proportionnel au produit $h \tan\theta$ donc τ^* augmente linéairement avec h. Ceci est en accord avec le fait que nous nous éloignons du seuil de début de mouvement en augmentant le débit solide. Dans notre cas, la variation de h dépasse l'effet de $\tan\theta$ ce qui explique que τ^* diminue en fonction de $\tan\theta$.
Comme attendu, le débit liquide à l'équilibre diminue de façon significative quand la pente du canal augmente. Cela implique une augmentation de la concentration solide avec la pente. Les expériences confirment également une

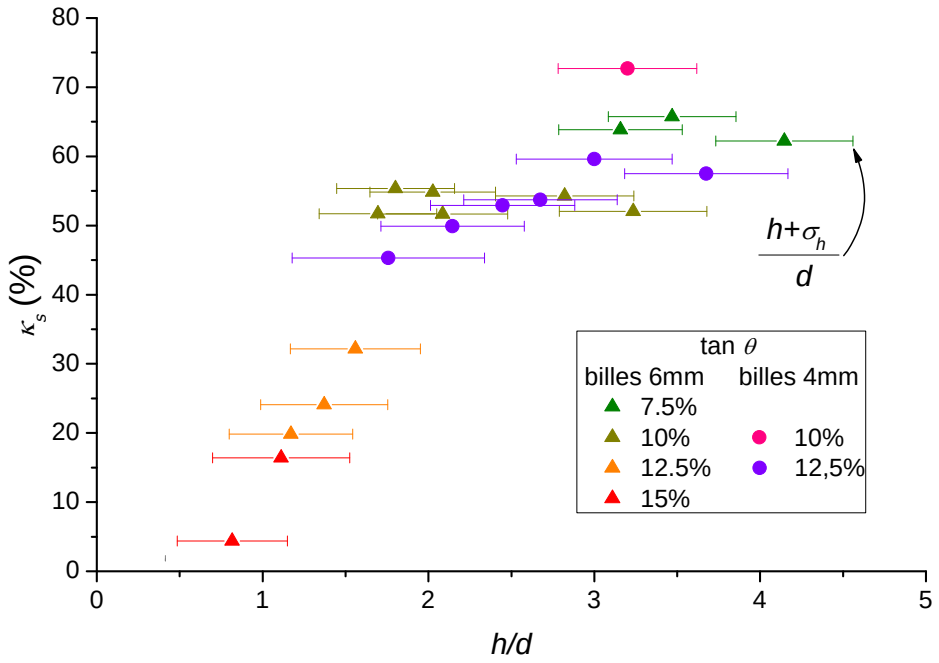


Fig. 4.2 – Contribution relative des particules en saltation au débit solide κ_s en fonction du rapport h/d, où h et d sont respectivement la hauteur d'eau et le diamètre des particules. Les barres d'erreur representent la déviation standard $(h \pm \sigma_h)/d$.

augmentation de la concentration avec le débit solide excepté de l'expérience T12-33 ($C_s = 2.49\%$) à l'expérience T12-40 ($C_s = 2.24\%$). Dans ce cas, la concentration solide diminue à cause de la prédominance des effets de parois sur le fluide. Pour l'expérience T12-40, nous parvenons à une limite où une augmentation de débit liquide a une influence très faible sur le transport de particules car la vitesse fluide n'augmente que très légèrement.

4.5 Les caractéristiques du transport

Nous avons décomposé le débit solide en contribution des billes en roulement et en saltation. Dans le cas des billes de 6 mm, la contribution relative des billes en saltation (κ_s) et la contribution relative des particules en roulement (κ_r) restent presque constants pour des pentes de 7.5% et 10% tandis que pour des pentes plus fortes (12.5% et 15%), κ_s augmente avec q_s et κ_r diminue. Si on omet les deux cas extrêmes T12-7 et T12-40, il en est de même pour la série d'expérience à 12.5% avec des billes transparentes (Tab. 4.3). Par contre, on constate que pour les cas transparents, les billes se déplacent principalement en saltation (κ_s est compris entre 45.3 et 59.3% pour la série d'expérience à 12.5%) alors que pour les cas noires, les billes sont majoritairement en roulement (κ_r est compris entre 57 et 68% pour la série d'expérience à 12.5%).

κ_s étant généralement couplé avec la pente du canal et la hauteur d'eau h, nous avons donc tracé κ_s en fonction de h/d pour les différentes pentes avec les particules de 4 et 6 mm de diamètre (voir Fig. 4.5). Les barres d'erreurs reflètent l'écart type $h \pm \sigma_h/d$. Sur la figure, nous avons omis l'expérience T10-7 car son écart type est trop important.
Avec des billes noires à une pente de $\tan\theta$=7.5%, la contribution des billes en saltation (κ_s) est plus élevée que pour une pente à $\tan\theta$=10% mais dans les deux cas, κ_s est constant (entre 62.2 et 64.1% pour $\tan\theta$=7.5%). Pour des pentes modérées (7.5 et 10 %), κ_s dépend donc de la pente uniquement. Pour des pentes plus fortes (12.5 et 15 %), le diagramme montre que κ_s est une fonction linéaire de h/d indépendant de $\tan\theta$.
En ce qui concerne les billes transparentes, κ_s augmente faiblement à mesure que la hauteur d'eau augmente (de T12-7 à T12-33) puis κ_s diminue légèrement (expérience T12-40). Pour l'expérience à un pente de $\tan\theta$=10%, κ_s est beaucoup plus élevé que pour un cas avec une même hauteur d'eau à une pente $\tan\theta$=12.5%. Globalement, les valeurs de κ_s avec les billes transparentes à $\tan\theta$=12.5% sont proches des valeurs trouvées à des pentes $\tan\theta$=10% avec des billes de 6 mm à des hauteurs d'eau relatives équivalentes. La contribution des billes en saltation est donc dépendante de la pente et dans une moindre mesure de la hauteur d'eau relative.
Un regard plus attentif sur les images de l'écoulement nous aide à comprendre cette relation. Pour $\tan\theta$=12.5% et 15%, les billes noires en saltation touchent la surface libre régulièrement, leur mouvement vertical est limité par la faible hauteur d'eau. C'est probablement pour cela que la saltation est entravée,

beaucoup de particules doivent être transportées dans un mouvement de roulement qui occupe moins de place dans la direction verticale.
Pour les expériences à $\tan\theta$=7.5% et 10%, la hauteur des sauts est moins limitée par la surface libre. La contribution des billes en saltation (κ_s) peut donc s'adapter librement et apparaît dépendre seulement de la pente.

En étudiant les variables qui caractérisent les sauts des particules en saltation (Tab. 4.1, 4.2 et 4.3), on remarque que le nombre de sauts détectés N_l augmente fortement avec le débit solide. La longueur moyenne d'un saut l_l augmente également dans une moindre mesure (pour les expériences T uniquement de T12-7 à T12-33) tandis que la hauteur des sauts h_l reste pratiquement constante. Pour l'expérience T12-40, nous arrivons dans une limite où une augmentation de la hauteur d'eau n'entraîne qu'une légère augmentation de la vitesse fluide et donc de la vitesse des particules, la baisse de la longueur des sauts par rapport à l'expérience T12-33 peut être due à l'augmentation du nombre de particules et donc du nombre de chocs. Pour l'expérience T10-13, le nombre de saut (N_l=1692) est légèrement plus élevé que le nombre de saut de l'expérience T12-13 (N_l=1517), les longueur et hauteur des sauts sont plus grandes et aussi importantes que pour l'expérience T12-33. Les données concernant les sauts des billes noires montrent également que le nombre de saut N_l, la longueur des sauts l_l ainsi que la hauteur h_l sont significativement plus petits pour l'expérience N12-9 que pour l'expérience N7-9. De façon générale, les sauts sont donc plus courts et moins hauts pour les expériences à forte pente.
Par ailleurs, si on compare les deux expériences N12-20 et T12-20 (même pente, même $\dot{n}_0$), on constate que le nombre, la hauteur et la longueur absolues des sauts (et non relatives) sont légèrement plus élevés pour l'expérience avec des particules transparentes que pour des particules noires mais restent du même ordre de grandeur ($N_l = 1850$, $h = 2.22\ mm$, $l = 23.52\ mm$ pour N12-20 et $N_l = 2166$, $h = 2.44\ mm$, $l = 27.16\ mm$ pour T12-20).

4.6 Profils verticaux

Dans cette partie, nous étudierons les profils de débit solide, de densité en nombre, de vitesse et de concentration des billes de 4 mm afin de les comparer aux profils obtenus avec des billes de 6 mm et ultérieurement avec les profils des mélanges bimodaux (voir §5.5). Les profils de vitesse et de concentration sont des données importantes car ils peuvent donner accès à la rhéologie de

l'écoulement granulaire si la contrainte de cisaillement est connue. Les profils de densité en nombre et de concentration permettent également de calculer le flux volumique particulaire et le profil de contrainte.

4.6.1 Profils de débit solide

Le débit solide Q_s est usuellement défini comme le flux de particules à travers une section $\mathbf{S}$: $Q_s = \int_S d\mathbf{Su_p}.\mathbf{k}$, où $\mathbf{k}$ est la normale unitaire à S. Une définition plus appropriée pour les éléments discrets introduit le débit solide en terme de probabilité qu'une particule traverse la surface de contrôle. Sous des conditions stationnaires et en considérant $u_i = \mathbf{u}_p.\mathbf{k}$ la composante de la vitesse dans le sens du courant d'une particule i, N_m le nombre de particules en mouvement dans le volume de contrôle, L la longueur de la fenêtre d'observation et $\delta v = \pi d^3/6$ le volume d'une particule, on définit le débit solide comme suit :

$$Q_s = \frac{\delta v}{L} \sum_{i=1}^{N_m} u_i \tag{4.9}$$

Nous avons examiné la façon dont le débit solide était distribué dans la direction verticale. Nous avons calculé le débit solide moyenné dans le temps en fonction de la coordonnée y adimensionnalisée par le diamètre $(y - y_{butée})/d$, l'origine étant le sommet de la butée (voir Fig. 4.3 et 4.4). De plus, nous avons tracé la contribution individuelle des phases en roulement et en saltation par rapport au débit solide total. Pour les deux cas 6 mm, la figure 4.3 montre quatre pics à intervalles d'environ un diamètre de particules. Les contributions κ_s et κ_r en fonction de la coordonnée verticale révèlent que la présence des premiers trois maxima est principalement due aux billes en roulement qui sont transportées en couches, alors que les contributions des billes en saltation montrent un simple maximum juste au dessus du pic de roulement le plus haut. Le pic le plus bas est dû à la contribution des billes à l'arrêt (κ_{re}) ie aux billes qui bougent à des vitesses inférieures à $u_t = 0.025\ m/s$. C'est pourquoi, le débit solide total est légèrement plus élevé que la somme des contributions des billes en roulement et en saltation. Contrairement à la figure correspondant aux expériences avec les billes noires, la figure 4.4 présente un seul pic de roulement et un pic de saltation juste au dessus du pic de roulement. Pour les cas 6 mm, les billes ont un mouvement en couches alors que pour les billes transparentes, le roulement est seulement possible sur les deux couches près de la surface du lit. En effet, les billes de

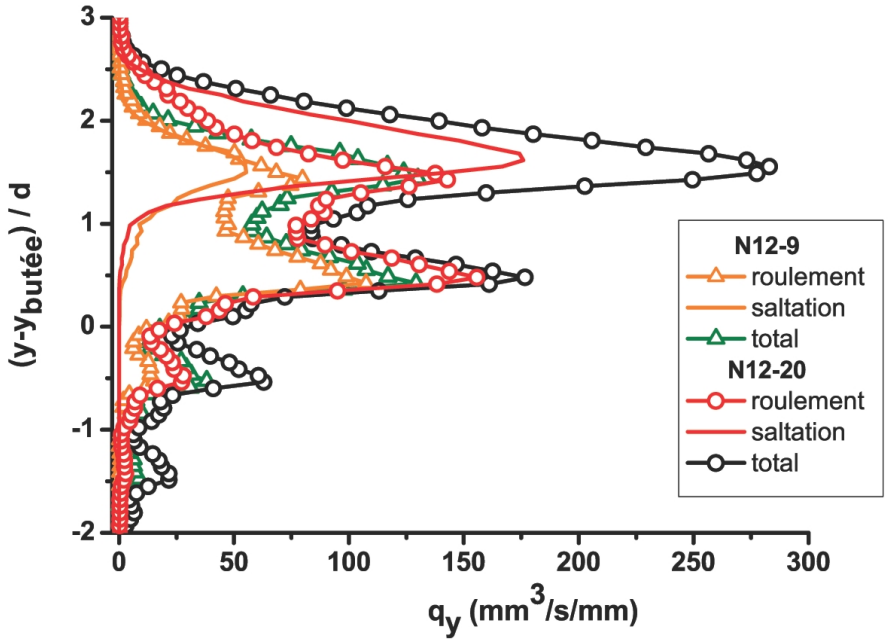


Fig. 4.3 – Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour deux expériences avec des billes de 6 mm (N12-9 et N12-20).

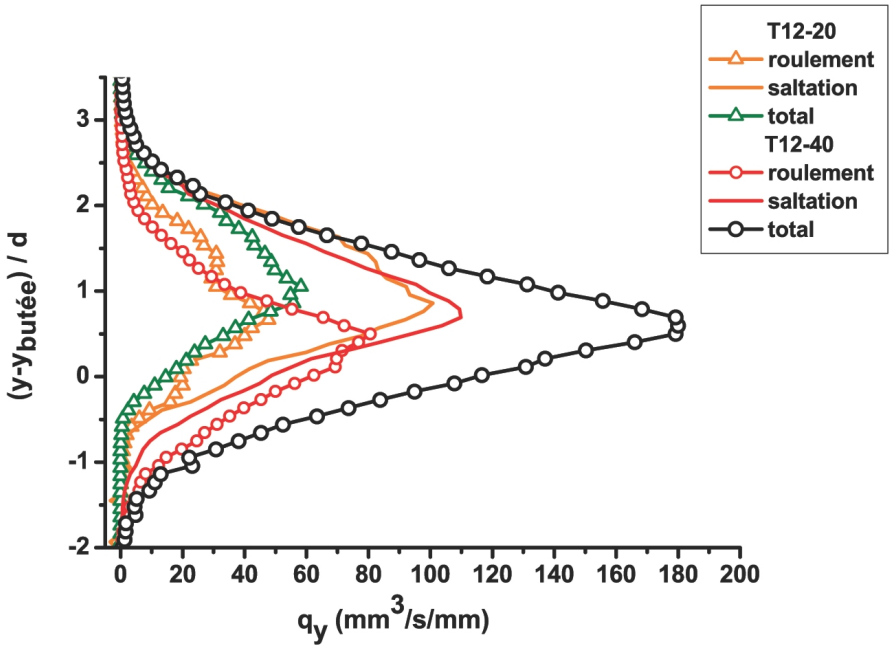


Fig. 4.4 – Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour deux expériences avec des billes de 4 mm (T12-20 et T12-40).

4 mm forment un lit imbriqué qui empêche le mouvement des billes du lit. Pour les cas 6 mm et les cas 4 mm, le transport occupe une étendue en y plus large et les pics sont plus prononcés lorsque le débit solide augmente.

Les observations précédentes peuvent être corroborées en superposant toutes les images de la séquence filmée (Fig. 4.5). Pour un diamètre de 4 mm (Fig. 4.5 (b)), les billes peuvent être clairement distinguées sur environ six diamètres de particules puisqu'elles ne bougent pas pendant la séquence. Au dessus de ce lit stationnaire, des mouvements intermittents de billes peuvent être observés. Au dessus du lit stationnaire, les images deviennent floues et moins denses car les billes qui bougent rapidement laissent des traces floues. Sur certaines séquences d'images, l'érosion du lit peut atteindre deux couches de particules à certains endroits formant un creux présent de façon intermittente (voir Fig. 4.5 (c)). Pour un diamètre de 6 mm (Fig 4.5 (a)), on distingue au dessus du lit stationnaire d'environ un diamètre de particule, les trois couches de billes en roulement où les billes deviennent très floues . Au dessus de ces quatre couches de billes, on observe des traces allant du gris clair au gris foncé ce qui correspond à la zone des billes en saltation.

4.6.2 Profils de densité en nombre

Dans ce paragraphe, nous nous concentrons sur les profils de densité en nombre et plus particulièrement sur le nombre de particules en roulement ainsi que le nombre de billes en saltation. En effet, analyser le profil du nombre de particules en mouvement est plus riche qu'examiner le profil de débit solide car ce dernier combine deux sources de fluctuations : le nombre de particules et leur vitesse, ce qui rend l'interprétation complexe.
De façon évidente, les pics de roulement et les pics de saltation observés sur les profils de densité (Fig. 4.6 et Fig. 4.7) sont situés au même endroit que sur les profils de débit solide (Fig. 4.3 et Fig. 4.4) ; leur étendue est également similaire. Par contre, leur amplitude est significativement différente. Les pics supérieurs des profils de débit solide sont nettement plus prononcés que les pics supérieurs des profils de densité puisque la vitesse augmente (voir Fig. 4.13 et Fig. 4.14). Ce phénomène est spécialement marqué pour les pics de saltation.
L'amplitude des pics augmente progressivement à mesure que le débit solide augmente (de N12-9 à N12-20 et de T12-7 à T12-40) mais la forme générale des profils reste la même quel que soit le débit imposé. Pour les billes transparentes, l'étendue des pics de saltation (de 1.5 à 4 diamètres de particule)

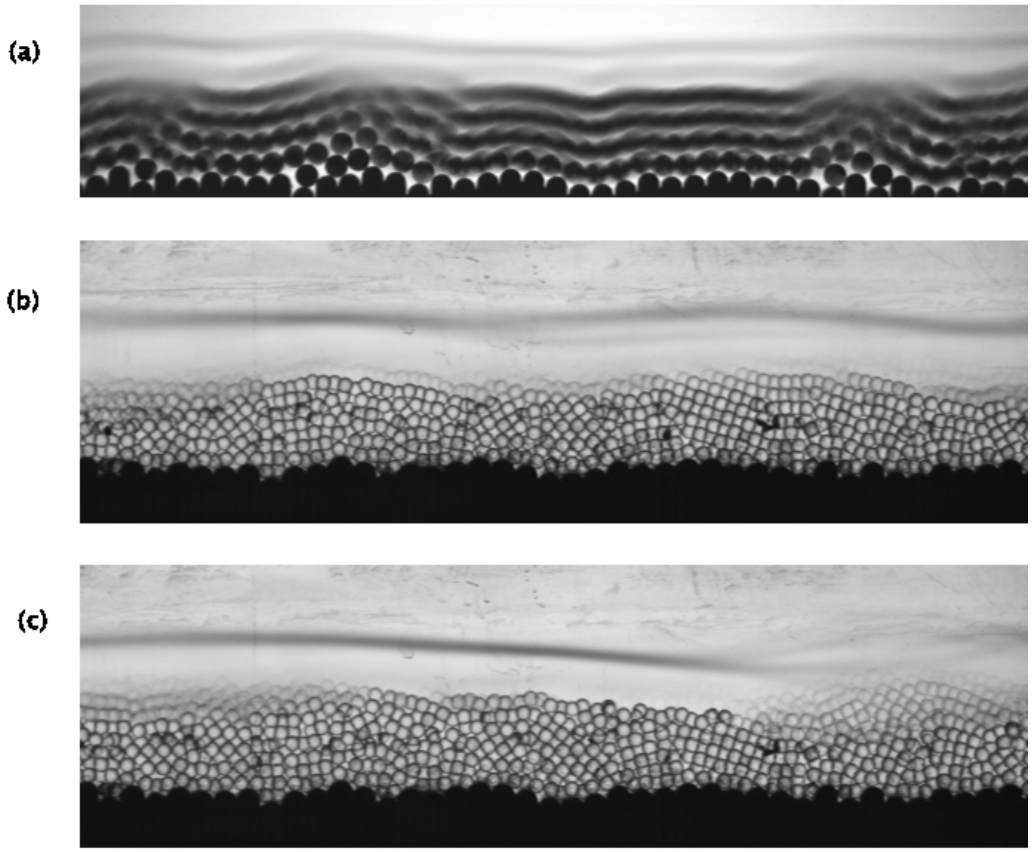


Fig. 4.5 – Les images cumulées des séquences pour les expériences (a) N12-20, (b) T12-40 et (c) T12-33

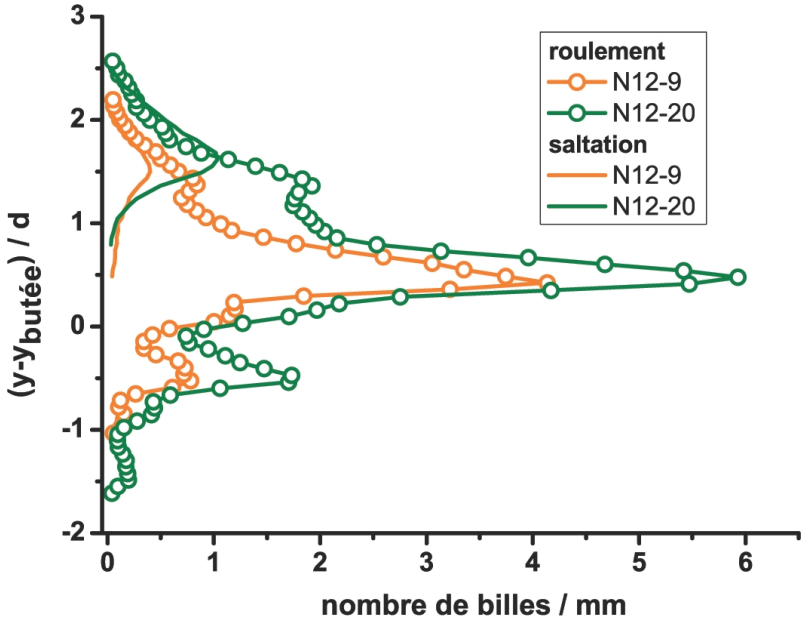


Fig. 4.6 – Nombre de particules en roulement et en saltation en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (N12-9 et N12-20).

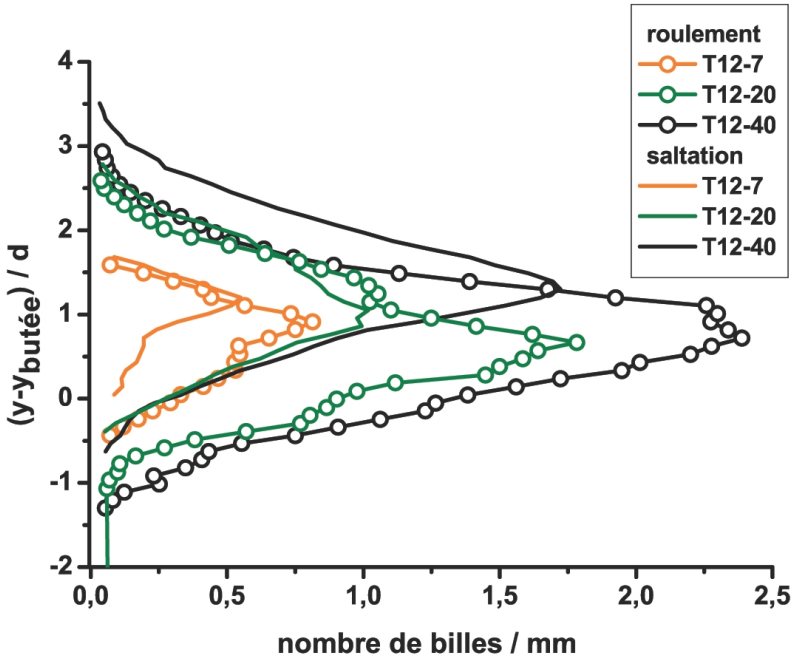


Fig. 4.7 – Nombre de particules en roulement et en saltation en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour pour deux expériences avec des billes transparentes (T12-7, T12-20 et T12-40).

est légèrement plus faible que l'étendue des pics de roulement (de 2 à 4.5 diamètres de particule). C'est l'inverse en ce qui concerne les billes noires, l'étendue des pics de saltation (environ 1.5 diamètres de particule) est plus large que l'étendue des pics de roulement (environ un diamètre de particule). On constate également que l'étendue en y des pics est plus importante pour les billes transparentes que pour les billes noires (d'autant plus que le débit solide augmente) avec une différence encore plus prononcée pour les pics de roulement.
Ce phénomène pourrait s'expliquer par le fait que la hauteur du lit de billes transparentes a des fluctuations plus importantes que la hauteur du lit de billes noires. En effet, dans le cas des expériences T, des creux se forment sur des temps plus ou moins longs à certains endroits. L'érosion du lit peut parfois atteindre deux diamètres de particules (voir §4.6.1).

4.6.3 Profils de vitesse

Plusieurs études ont examiné la trajectoire d'une particule ou de quelques particules en roulement ou en saltation [Francis (1973) ; Nino *et al.* (1994) ; Ancey *et al.* (2002) ; Ancey *et al.* (2003)] mais le profil de vitesse d'une particule dans une couche de charriage continue a rarement été abordée (voir §1.5). De plus, la plupart des résultats correspondent aux écoulements de charriage intense, plus typiques des "sand-bed streams" ou des "sheet flows" en côtier, avec au moins 10 fois la contraite de cisaillement fluide nécessaire pour le début de mouvement.
Nos expériences correspondent à des écoulements de charriage modérés et la contrainte de cisaillement est seulement égale à 2-3 fois la quantité nécessaire pour le début de mouvement. Nos cas sont donc typiques des rivières à graviers.
Pour les expériences N comme pour les expériences T, les profils de vitesse présentent trois segments mis en exergue figure 4.8 : une queue exponentielle, un domaine linéaire et une région logarithmique . Ces trois zones peuvent s'apparenter aux trois états (solide, liquide et gazeux) des écoulements granulaires.
Les parties inférieures (exponentielle et linéaire) sont similaires aux profils de vitesse en granulaire sec ou en écoulements bien plus concentrés (voir §1.5.1) et les parties supérieures (linéaire et logarithmique) aux mesures de charriage intense ("sheet flow") décrites dans Sumer *et al.* (1996).

Les figures 4.9 et 4.10 exposent le profil de vitesse et le profil de densité en

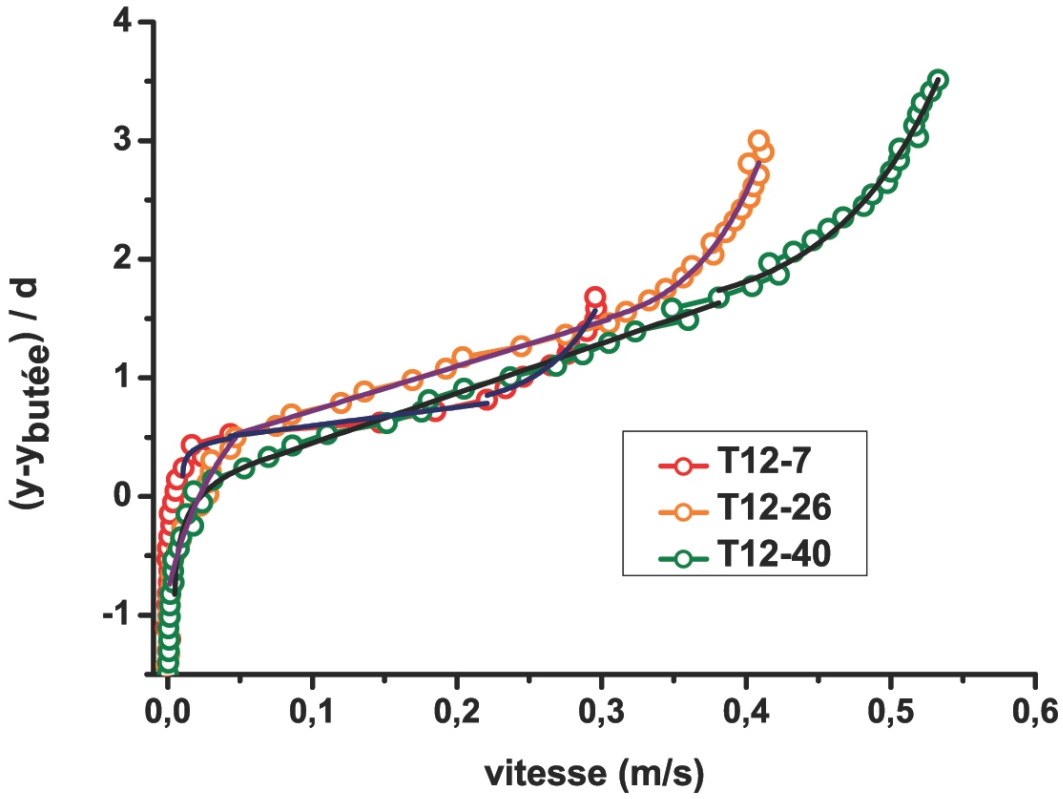


Fig. 4.8 – Ajustement de la vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour T12-7, T12-26 et T12-40.

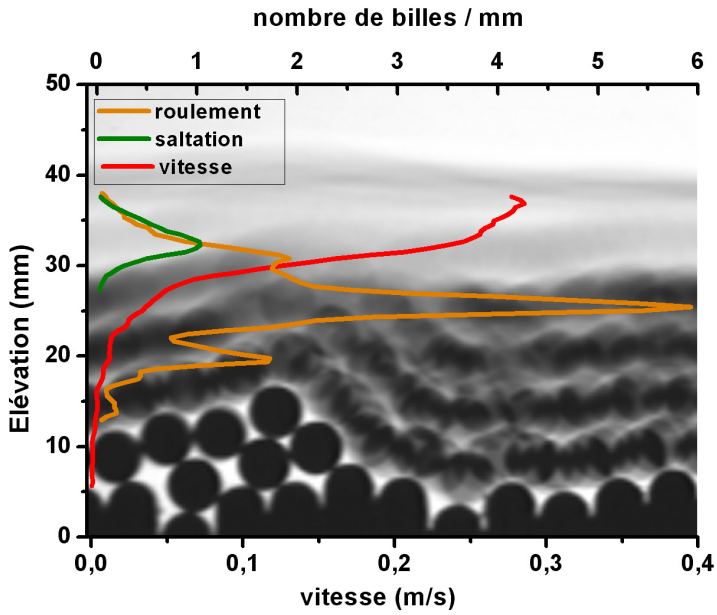


Fig. 4.9 – Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience N12-20. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence.

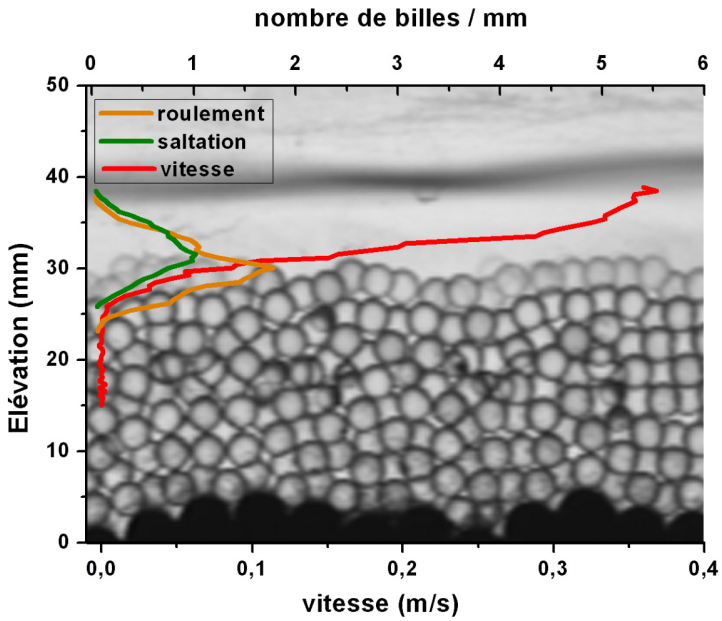


Fig. 4.10 – Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience T12-20. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence.

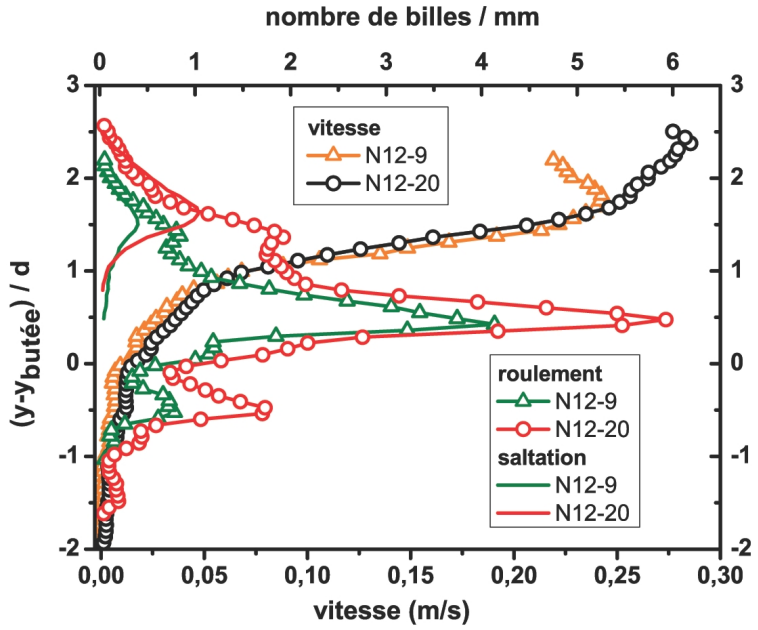


Fig. 4.11 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (N12-6 et N12-20).

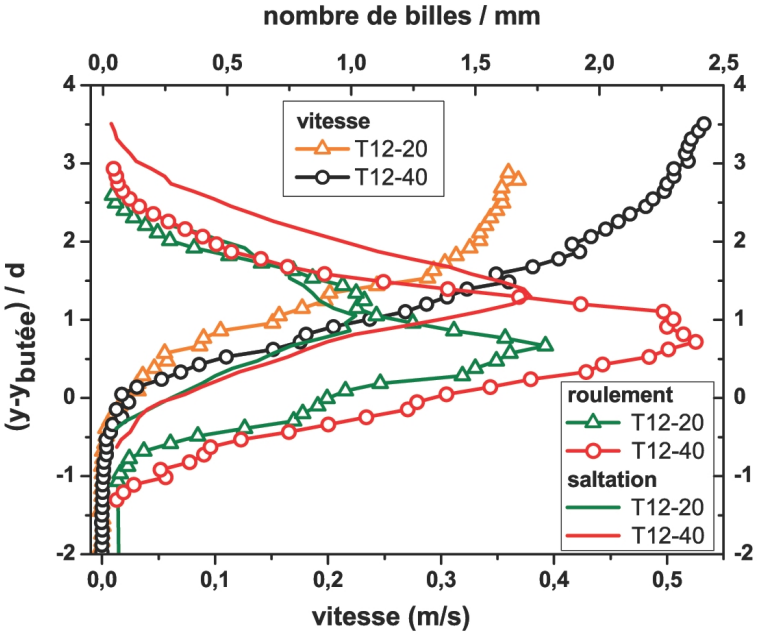


Fig. 4.12 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes transparentes (T12-20 et T12-40).

nombre sur un arrière plan constitué de la superposition des 500 premières images de la séquence pour l'expérience N12-20 et T12-20. Ces représentations permettent de faire le lien entre les trois zones (exponentielle, linéaire et logarithmique) mises en évidence précédemment et le mouvement des particules.
Pour l'expérience N12-20, la zone exponentielle englobe les trois couches de billes en roulement que nous pouvons observer sur le fond de l'image et sur le profil de densité avec les trois pics de roulement les plus bas. Le début de la zone linéaire coïncide avec le plus gros pic de roulement et le début de la saltation. La partie logarithmique commence après le maximum du pic de saltation. La figure 4.11 nous permet de déterminer cette zone plus précisément pour deux expériences N avec des débits solides relativement différents. Elle débute lorsque le nombre de billes en roulement et en saltation est inférieur à 0.5 bille/mm pour N12-9 et 1 bille/mm pour l'expérience N12-20 donc à des endroits où le nombre de billes en mouvement est relativement faible.
Pour l'expérience T12-20 (Fig 4.12), la partie exponentielle correspond au début de la zone de roulement et s'achève juste avant le maximum du pic de roulement. La partie linéaire correspond à la zone où les billes en mouvement (saltation et roulement) sont les plus nombreuses. La zone logarithmique s'amorce quand il ne reste que quelques billes en mouvement. La figure 4.12 nous indique que cette zone débute lorsque le nombre de billes en mouvement est inférieur à 1.5 billes/mm pour T12-20 et 1.75 billes/mm pour l'expérience T12-40. La partie exponentielle concorde donc avec les couches de billes en roulement dans les cas des billes noires et transparentes. C'est pourquoi, cette zone est plus large pour les lits de billes noires constitués de trois couches de billes en roulement que pour les lits de billes transparents formés uniquement de deux couches de billes en roulement.

Nous allons maintenant étudier l'influence du débit solide, de la pente et de la taille des billes sur les profils de vitesse (Fig. 4.13 et Fig. 4.14). Les parties linéaires des profils de la figure 4.13 se superposent presque parfaitement, par contre les parties exponentielles et logarithmiques présentent des différences et de façon évidente, l'étendue en y augmente de N12-9 à N12-15 et N12-20. Par contre, les parties linéaires des courbes de la figure 4.14 (billes de 4 mm) ne coïncident pas. Nous avons donc recalé les profils de vitesse en fixant à zéro l'ordonnée à l'origine de l'ajustement de la partie linéaire pour toutes les courbes. De cette façon, il est plus facile de mettre en évidence l'influence du débit solide et de la pente sur les profils de vitesse. Conformément aux expériences avec des billes noires, l'étendue en y des profils de

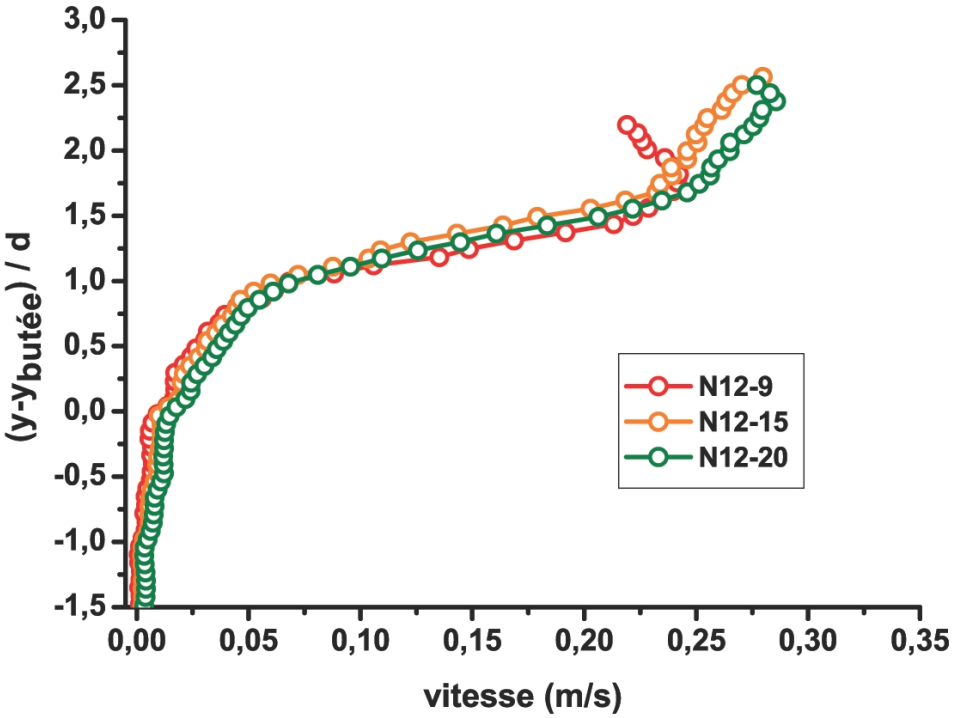


Fig. 4.13 – Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour des expériences avec des billes noires (N12-6, N12-15 et N12-20).

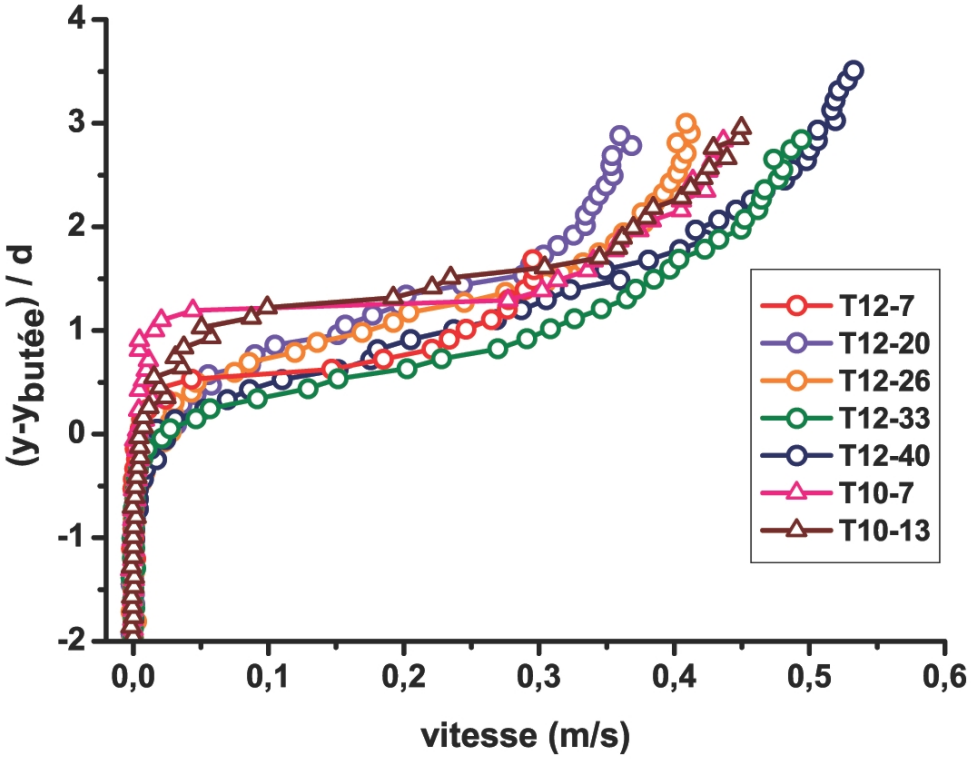


Fig. 4.14 – Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences avec des billes transparentes.

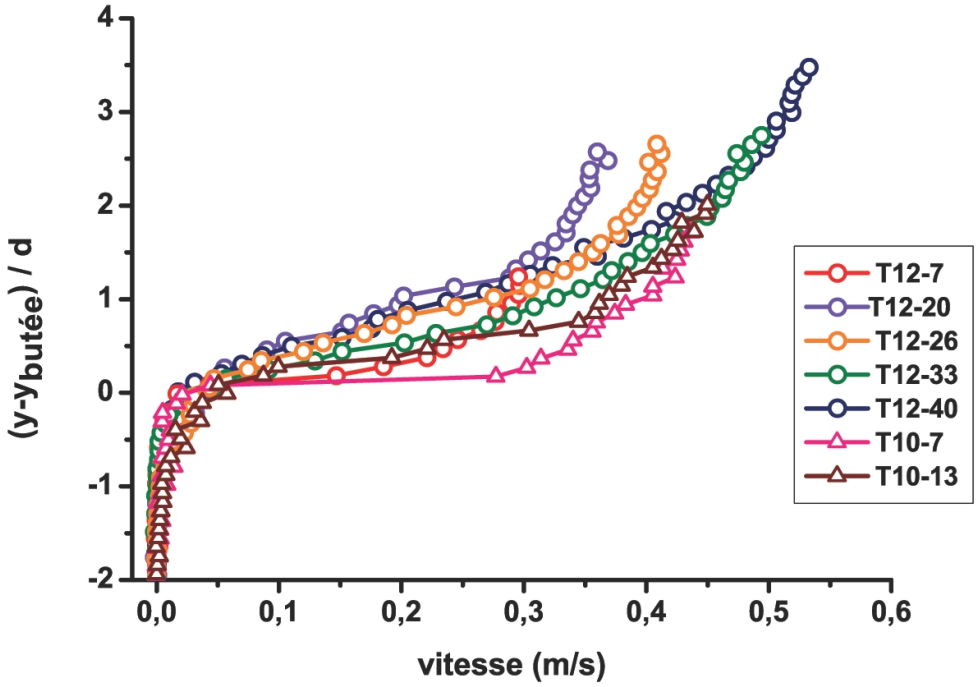


Fig. 4.15 – Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences avec des billes transparentes recalée par la méthode expliquée au §4.6.3.

vitesse est d'autant plus importante à mesure que le débit augmente ou que la pente diminue.
De façon remarquable, les parties linéaires des profils de vitesse des expériences à 12.5% ont tous quasiment la même pente à l'exception de l'essai T12-7 (pente plus faible). De même, les deux expériences T10 ont également une pente plus faible. Cependant, le faible nombre de points dans la zone linéaire très peu épaisse à faible débit solide ne permet pas de conclure.

4.6.4 Profils de concentration

Les figures 4.16 et 4.17 présentent les profils de concentration avec les billes de 6 mm et de 4 mm respectivement. La concentration a été calculée en effectuant la somme mobile du nombre de particules sur une profondeur d'environ un diamètre de particule, i.e. 16 pixels pour les billes de 6 mm et 11 pixels pour les billes de 4 mm. Les profils de la figure 4.16 et de la figure 4.17 révèlent la même forme que les profils de concentration obtenus en écoulement granulaire sec avec ses trois états caractéristiques : un régime quasi-statique dans la partie basse de l'écoulement, un régime dense ou frictionnel-collisionnel mis en évidence par la partie linéaire du profil et un régime collisionnel dans la partie supérieure caractérisé par une forme logarithmique. Ces profils ressemblent également aux profils de concentration observés en charriage côtier ("sheet flows").

De la même façon que Métayer *et al.* (2009) et Richard *et al.* (2008) (voir §1.5.1), nous avons décidé d'ajuster les profils par une fonction tangente hyberbolique de la forme (Fig. 4.18) :

$$\nu(y) = \frac{\nu_0}{2}[1 - \tanh((y - y_c)/l_v)] = \frac{\nu_0}{1 + \exp(2(y - y_c)/l_v)} \tag{4.10}$$

où ν_0, l_v et y_c sont des paramètres d'ajustement correspondant respectivement à la concentration dans la région quasi-statique, à la longueur caractéristique sur laquelle la concentration varie et à la côte du point d'inflexion. La concentration dans la zone quasi-statique est presque constante pour toutes les expériences T et donc indépendante du débit solide et de la pente, on trouve en moyenne $\nu_0 = 0.53$ avec un écart type de $\sigma_{\nu_0} = 0.01$. De même, la valeur de $y_{c^{adim}} = (y_c - y_{butée})/d$ varie peu selon les expériences et est en moyenne égale à 0.72 avec un écart type $\sigma_{y_{c^{adim}}} = 0.06$. Cette valeur est proche de la côte du pic de roulement des expériences T (voir Fig .4.20). La figure 4.19 représente les profils de concentration ajustés par la fonction (4.10)

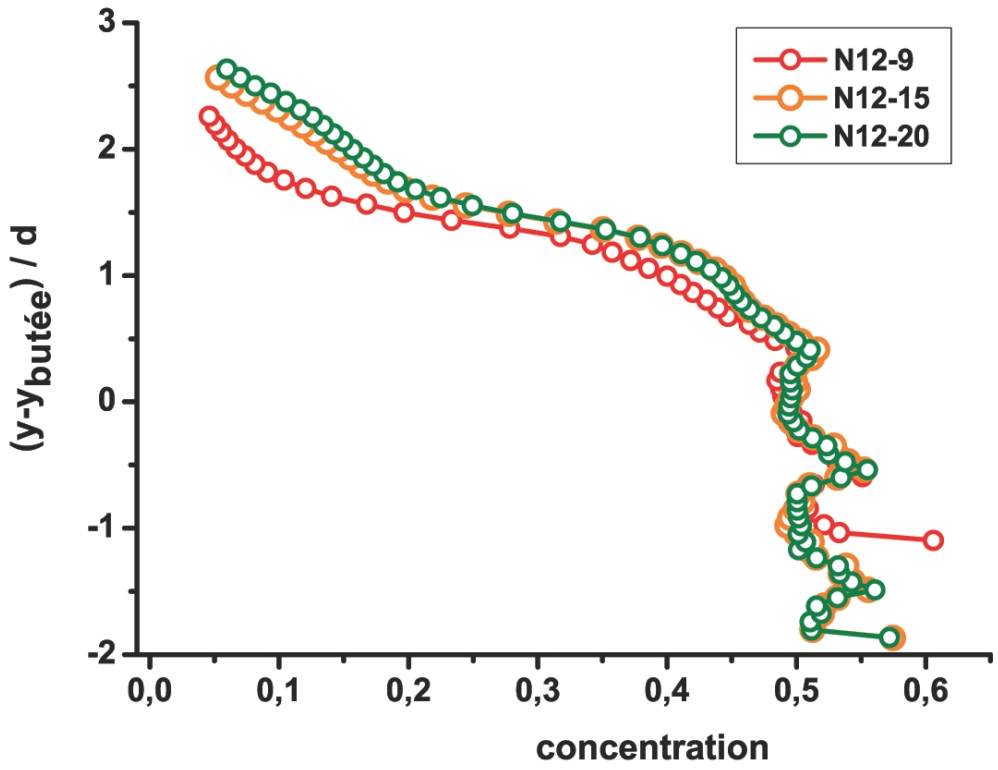


Fig. 4.16 – Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour deux expériences avec des billes noires (expériences N12-6, N12-15 et N12-20).

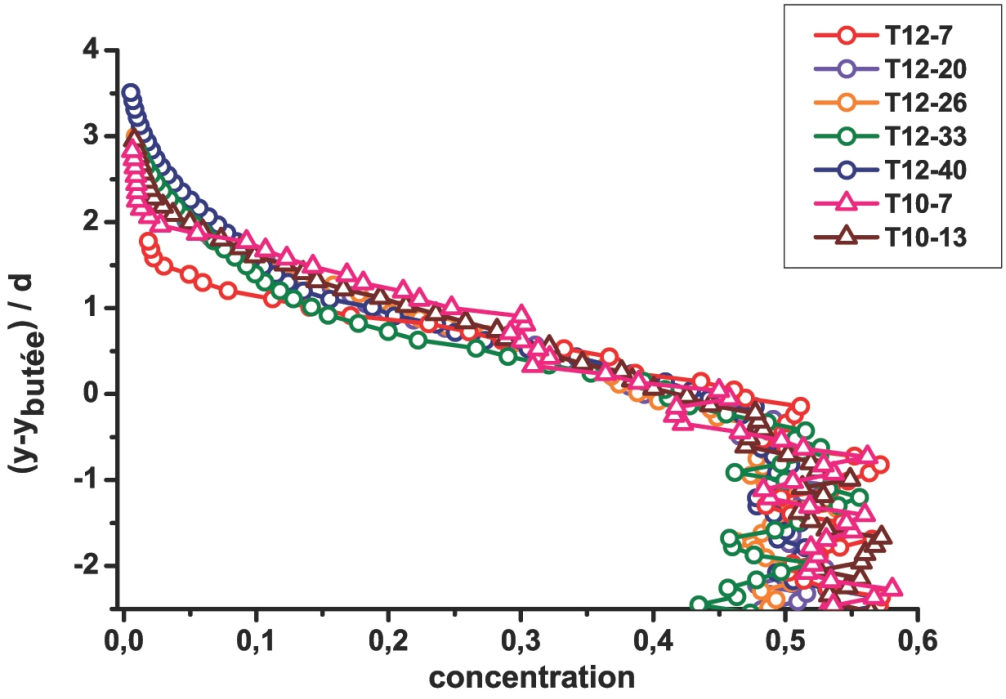


Fig. 4.17 – Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les expériences pour les billes transparentes.

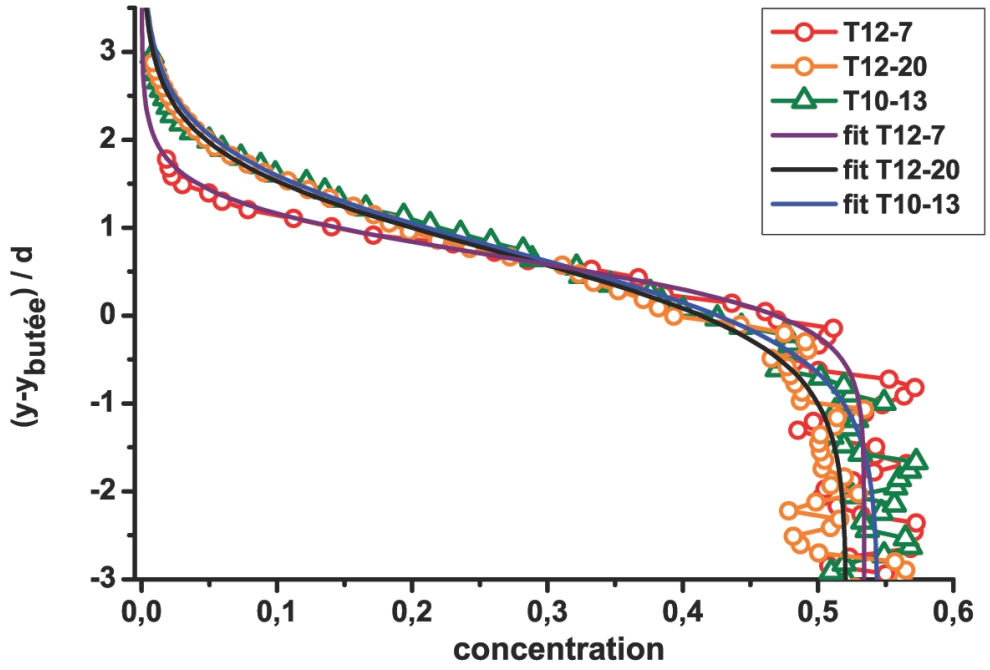


Fig. 4.18 – Ajustement de la concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour T12-7, T12-20 et T10-13.

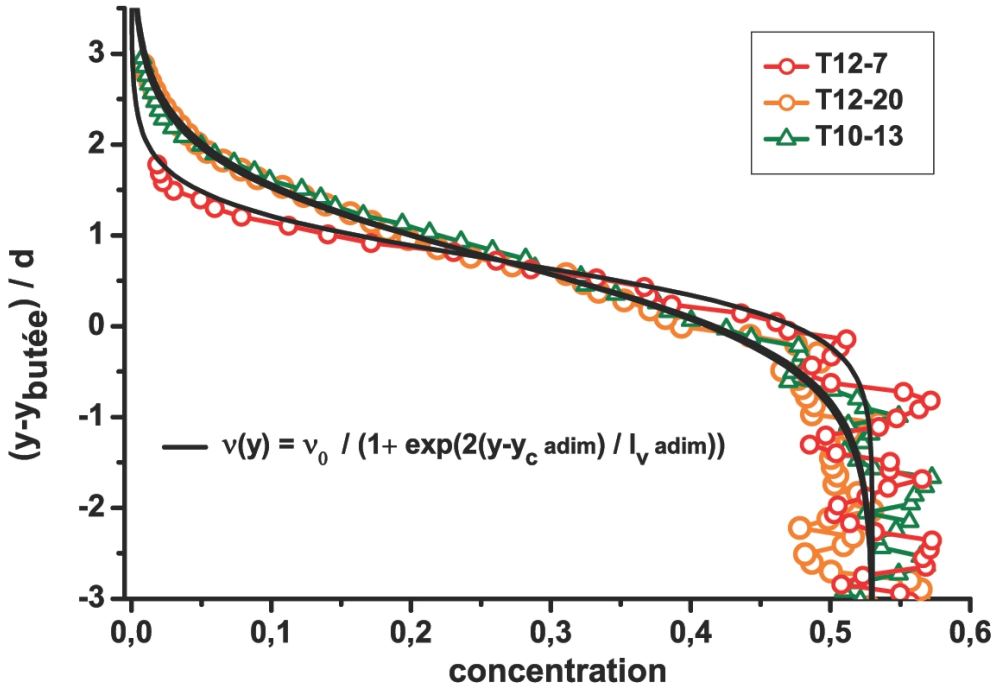


Fig. 4.19 – Ajustement de la concentration en fonction de la coordonnée y par la fonction (4.10) avec $\nu_0 = 0.53$ et $y_{cadim} = 0.72$, l_{vadim} varie en fonction du débit solide et de la pente (voir §4.6.4).

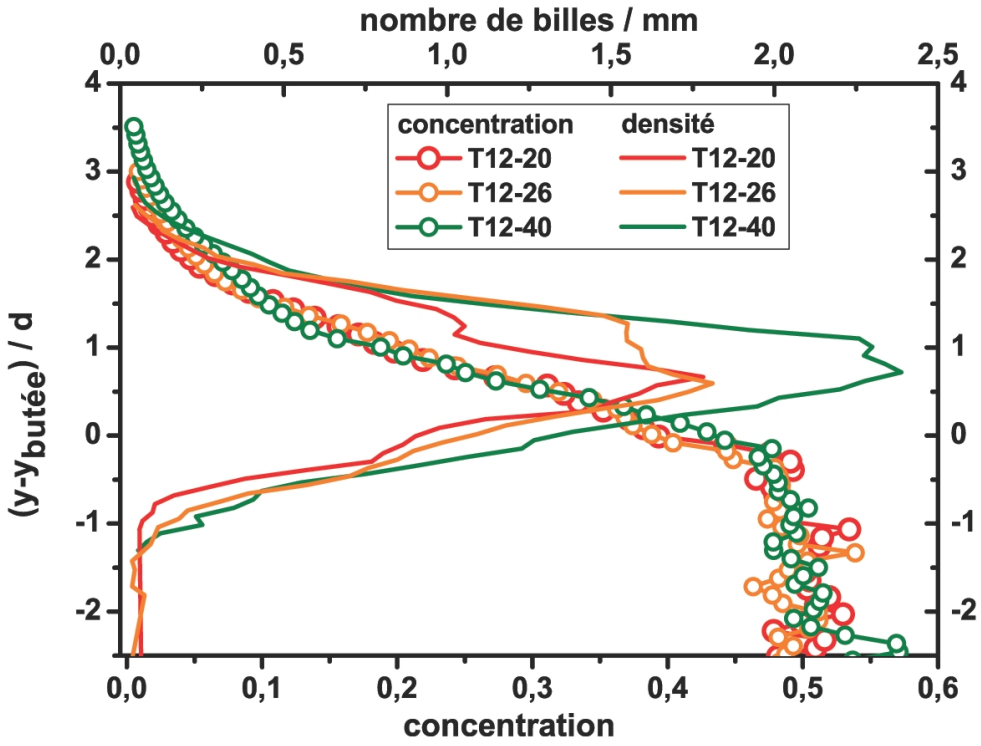


Fig. 4.20 – Concentration et densité en nombre pour les billes en roulement en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour trois expériences avec des billes transparentes (T12-20, T12-26 et T12-40).

pour les expériences T12-7, T12-20 et T10-13. Nous avons pris $\nu_0 = 0.53$ et $y_{cadim} = 0.72$, i.e. les valeurs moyennes obtenues à partir des ajustements individuels des profils de concentration de toutes les expériences T. A l'exception de l'expérience T12-7 où la longueur caractéristique $l_{vadim} = l_v/d$ est égale à 0.68, les longueurs caractéristiques pour les autres expériences à une pente de 12.5% varient peu, en moyenne $l_{vadim} \approx 1.08$. Pour les expériences à une pente de 10%, l_{vadim} est légèrement supérieur et égal à environ 1.18.
Nous sommes donc en mesure d'ajuster nos profils de concentration avec la même forme que celle utilisée pour ajuster les profils de concentration d'écoulements granulaires secs étudiés par Métayer et al. Nous trouvons que la fraction solide dans la zone quasi-statique est indépendante du débit solide et de la pente, par contre sa valeur ($\nu_0 = 0.53$) est inférieure à celle obtenue par Métayer et al ($\nu_0 = 0.58$). Contrairement à Métayer et al, la longueur caractéristique l_v varie peu selon le débit solide et la pente, peut-être due à une amplitude de débit solide trop faible entre les deux expériences extrêmes (débit solide multiplié par un peu plus de 6 entre T12-7 et T12-40).

4.7 Propagation spatio-temporelle des particules

Afin d'examiner la propagation spatio-temporelle des particules, nous avons reporté le mouvement de la particule dans le plan (x,t). Seules les billes en saltation (lignes rouges) et les billes en roulement (lignes vertes) sont représentées, les billes à l'arrêt étant omises par souci de clarté. Les billes entrent dans la fenêtre d'observation par la gauche et la quittent par la droite. La propagation du temps est vers le bas. Puisque la composante x de la vitesse d'une bille est le rapport entre le déplacement x et le temps écoulé, elle est équivalente à l'inverse de la pente de la trace. Etant donné que les billes bougent normalement plus vite dans le régime de saltation que dans le régime de roulement, le rapport $\Delta x/\Delta t$ est plus grand, ce qui peut être observé dans le diagramme.
Il faut noter que sur les diagrammes, nous montrons seulement 4 s de la séquence dont la durée totale dépasse 60 s. Les évènements cités sont néanmois typiques de la totalité de l'expérience.

A un faible débit solide comme dans l'expérience N12-9 et T12-7, le mouvement de chaque particule peut être clairement distingué. Les figures 4.21 (a) et 4.22 (a) montrent qu'il y a occasionnellement des phases sans transport dans la fenêtre d'observation (voir 1.7 s$< t <$ 2 s pour N12-9). Afin d'étudier

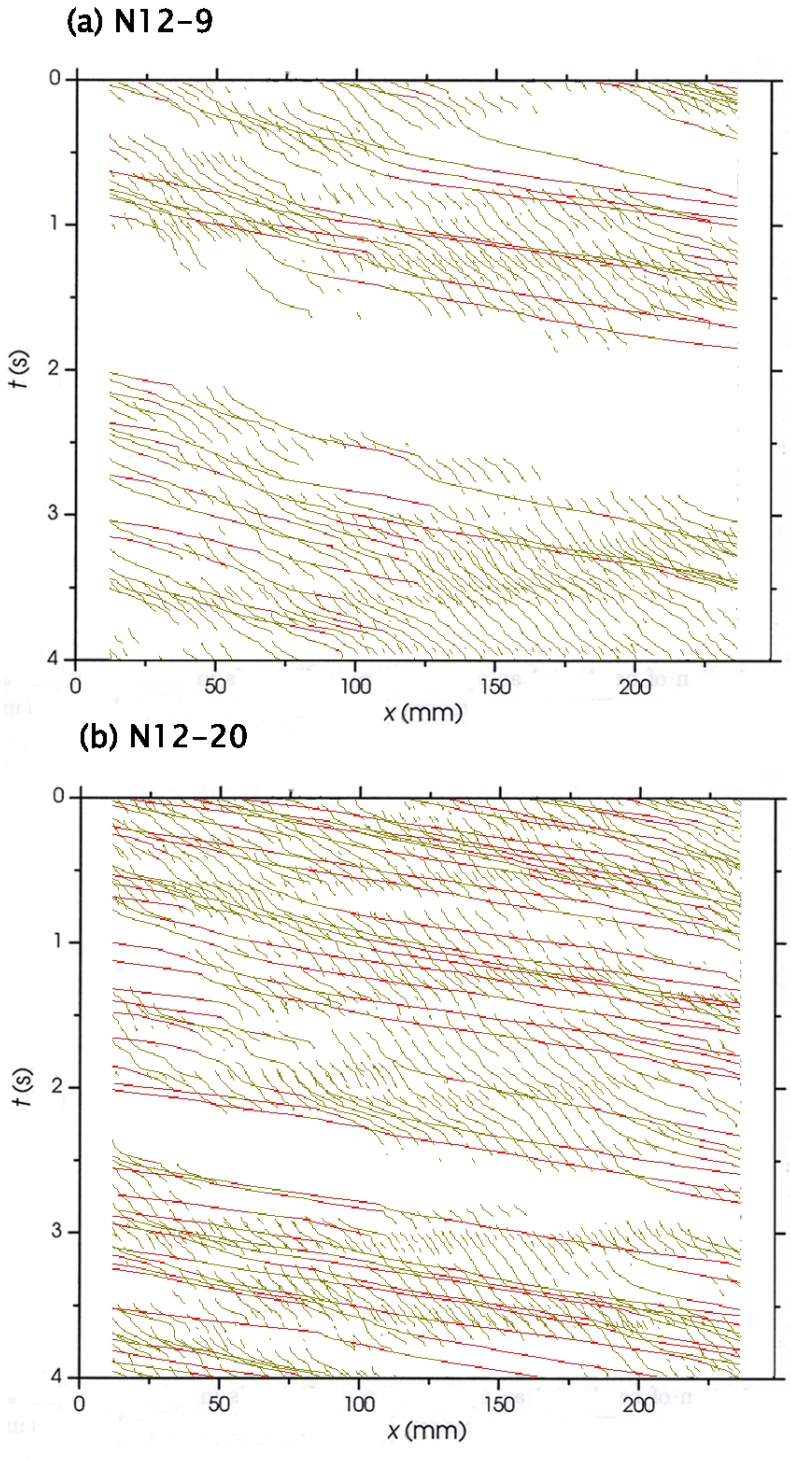


Fig. 4.21 – Propagation des billes dans le plan (x,t). Expériences (a) N12-9 et (b) N12-20.

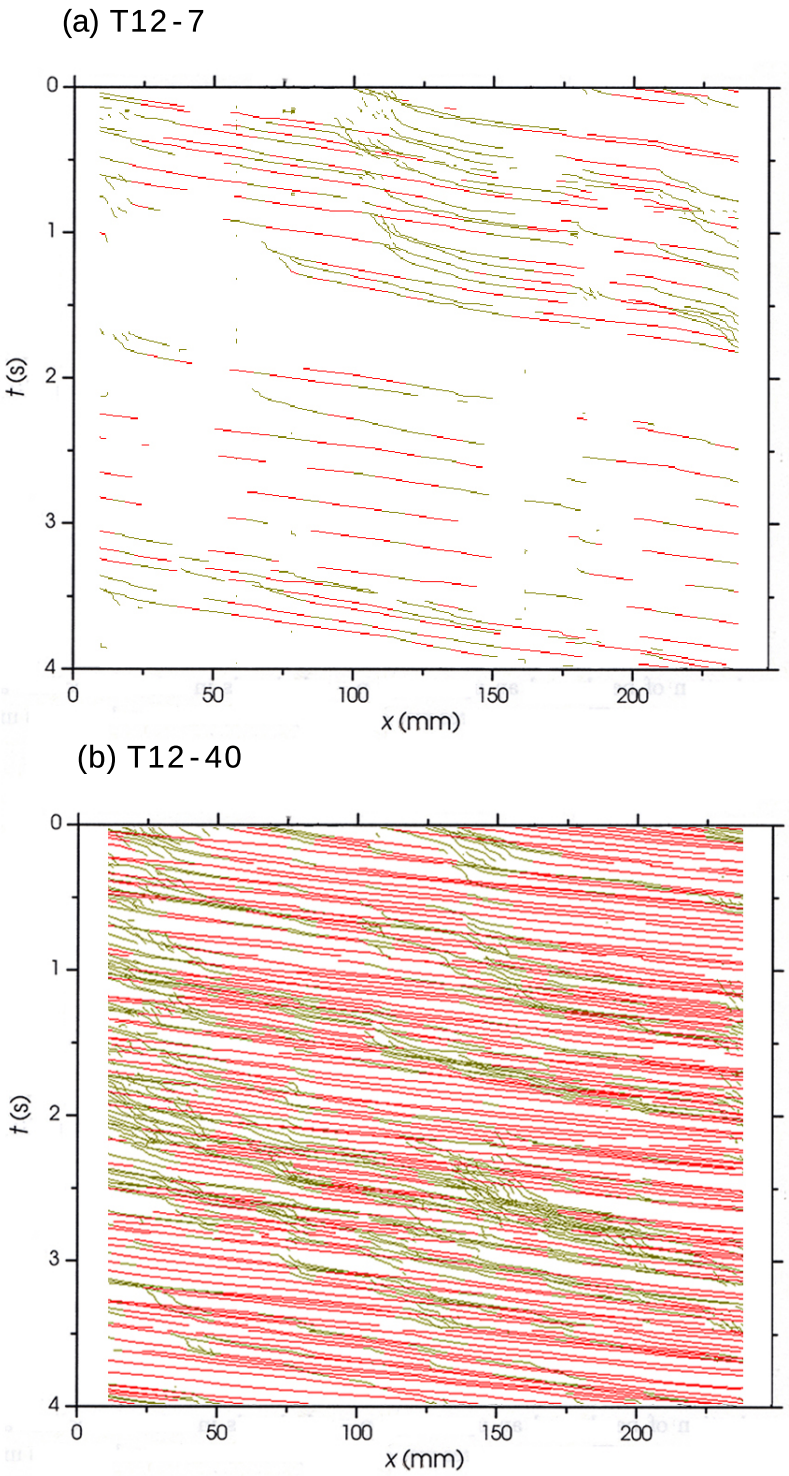


Fig. 4.22 – Propagation des billes dans le plan (x,t). Expériences (a) T12-7 et (b) T12-40.

l'effet du débit solide sur la propagation des billes, nous avons également tracé les expériences N12-20 et T12-40 qui ont été menées avec un débit solide plus élevé. De façon évidente, cela implique un mouvement de particules beaucoup plus dense. Le diagramme montre qu'il y a des interactions permanentes entre les particules en mouvement. Les phases sans transport sont alors de très courte durée voire inexistantes pour T12-40.
Sur les diagrammes (a) et (b) de la figure 4.21, les billes en saltation sur la majorité de leur trajectoire progressent sur des distances aussi longues que la longueur de la fenêtre, tandis que les billes principalement en roulement bougent souvent de quelques diamètres de billes seulement avant de s'arrêter. Certaines billes passent fréquemment de l'arrêt au roulement ; d'autres passent d'un régime de roulement à un régime de saltation, tandis que la transition de l'arrêt à la saltation via le roulement (ou de la saltation à l'arrêt) est rare.
En ce qui concerne les billes transparentes (voir Fig. 4.22 (a) et (b)), les billes progressent sur des distances plus ou moins longues indépendamment de leur état de mouvement. Les billes passent souvent de la saltation à l'arrêt via le roulement (et inversement).
Sur les diagrammes, on s'aperçoit que les billes noires se déplacent pour la plupart en roulement tandis que les billes transparentes sont principalement en saltation avec des phases sporadiques de roulement et d'arrêt.
Les billes noires en saltation se propagent individuellement (sans contact avec les autres billes sauf lors des rebonds), alors que les billes noires en roulement restent en contact avec le lit et bougent souvent en series. Par exemple, on observe une série de six particules qui se met en roulement à $x \approx 150\ mm$, $t \approx 2.6\ s$ (Fig. 4.21 (a)). Les billes transparentes quant à elles, se déplacent généralement individuellement quel que soit leur état de mouvement (voir $x \approx 100\ mm$, $0s < t < 1s$ sur Fig. 4.22 pour le départ de billes en roulement).

Pour N12-9 et T12-7, les vitesses moyennes pour la saltation sont respectivement de u_s=0.24 m/s et u_s=0.34 m/s, tandis qu'elles sont de u_r=0.074 m/s et u_r=0.17 m/s pour le roulement (voir Tab. 4.1, 4.2 et 4.3). Les billes noires en roulement vont donc en moyenne quatre à cinq fois moins vite que les billes en saltation alors que les billes transparentes en roulement ne vont que deux à trois fois moins vite que les billes en saltation, ce que l'on peut voir avec les différentes pentes des lignes vertes et rouges des figures 4.21 et 4.22. En effet, les billes en roulement de 4 mm se trouvent systématiquement sur une trajectoire de particule principalement en saltation alors que pour

les particules de 6 mm, la majorité des trajectoires des particules contient des billes en roulement exclusivement.
Par ailleurs, pour N12-20, les vitesses moyennes pour la saltation et le roulement sont respectivement $u_s = 0.30$ m/s et $u_r = 0.077$ m/s, soit une augmentation de 25% de la vitesse de la saltation par rapport à l'expérience N12-9, la vitesse de roulement reste quasiment égale. Pour T12-40, $u_s = 0.44$ m/s et $u_r = 0.20$ m/s ce qui représente une augmentation de 30% de la vitesse de la saltation et de 18% de la vitesse de roulement par rapport à l'expérience T12-7. L'augmentation du débit solide se fait donc par une forte augmentation du nombre de particules en mouvement (multiplié par plus de 6 entre T12-7 et T12-40) et seulement une faible augmentation de leur vitesse (voir aussi Tab. 4.4). La comparaison des diagrammes confirme donc qu'un débit solide plus élevé se traduit principalement par une échelle de longueur entre les particules plus faible (distance moyenne entre deux particules en mouvement) et non pas une vitesse particulaire plus élevée.

4.8 Fluctuations du nombre de particules en mouvement

Böhm a consacré une partie importante de sa thèse à analyser les origines des fluctuations du débit solide observées dans la fenêtre d'observation. Ces fluctuations sont en effet aussi grandes que le débit solide moyen alors que les conditions d'écoulement sont stationnaires en moyenne. Böhm *et al.* (2004) ont établi qu'elles étaient dues d'une part à des fluctuations artificielles à cause de la taille finie de la fenêtre d'observation et d'autre part à des fluctuations intrinsèques au phénomène du transport solide par charriage. En particulier, pour un lit mobile et érodable, celles-ci sont principalement dues aux échanges de particules entre la phase solide en mouvement et le lit ainsi qu'à l'entraînement collectif des particules.
Afin d'interpréter ces larges fluctuations du débit solide et du nombre de particules en mouvement, Ancey *et al.* (2006) ont revisité la théorie d'Einstein en s'inspirant de Papanicolaou *et al.* (2002) et de Lisle *et al.* (1998). Ils ont retrouvé l'équation de charriage d'Einstein et ils en ont déduit les distributions de probabilité et les corrélations des signaux mesurés.
Ils ont alors trouvé que la distribution de probabilité empirique du débit solide peut être approximée par une distribution gaussienne ce qui est en ac-

cord avec la distribution prédite par la théorie d'Einstein revisitée. De même, pour l'entraînement des particules, la distribution exponentielle prévue par la théorie est une bonne représentation de la fonction de distribution de probabilité empirique du temps d'attente pour chaque état (arrêt, roulement, saltation).
Par contre, le temps d'autocorrélation du débit solide et du nombre de billes en mouvement est beaucoup plus long que sa prédiction théorique ce qui indique l'existence de corrélation à long terme dans les processus physiques gouvernant le transport sédimentaire. De plus, la distribution de probabilité du nombre de particules en mouvement à bas débit est proche d'une ligne droite dans un diagramme log révélant un comportement de type puissance et à haut débit, la distribution prend la forme d'une cloche asymétrique avec son maximum qui se déplace de la gauche vers la doite à mesure que le débit solide augmente. Les expériences montrent que la convergence vers la limite gaussienne est lente. Théoriquement, le nombre de particules en mouvement est distribué selon une loi binomiale, la distribution devrait donc tendre rapidement vers une gaussienne et la variance être inférieure à la moyenne, ce qui n'est pas le cas. La queue de la distribution est beaucoup plus large que sa prédiction théorique ce qui peut être interprété comme le signe d'un mouvement collectif. Contrairement à la théorie, une distribution binomiale négative fournit globalement une bonne représentation de la distribution empirique. Les événements extrêmes sont donc plus fréquents qu'attendus. Le comportement non binomial de la distribution empirique s'explique par le phénomène de dépendance entre les particules. Ces observations sont en conflit avec l'hypothèse clé des théories de transport solide qui suppose que les particules agissent indépendamment à bas débit, c'est à dire que l'état d'une particule n'est pas ou est peu influencé par les autres. Le déplacement collectif et l'entraînement des particules expliquent pourquoi les particules sont dans une certaine mesure dépendantes et pourquoi le temps d'autocorrélation est plus long que sa prédiction théorique. Ces observations sont corroborées par le diagramme de la propagation spatio-temporelle des billes (voir §4.7).
Ces résultats sont confirmés par les mesures de terrain qui décrivent le même processus dans les rivières avec des lits de graviers. En effet, les expériences de laboratoire et de terrain ont révélé que les cas où le débit solide instantanné est quatre fois plus grand que sa valeur moyenne est fréquent [Recking *et al.* (2009)]. Traduit statistiquement, ce phenomène signifie que les fonctions de densité de probabilité pour le transport sédimentaire a une queue épaisse et

Expérience	T10-7 (a)	T10-13 (b)	T12-7 (c)	T12-20 (d)	T12-26 (e)	T12-33 (f)	T12-40 (g)
$\overline{N}$	3,49	8,59	5,01	17,89	21,33	23,62	28,25
$VarN$	6,14	21,27	14,57	37,26	54,91	37,68	35,81

Tab. 4.4 – Moyenne $\overline{N}$ et variance $VarN$ du nombre total de particules en mouvement dans la fenêtre d'observation.

s'éloigne du mouvement gaussien. Cela implique qu'une approximation de champ moyen n'est pas pertinente puisque la coopération entre particules n'est pas prise en compte.

Nous avons décidé de comparer certaines données statistiques mises en évidence par Ancey et al. pour les expériences avec des particules de 6 mm avec nos nouvelles données obtenues avec des particules de 4 mm. Dans ce but, nous avons tracé sur la figure 4.23 les densités de probabilités empiriques du nombre de billes en mouvement dans la fenêtre d'observation N_m ainsi que la distribution binomiale négative avec les paramètres estimés en utilisant les valeurs mesurées $VarN$ et $\overline{N}$ reportées dans le tableau 4.4. Les points représentent les probabilités empiriques, alors que la ligne rouge en pointillé représente la distribution binomiale négative. Par souci de clarté, nous avons tracé les fonctions de masse de probabilité discrète comme des courbes continues. De la même façon que pour les particules de 6 mm, la distribution binomiale négative fournit une bonne représentation de la distribution empirique à l'exception des limites : (i) dans la queue de distribution en raison du nombre insuffisant de données et (ii) quand N_m tend vers 0 à cause de l'incertitude sur N_m, la distinction entre la vibration et le début de mouvement étant difficile. Un comportement non binomial est dû soit à des conditions d'écoulement instationnaires soit au fait que les particules soient dépendantes. Ayant pris un souci particulier à obtenir une alimentation en billes constante, Ancey et al. ont retenu la seconde hypothèse, physiquement plus convaincante. Selon Ancey et al., le comportement binomial négatif de la distribution de probabilité du nombre de particule en mouvement pourrait être dû au mouvement collectif des particules. Dans le cas des expériences N, les particules bougent en effet préférentiellement en groupe sur de petites périodes et le départ d'une particule entraîne souvent une perte de stabilité de plusieurs particules voisines. Or, pour nos expériences menées avec des

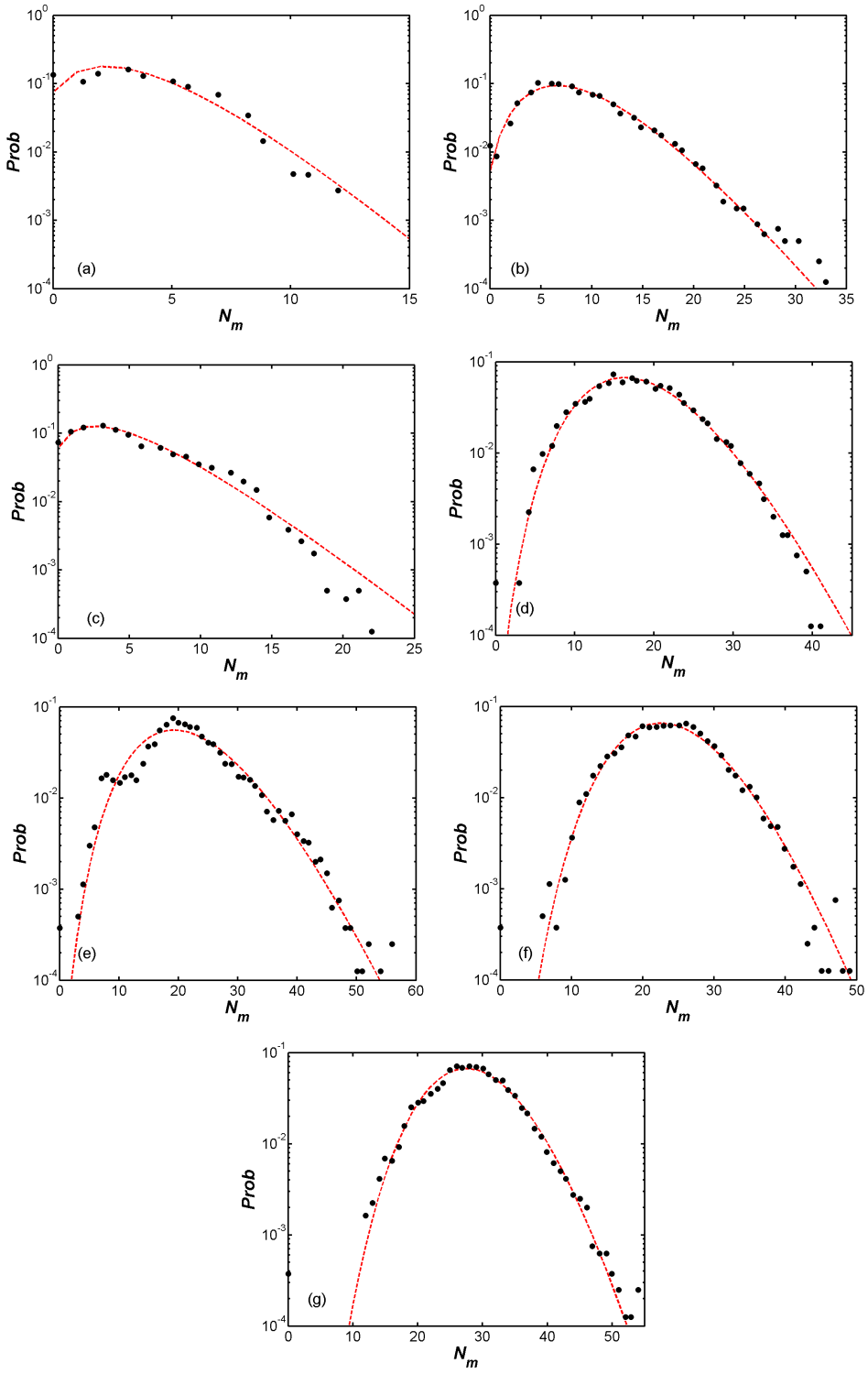


Fig. 4.23 – Densité de probabilité empirique du nombre total de billes en mouvement N_m (points noires). La ligne rouge hachurée est la fonction de densité de probabilité de la distribution binomiale négative. Expériences du tableau 4.4.

particules de 4 mm, on observe que les billes bougent exclusivement individuellement (voir §4.7). Le comportement non binomial des particules en mouvement ne serait donc pas la conséquence de mouvements collectifs mais de dépendances plus complexes entre les particules.

4.9 Modèle d'érosion-dépôt

Charru *et al.* (2004) ont développé un modèle d'érosion-dépôt de transport par charriage pour des écoulements visqueux qui tient compte d'un effet de relaxation lié au temps nécessaire à une particule pour se déposer une fois qu'elle a été entraînée par l'écoulement. Ce modèle prédit avec succès le développement de rides créées par des écoulements visqueux [Charru *et al.* (2004)]. Une extension du modèle à des écoulements turbulents a été proposée par Charru (2006) (voir §1.3.4 pour la description du modèle) et a été testée par Lajeunesse *et al.* (2010). De même que Lajeunesse *et al.* (2010), nous avons testé ce modèle avec nos expériences monodisperses constituées de billes de 4 mm ou 6 mm conduites dans des écoulements turbulents. Nous avons déterminé les coefficients du modèle : a pour la vitesse des particules et c_d et c_e pour les taux d'érosion et de dépôts. Par souci de simplicité, nous avons pris comme vitesse de sédimentation $V_s = \sqrt{Rgd}$ avec d, le diamètre caractéristique des sédiments et $R = \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f}$ avec ρ_p la densité des particules et ρ_f la densité du fluide. Cette simplification de la vitesse de sédimentation revient à négliger la faible dépendance du coefficient de traînée avec le nombre de Reynolds.
Nous avons calculé le nombre de Shields avec le rayon hydraulique de fond obtenu en utilisant la méthode d'Einstein [Cao (1985)] afin de prendre en compte les effets de parois. Cette méthode est détaillée dans §4.3 et le nombre de Shields est donné par :

$$\tau^*(R_{Hfond}) = \frac{R_{Hfond} I}{Rd} \tag{4.11}$$

où R_{Hfond} est le rayon hydraulique de fond et I la pente du lit.
La vitesse de cisaillement est obtenue par :

$$u^* = \sqrt{g R_{Hfond} I} \tag{4.12}$$

où g est la gravité.
Les résultats quantitatifs nécessaires à la détermination des paramètres impliqués dans le modèle sont divisés en quatre parties : le seuil de début de

mouvement, la densité des particules en mouvement, la vitesse des particules et la durée caractéristique des sauts.

4.9.1 Seuil de début de mouvement

Lajeunesse *et al.* (2010) ont observé que N, la densité surfacique du nombre de particules en mouvement, disparaît en dessous d'une valeur seuil bien définie du nombre de Shields τ^* et que N augmente linéairement avec τ^* au dessus de la valeur seuil. Ils ont donc défini le nombre de Shields critique τ_c^* à partir de cette valeur seuil en dessous de laquelle N disparaît. En appliquant le même raisonnement à nos expériences, nous avons tracé N en fonction de $\tau^*(R_{Hfond})$ dans l'optique d'obtenir la valeur seuil τ_c^* par extrapolation à zéro de la densité surfacique des particules en mouvement (Fig. 4.24). Via un ajustement linéaire, nous avons trouvé $\tau_c^* = 0.106$ pour les particules de 4 mm quelle que soit la pente. En revanche, pour les particules de 6 mm, nous avons obtenu $\tau_c^* = 0.067$ pour les expériences à des pentes de 7.5% et 10% et $\tau_c^* = 0.049$ pour les expériences à une pente de 12.5%. Seulement deux expériences ayant été menées à une pente de 15%, nous avons décidé de prendre pour ces expériences la valeur de τ_c^* trouvée pour les expériences à 12.5%.
Les valeurs seuil ainsi obtenues ($0.049 < \tau_c^* < 0.106$) sont du même ordre de grandeur que les valeurs seuil classiquement trouvées dans le cas de particules grossières avec néanmois une valeur élevée pour les billes de 4 mm.

4.9.2 Densité surfacique des particules en mouvement

Nous avons tracé la densité surfacique N en fonction de $(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*)$ (voir Fig. 4.26). Pour les expériences avec des particules de 4 mm, les données se regroupent sur une droite correspondant à la relation linéaire :

$$Nd^2 = (4.16 \pm 0.46)(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*) \tag{4.13}$$

Par contre, pour les expériences avec des particules de 6 mm, seules les données obtenues à des pentes de 7.5% et 10% se regroupent sur une droite, nous trouvons comme relation linéaire :

$$Nd^2 = (10.63 \pm 1.49)(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*) \tag{4.14}$$

Dans le cas des expériences à des pentes de 12.5% et 15%, la surface libre

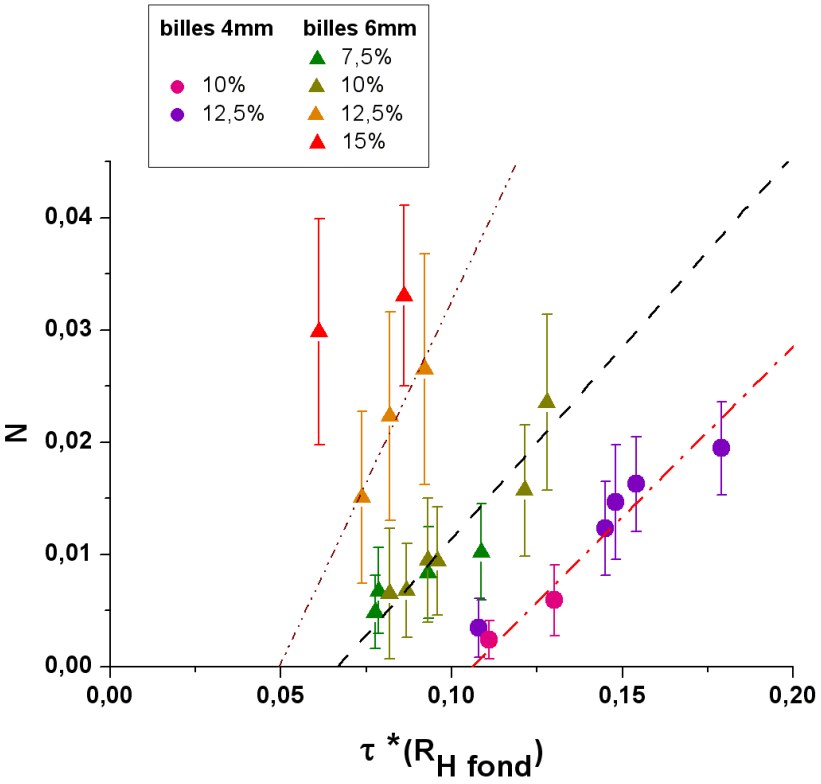


Fig. 4.24 – Densité surfacique du nombre de particules en mouvement N en fonction du nombre de Shields $\tau^*(R_{Hfond})$. Les lignes hachurées représentent les ajustements linéaires des données. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type σ_N.

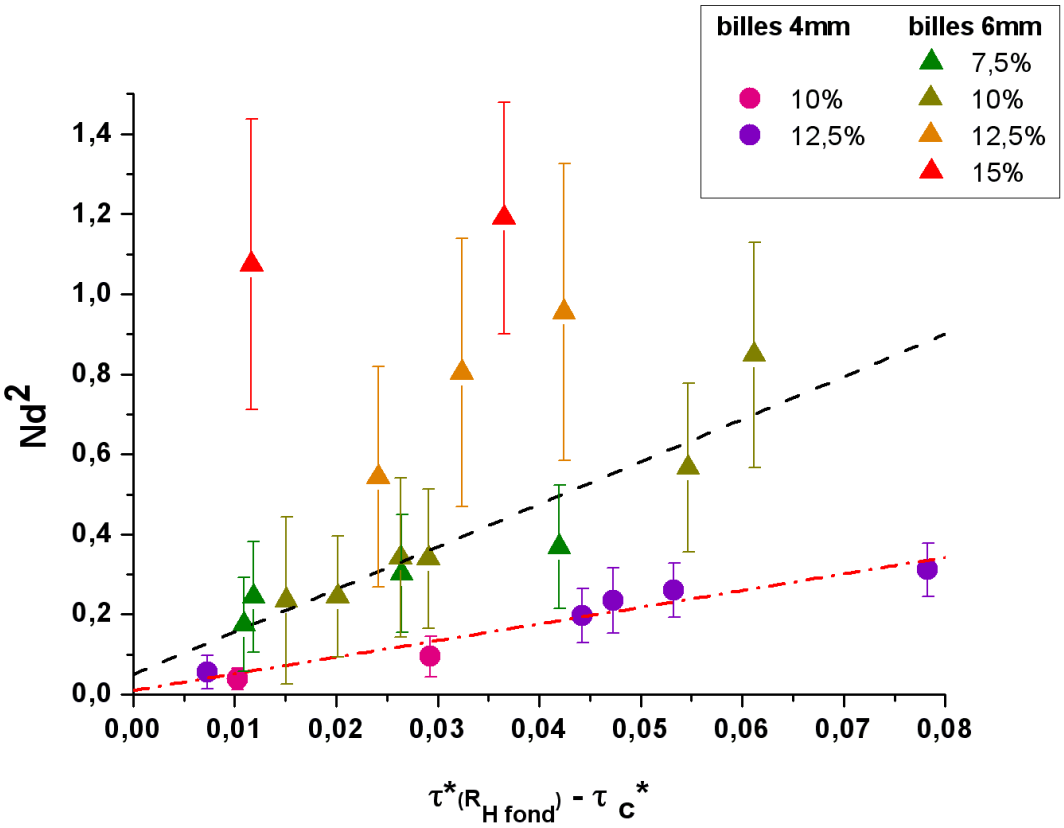


Fig. 4.25 – Nd^2 en fonction de $(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*)$. Les lignes hachurées représentent les ajustements linéaires des données et les barres d'erreurs correspondent aux écarts types σ_{Nd^2}.

tronque les trajectoires des particules. Cette forte influence de la surface libre sur le mouvement des particules peut expliquer le fait que nous ne retrouvons pas de relation linéaire entre la densité surfacique et le nombre de Shields pour ces données.
L'augmentation linéaire de N avec $(\tau^*(R_{Hfond}) - \tau_c^*)$ pour les particules de 4 mm et les particules de 6 mm à des pentes de 7.5% et 10% est cohérente avec le modèle d'érosion-dépôt présenté en §1.3.4.
A partir des ajustements linéaires (équations 4.13 et 4.14) et par identification de l'équation 1.20, nous trouvons pour les expériences avec des billes de 4 mm :

$$\frac{c_e}{c_d} = 4.16 \pm 0.46 \tag{4.15}$$

Pour les expériences avec des billes de 6 mm à des pentes de 7.5% et 10%, nous trouvons :

$$\frac{c_e}{c_d} = 10.63 \pm 1.49 \tag{4.16}$$

Contrairement à Lajeunesse *et al.* (2010) qui ont trouvé le même coefficient c_e/c_d pour toutes leurs expériences quelle que soit la taille des particules, nous avons donc obtenu des coefficients différents pour les billes de 4 mm et 6 mm. De plus, la valeur de c_e/c_d trouvée avec les expériences T est proche de celle trouvée par Lajeunesse *et al.* (2010), en effet ils trouvent $c_e/c_d = 4.6$ pour leurs expériences. Ces résultats mettent en évidence le fait que les expériences menées avec des billes de 4 mm sont proches des résultats obtenus avec les sédiments naturels utilisés par Lajeunesse *et al.* (2010) contrairement aux expériences conduites avec des billes de 6 mm.

4.9.3 Vitesse des particules

Lajeunesse *et al.* (2010) ont tracé la vitesse moyenne adimensionnée V/V_s en fonction de $(u^* - u_c^*)/V_s$. Ils ont retrouvé la relation linéaire (1.18) qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{V - V_c}{V_s} = a\frac{u^* - u_c^*}{V_s} \tag{4.17}$$

avec $V_s = \sqrt{Rgd}$. En ajustant les données, ils ont trouvé une pente $a = 4.4 \pm 0.2$.
Ils ont également tracé V/V_s en fonction de la vitesse de cisaillement adimensionnée u^*/V_s pour leurs données ainsi que pour quatre études précédentes [Fernandez-Luque & van Beek (1976) ; Abbott & Francis (1977) ; Lee

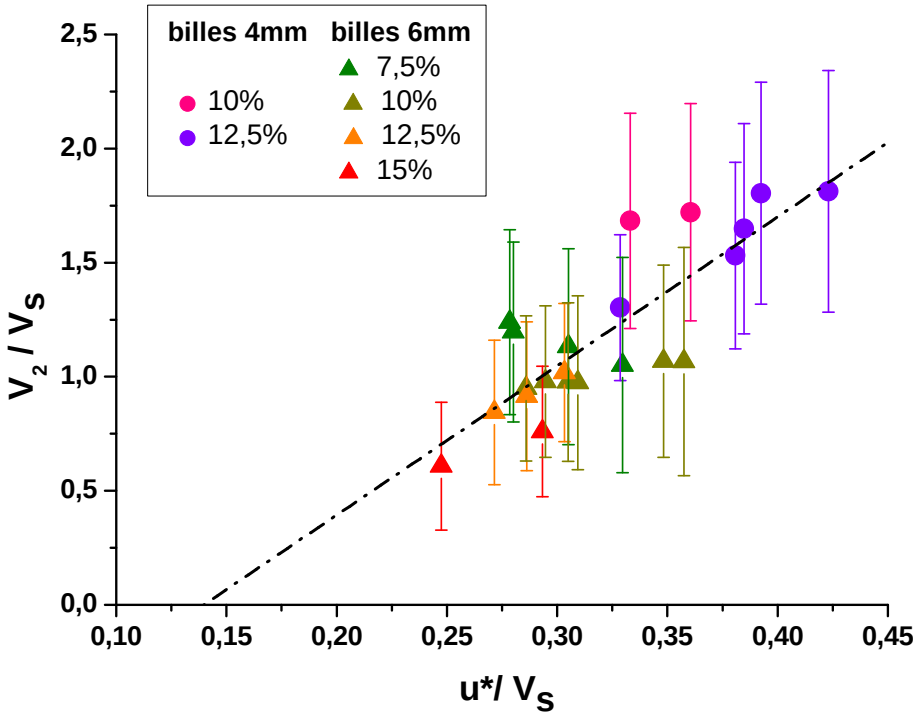


Fig. 4.26 – Vitesse moyenne des particules en saltation adimensionnée par la vitesse de sédimentation V_2/V_s en fonction de u^*/V_s, avec $V_s = \sqrt{Rgd}$. La droite hachurée représente un ajustement linéaire des données et les barres d'erreurs les écarts types $\sigma_{\frac{V_2}{V_s}}$.

& Hsu (1994) ; Nino *et al.* (1994)] (u_c^* n'étant pas disponible pour certaines études, il n'était pas possible de tracer les vitesses des particules en fonction de $(u^* - u_c^*)/V_s$). Pour toutes les données, V/V_s augmente linéairement avec u^*/V_s en accord avec l'équation (4.17) ce qui leur a permis d'obtenir les pentes a pour chaque série d'expériences à l'aide d'un ajustement linéaire. Deux tendances ont alors émergé selon la nature du lit. Pour un simple grain entraîné au dessus d'un lit rigide rugueux, ils ont trouvé $a = 13.2 \pm 0.6$ [Abbott & Francis (1977) ; Lee & Hsu (1994)] et dans le cas d'un lit érodable, $a = 5.0 \pm 0.6$ [Nino *et al.* (1994) ; Lajeunesse *et al.* (2010)] .
La détermination de u_c^* n'étant pas évidente, nous avons également décidé de tracer la vitesse moyenne des particules adimensionnée en fonction de la vitesse de cisaillement adimensionnée. Les résultats de Lajeunesse *et al.* (2010) indiquent que le transport de sédiments est fortement dominé par la saltation qui réprésente de 70% à 100% des particules en mouvement. C'est pourquoi, la vitesse moyenne des particules doit être proche de celle obtenue pour les particules en saltation uniquement. Dans notre cas, le pourcentage de saltation dépend en partie de la hauteur d'eau et représente de 4.4% à 65.7% des billes en mouvement pour les billes de 6 mm et de 45.3% à 78.4% pour les billes de 4 mm. Dans la majorité de nos expériences, le roulement est le mode de déplacement prédominant des particules. Afin de comparer nos résultats avec ceux de Lajeunesse *et al.* (2010), nous avons donc tracé la vitesse moyenne des billes en saltation uniquement V_2/V_s en fonction de u^*/V_s (voir Fig. 4.26). Via un ajustement linéaire, nous avons trouvé :

$$a = 6.53 \pm 0.98 \tag{4.18}$$

La vitesse moyenne adimensionnée des particules en saltation V_2/V_s augmente donc linéairement avec la vitesse de cisaillement adimensionnée $u^*/V_s = \sqrt{\tau^*}$. La valeur trouvée du coefficient a est cohérente car elle est du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues à partir d'études précédentes menées avec des lits érodables (a était compris entre 4.4 et 5.5). Ce coefficient est beaucoup plus bas que celui obtenu pour un lit rugueux non érodable ($a \approx 13.2$).

4.9.4 Durée caractéristique des sauts

De même que pour les expériences de Lajeunesse *et al.* (2010), les billes de 4 et 6 mm de nos expériences présentent des successions de périodes de sauts

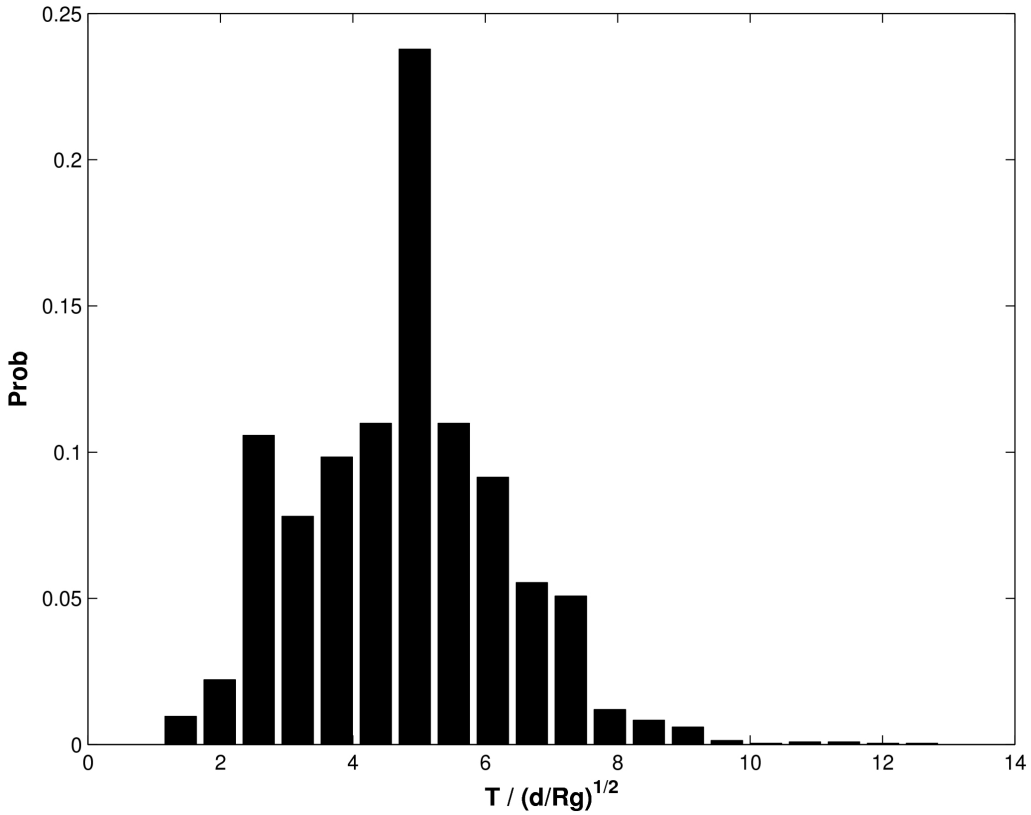


Fig. 4.27 – PDF de la durée des sauts normalisée par $\sqrt{d/Rg}$ pour l'expérience T12-18.

et de périodes d'arrêt. Pour caractériser le temps d'un saut, Lajeunesse *et al.* (2010) ont tracé les histogrammes du temps de sédimentation adimensionné $T/\sqrt{d/Rg}$ des particules sans dictinction de l'état de mouvement (roulement ou saltation). La saltation étant le mode de transport prédominant pour les expériences de Lajeunesse *et al.* (2010), on peut logiquement penser que le temps de sédimentation adimensionné $T/\sqrt{d/Rg}$ des particules en mouvement doit être très proche de celui obtenu pour les particules en saltation uniquement. De même que pour la vitesse moyenne des particules, nous avons donc décidé de tracer les histogrammes de $T/\sqrt{d/Rg}$ des particules en saltation uniquement pour toutes les expériences afin de pouvoir comparer nos résultats. La distribution des durées des sauts des particules présente un pic bien défini correspondant à la durée la plus probable T. A titre d'exemple, la figure 4.27 représente cet histogramme pour l'expérience T12-18.
A partir des histogrammes de toutes les expériences, nous avons tracé les durées les plus probables des sauts T normalisées par le temps de sédimentation caractéristique $\sqrt{d/Rg}$ en fonction de u^*/V_s sur la figure 4.28. Le temps de sédimentation adimensionné varie entre 2.47 et 5.15 avec un temps légèrement plus court pour les expériences avec des billes de 6 mm à des pentes de 12.5% et 15%. Ceci est en accord avec une remarque précédente sur le fait qu'à forte pente la surface libre tronque les trajectoires des particules de 6 mm, leur temps de sédimentation est par conséquent plus court. Mais de façon générale, il n'y a pas de variation du temps de sédimentation adimensionné en fonction de u^*/V_s. Un ajustement des données conduit à la relation :

$$\frac{T}{\sqrt{d/Rg}} = 4.29 \tag{4.19}$$

Une fois normalisé avec le temps de sédimentation d/V_s, T est donc indépendant de u^*. En utilisant cette durée caractéristique des sauts et l'équation (1.15) introduite dans le modèle d'érosion-dépôt, le coefficient de dépôt est :

$$c_d = 0.23 \tag{4.20}$$

A partir de cette estimation du coefficient de dépôt et des équations (4.15) et (4.16) pour le rapport c_e/c_d, nous trouvons le coefficient d'érosion suivant pour les particules de 4 mm :

$$c_e = 0.97 \tag{4.21}$$

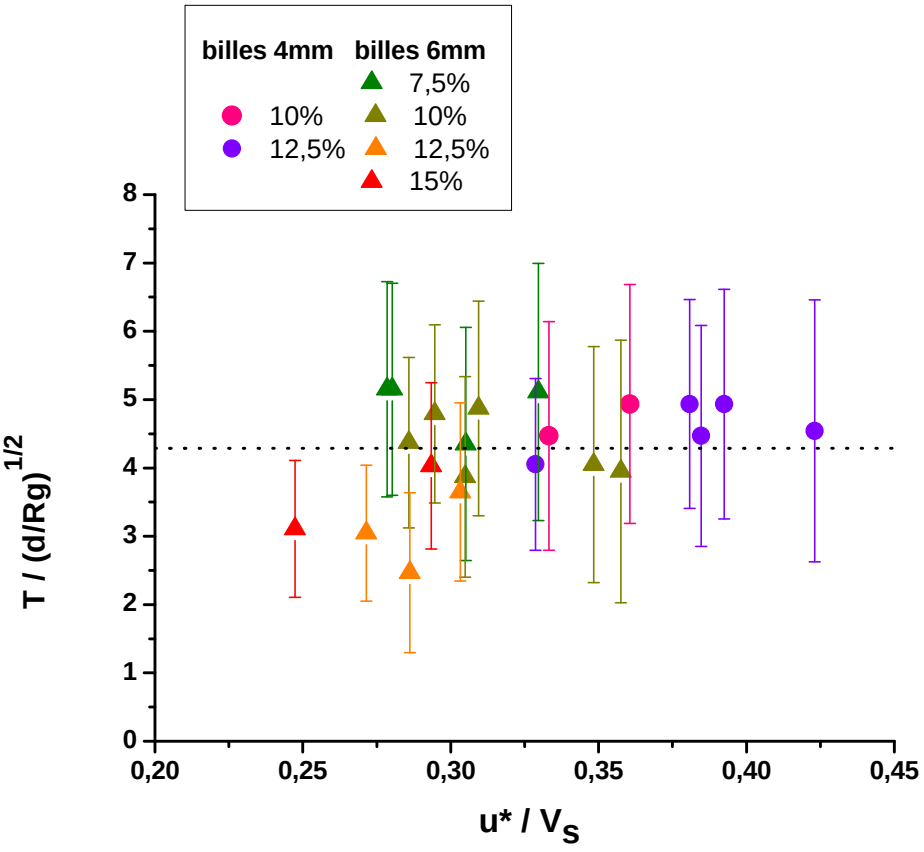


Fig. 4.28 – Durée adimensionnée la plus probable des sauts $T/\sqrt{d/Rg}$ en fonction de u^*/V_s. La ligne hachurée représente l'ajustement linéaire. Les barres d'erreurs correspondent aux écarts types de la durée adimensionnée.

Et pour les particules de 6 mm à des pentes de 7.5% et 10%, nous trouvons :

$$c_e = 2.48 \tag{4.22}$$

Nos résultats expérimentaux soutiennent donc le modèle d'érosion-dépôt présenté en §1.3.4 et permet la calibration des coefficients : le coefficient de dépôt impliqué dans le taux de dépôt (équation (1.14)) est donné par l'équation (4.20), le coefficient d'érosion impliqué dans le taux de dépôt (équation (1.16)) est donné par les équations (4.21) et (4.22) et le coefficient de vitesse impliqué dans la relation de vitesse (équation (1.18)) est donné par l'équation (4.18). La plupart des coefficients relatifs au cas unimodal de 4 mm (nos données) sont proches de ceux obtenus dans un canal sans effet de bord et avec du matériau naturel [Lajeunesse *et al.* (2010)].

4.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de la taille des particules, du débit solide et de la pente sur les processus de transport par charriage. La plupart des études antérieures sur le charriage ont tenté d'établir des formules empiriques du débit solide en fonction du débit liquide et de la pente. Notre approche s'est concentrée sur les processus physiques de transport de particules. Une grande partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du charriage en adoptant les points de vue de la physique granulaire.

Nous avons conduit une série de sept expériences sous des conditions d'équilibre de charriage avec des particules de 4 mm en faisant varier le débit solide et la pente du canal afin de les comparer à des expériences menées précédemment avec des particules de 6 mm. L'effet sur l'écoulement est inversé par rapport à celui classiquement obtenu car normalement, quand la taille des particules diminue, le débit liquide diminue à débit solide constant. Or, dans notre étude, le débit liquide a plus que doublé pour une expérience avec des billes de 4 mm par rapport à une expérience avec des billes de 6 mm, à même débit solide. Effectivement, nous passons d'un cas 2D (billes de 6 mm) à un cas partiellement 3D (billes de 4 mm), les billes de 4 mm ont donc une tendance au blocage et sont à par conséquent moins mobiles. De plus, les deux tailles de particules ont des modes de transport différents. En effet, les billes de 4 mm se déplacent principalement en saltation alors que les billes de 6 mm sont majoritairement en roulement. Une analyse des profils de débit solide et de densité en nombre révèle trois pics de roulement pour les billes de

6 mm ce qui indique une structure en couches. Par contre, les billes de 4 mm ne présente qu'un pic de roulement, le roulement étant seulement possible sur deux couches près de la surface libre. Ce phénomène s'explique par le fait que les billes de 4 mm forment un lit imbriqué qui empêche le mouvement des billes du lit.

Les rares études concernant les profils de vitesse et de concentration dans une couche de charriage continue correspondent majoritairement aux écoulements de charriage intense plus typiques des "sand-bed streams" ou des "sheet flows" en côtier. En revanche, nos expériences correspondent aux écoulements modérés et sont donc plus typiques des rivières à graviers. Nos profils de vitesse mettent en évidence trois zones : une queue exponentielle, un domaine linéaire et une région logarithmique. Les parties inférieures (exponentielle et linéaire) sont similaires aux profils de vitesse en granulaire sec ou en écoulements bien plus concentrés et les parties supérieures (linéaire et logarithmique) aux mesures de charriage intense ("sheet flows"). Quant aux profils de concentration, ils révèlent la même forme que les profils de concentration obtenus en charriage côtier ("sheet flows") et en écoulement granulaire sec.

La représentation de la propagation spatio-temporelle des particules a permis de mettre en exergue une différence fondamentale dans le mode de déplacement des deux tailles de particules. En effet, on observe que les billes de 4 mm se déplacent généralement individuellement quel que soit leur état de mouvement tandis que les billes de 6 mm en roulement bougent souvent en séries. Le mouvement collectif mis en avant par Böhm (2005) pour expliquer certains phénomènes est donc uniquement une caractéristique des billes de 6 mm.

De même que pour les particules de 6 mm [Ancey *et al.* (2006)], nous avons montré que la distribution binomiale négative fournissait une bonne réprésentation de la densité de probabilité empirique du nombre de billes en mouvement pour les particules de 4 mm. Le comportement non binomial des particules en mouvement ne serait donc pas la conséquence de mouvements collectifs comme suggéré par Ancey et al.

Pour finir, nous avons testé avec succès le modèle d'érosion-dépôt développé par Charru (2006) avec nos expériences monodisperses (excepté pour les billes de 6 mm à forte pente) et nous avons déterminé les coefficients permettant de calibrer le modèle. La plupart des coefficients obtenus avec les billes de 4 mm sont proches de ceux obtenus par Lajeunesse *et al.* (2010). Ceci semble indiquer que nos expériences menées avec des billes de 4 mm

sont plus proches des expériences conduites avec des sédiments naturels que celles menées avec des billes de 6 mm.

Chapitre 5

Etude du transport de mélanges bimodaux

5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la ségrégation par taille, le phénomène le plus important lié au charriage et également le plus difficile à modéliser. Dans ce but, nous avons analysé des mélanges bidisperses de particules de 4 mm et 6 mm et nous les avons comparés aux résultats obtenus avec les cas unimodaux traités dans le chapitre 4. Dans cette étude, nous avons accès à toutes les trajectoires des particules grâce au traitement d'image présenté dans le chapitre 3.

Nous avons vu précédemment qu'il existait une bonne base en physique granulaire pour améliorer notre compréhension du charriage sous des conditions de charriage intense, ceci est également le cas du point de vue des mécanismes de ségrégation. Par contre, les phénomènes de surface qui simuleraient des écoulements de charriage modérés, caractéristiques de nos expériences, n'ont quasiment pas été étudiés en physique granulaire. De même que dans le chapitre précédent, nous avons porté un intérêt particulier à l'analyse des profils de vitesse, de densité en nombre et de concentration, ces profils pouvant aider à une meilleure compréhension de la ségrégation.

Dans la partie 1.5, nous avons vu que deux phénomènes de ségrégation apparaissaient : la percolation spontanée ou infiltration et le phénomène de "kinetic sieving". La plupart des études dans la littérature du charriage concerne la percolation spontanée des grains fins dans un lit de graviers immobiles

[Wooster *et al.* (2008)]. Elle a été en particulier investiguée en milieu naturel (rivières à graviers) car l'intrusion des particules fines dans les lits de frayère des salmonidés peut gêner leur reproduction [Lisle (1989)]. Par contre, le phénomène de "kinetic sieving" n'a été décrit que qualitativement dans les études sur le charriage [Parker & Klingeman (1982)]. Elle a en revanche été mieux étudiée en écoulements industriels (transport de poudres et grains). Une partie de ce chapitre est consacrée à mettre en exergue le phénomène de "kinetic sieving" dans nos expériences.

Après avoir présenté les différentes expériences menées avec des mélanges à deux tailles de particules, nous confronterons les résultats de nos expériences unimodales et bimodales à des formules classiques de transport. Par la suite, nous analyserons les profils verticaux de deux mélanges bimodaux que nous comparerons aux expériences conduites avec une seule taille puis nous étudierons la propagation spatio-temporelle des particules de 4 mm et 6 mm d'un mélange bidisperse. Afin de comprendre le processus de ségrégation observé dans nos expériences, nous finirons par l'analyse de deux expériences spécifiques qui mettent en évidence l'évolution temporelle de la ségrégation.

5.2 Présentation des expériences

Tout d'abord, nous tenons à préciser que bien qu'il s'agisse d'un mélange de deux diamètres bien définis, nous utilisons ici le terme "bimodal" par commodité de langage.
Comme dans le chapitre précédent, les expériences présentées dans ce chapitre ont été conduites sous des conditions d'équilibre de charriage. Nous avons fait varier les débits d'injection des billes de 6 mm et de 4 mm ainsi que la hauteur de la butée comme indiqué sur la figure 5.1. Les dix expériences menées avec des mélanges bimodaux sont exposées dans les tableaux 5.1 et 5.2. Ces deux tableaux reportent les variables imposées ($\tan\theta$, $\dot{n}_0 = \dot{q}_0$ et q_l), les variables calculées qui caractérisent l'écoulement et les nombres sans dimension (voir §4.3 pour le détail de l'obtention de ces données).
A cause de contraintes liées au dispositif expérimental, la plage de débit solide des mélanges bimodaux est faible (de $\phi_s = 0.14$ à $\phi_s = 0.25$). En effet, nous sommes limités par une borne inférieure du fait que nos distributeurs ne permettent pas d'obtenir de débits d'injection plus faibles et par une borne supérieure car, à partir d'un certain débit liquide et donc d'une certaine hau-

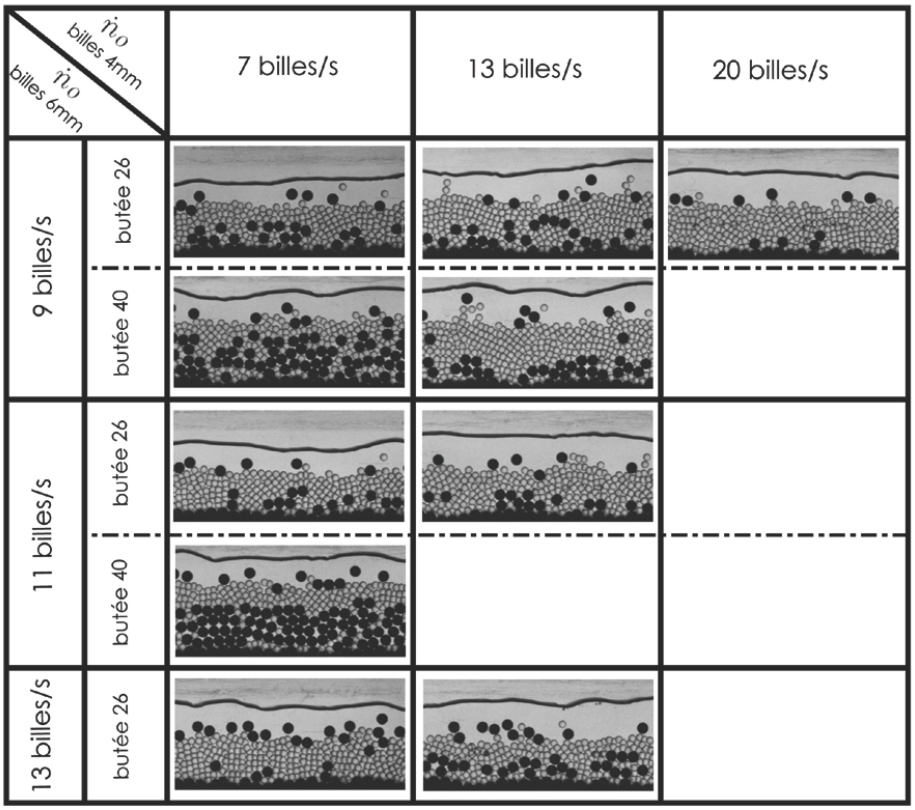


Fig. 5.1 – Vue d'ensemble des expériences bimodales menées à différents débits solides des billes de 4 mm et 6 mm. A chaque expérience correspond une image de la séquence filmée. Voir Tab. 5.1 et 5.2 pour les conditions expérimentales.

Expérience	M7-9_26		M7-9_40		M7-11_26		M7-11_40		M7-13_26	
d (mm)	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4
butée (mm)	26	26	40	40	26	26	40	40	26	26
$\tan\theta$ (%)	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
$\dot{n}_0$ (billes/s)	8,8	6,6	8,9	6,6	10,4	6,6	10,6	6,6	13,1	6,6
$\dot{q}_{s0}$ (10^{-3} m^2/s)	0,15	0,034	0,15	0,034	0,18	0,034	0,18	0,034	0,23	0,034
$\dot{q}_{s0}$ total	0,19		0,19		0,21		0,22		0,26	
q_l (10^{-3} m^2/s)	5,69	5,69	6,38	6,38	6,28	6,28	6,72	6,72	6,82	6,82
h (mm)	14,4	14,4	14,6	14,6	15,2	15,2	14,9	14,9	16,8	16,8
σ_h(mm)	3,3	3,3	2,7	2,7	2,6	2,6	2,6	2,6	3,3	3,3
u_f (m/s)	0,40	0,40	0,44	0,44	0,41	0,41	0,45	0,45	0,41	0,41
$\dot{n}$ (billes/s)	9,13	5,97	9,01	6,56	10,66	6,58	10,96	6,58	13,6	6,73
$\sigma_{\dot{n}}$ (billes/s)	3,06	4,35	3,13	3,85	3,39	3,89	3,66	4,43	4,1	4,02
$\dot{q}_s$ (10^{-3} m^2/s)	0,16	0,031	0,16	0,034	0,19	0,034	0,19	0,034	0,24	0,035
$\dot{q}_s$ total	0,19		0,19		0,22		0,22		0,27	
Re	4193	4193	4660	4660	4418	4418	4808	4808	4419	4419
Fr	1,05	1,05	1,16	1,16	1,07	1,07	1,18	1,18	1,00	1,00
Δ_{Fr}	0,36	0,36	0,32	0,32	0,28	0,28	0,31	0,31	0,29	0,29
N_{Sh}	0,20	0,20	0,20	0,20	0,21	0,21	0,21	0,21	0,23	0,23
$N_{Sh}(R_{Hfond})$	0,19	0,19	0,18	0,18	0,19	0,19	0,18	0,18	0,22	0,22
D	147	98	147	98	147	98	147	98	147	98
C_s (%)	2,8	0,5	2,5	0,5	3,0	0,5	2,8	0,5	3,5	0,5
C_s total	3,3		3,0		3,5		3,3		4,0	
h/d	2,40	3,60	2,43	3,64	2,54	3,81	2,49	3,73	2,80	4,20
κ_{re} (%)	0,94	6,42	0,70	5,10	0,85	7,90	0,62	5,47	0,90	4,64
κ_r (%)	18,6	53,2	28,8	52,5	33,3	57,0	33,5	57,5	29,7	50,4
κ_s (%)	69,7	32,8	69,0	38,1	64,7	30,4	63,9	31,5	66,9	39,7
u_r (m/s)	0,11	0,09	0,13	0,11	0,12	0,10	0,14	0,10	0,13	0,11
u_s (m/s)	0,29	0,32	0,32	0,34	0,32	0,34	0,32	0,34	0,35	0,35
N_l	1689	395	1404	465	1518	349	1464	407	1795	516
l_l	4,31	5,68	4,70	6,43	4,59	6,73	4,60	5,83	5,20	6,50
h_l	0,38	0,63	0,40	0,69	0,38	0,74	0,37	0,59	0,43	0,73

Tab. 5.1 – Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour mélanges bimodaux à $\tan\theta = 12.5\%$ (Expériences M7-9_26 à M7-13_26). Les paramètres variables : le débit solide $\dot{n}_0$ des billes de 6 mm et 4 mm et la butée. La notation M7-9_26 signifie : M pour les mélanges bimodaux, $\dot{n}_0 = 7$ billes/s (billes de 4 mm), $\dot{n}_0 = 9$ billes/s (billes de 6 mm) et la butée = 26 mm.

Expérience	M13-9_26		M13-9_40		M13-11_26		M13-13_26		M20-9_26	
d (mm)	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4
butée (mm)	26	26	40	40	26	26	26	26	26	26
$\tan\theta$ (%)	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
$\dot{n}_0$ (billes/s)	8,8	13,3	8,8	13,3	11,0	13,3	13,5	13,3	8,8	19,9
$\dot{q}_{s0}$ (10^{-3} m^2/s)	0,15	0,068	0,15	0,068	0,19	0,068	0,23	0,068	0,15	0,103
$\dot{q}_{s0}$ total	0,22		0,22		0,26		0,30		0,25	
q_l (10^{-3} m^2/s)	7,28	7,28	8,15	8,15	8,52	8,52	10,49	10,49	8,78	8,78
h (mm)	14,1	14,1	17,0	17,0	16,7	16,7	19,5	19,5	17,6	17,6
σ_h(mm)	2,3	2,3	2,3	2,3	2,6	2,6	2,7	2,7	3,3	3,3
u_f (m/s)	0,52	0,52	0,48	0,48	0,51	0,51	0,54	0,54	0,50	0,50
$\dot{n}$ (billes/s)	11,61	14,03	11,87	13,95	7,04	13,65	15,44	12,62	9,78	20,51
$\sigma_{\dot{n}}$ (billes/s)	3,95	5,45	3,98	5,55	6,22	5,93	4,57	5,83	3,86	7,51
$\dot{q}_s$ (10^{-3} m^2/s)	0,20	0,072	0,21	0,072	0,12	0,070	0,27	0,065	0,17	0,106
$\dot{q}_s$ total	0,27		0,28		0,19		0,33		0,28	
Re	5452	5452	5237	5237	5554	5554	5998	5998	5482	5482
Fr	1,39	1,39	1,18	1,18	1,26	1,26	1,23	1,23	1,20	1,20
Δ_{Fr}	0,34	0,34	0,24	0,24	0,29	0,29	0,26	0,26	0,34	0,34
N_{Sh}	0,20	0,20	0,24	0,24	0,23	0,23	0,27	0,27	0,25	0,25
$N_{Sh}(R_{Hfond})$	0,17	0,17	0,20	0,20	0,19	0,19	0,21	0,21	0,20	0,20
D	147	98	147	98	147	98	147	98	147	98
C_s (%)	2,8	1,0	2,5	0,9	1,4	0,8	2,6	0,6	1,9	1,2
C_s total	3,8		3,4		2,2		3,2		3,1	
h/d	2,35	3,53	2,83	4,25	2,78	4,18	3,25	4,87	2,93	4,40
κ_{re} (%)	0,45	2,86	0,12	1,17	0,33	3,98	0,40	3,77	0,22	3,08
κ_r (%)	21,9	48,9	0,07	0,6	28,3	53,0	25,5	53,6	25,7	55,0
κ_s (%)	75,0	44,0	97,5	94,0	69,4	38,3	70,7	37,8	72,1	37,8
u_r (m/s)	0,17	0,13	0,01	0,01	0,15	0,12	0,15	0,12	0,18	0,14
u_s (m/s)	0,38	0,37	0,28	0,16	0,37	0,37	0,39	0,39	0,39	0,39
N_l	1522	1068	4238	8475	882	889	1731	748	1174	1197
l_l	5,52	7,10	4,43	3,67	5,48	6,90	5,60	7,11	5,47	7,11
h_l	0,40	0,66	0,47	0,49	0,41	0,77	0,43	0,68	0,40	0,62

Tab. 5.2 – Caractéristiques de l'écoulement et valeurs moyennées dans le temps des nombres sans dimension caractérisant la charge de fond et l'écoulement d'eau pour mélanges bimodaux à $\tan\theta = 12.5\%$ (Expériences M13-9_26 à M20-9_26). Les paramètres variables : le débit solide $\dot{n}_0$ des billes de 6 mm et 4 mm et la butée. La notation M13-9_26 signifie : M pour les mélanges bimodaux, $\dot{n}_0 = 13$ billes/s pour les billes de 4 mm, $\dot{n}_0 = 9$ billes/s pour les billes de 6 mm et la butée = 26 mm.

teur d'eau, l'énergie est en grande partie dissipée par les parois ce qui rend impossible l'obtention de l'équilibre de charriage à des débits solides élevés. On remarque que les expériences menées avec des mélanges bimodaux conduisent à un lit principalement formé de billes de 4 mm (Fig. 5.1). Or, comme mentionné précédemment, les billes de 4 mm dans le canal de 6.5 mm présentent une tendance au blocage contrairement aux billes de 6 mm. Par conséquent, l'obtention de l'équilibre requiert un débit liquide plus élevé pour les expériences bimodales que pour celles menées avec des particules de 6 mm à débit solide équivalent. Ce débit liquide est cependant moins élevé que celui nécessaire aux expériences avec les billes de 4 mm seules. En effet, si on compare les expériences T12-40 et M7-11_26 (même débit solide total), on constate que le débit liquide à l'équilibre de charriage est 42% plus élevé pour le cas unimodal. De même, on remarque que pour des expériences bimodales avec le même débit solide, le débit liquide augmente à mesure que la proportion volumique de billes de 4 mm dans le mélange augmente. De l'expérience M7-13_26 (12% de billes de 4 mm en volume) à l'expérience M20-9_26 (40% de billes de 4 mm en volume), le débit liquide augmente de 29% alors que le débit solide total reste constant.

5.3 Comparaison avec des formules classiques de transport

Une façon classique de comparer les taux de transport par charriage à des conditions différentes d'écoulement est de tracer le débit solide sans dimension ϕ_s en fonction du nombre de Shields τ^*, $\phi_s = q_s/\sqrt{(\rho_p/\rho_f - 1)gd^3}$, où q_s est le taux de transport par charriage par unité de largeur ($q_s = \pi d^3 \dot{n}/(6W)$). Afin de prendre en compte les effets de parois, nous avons utilisé la méthode d'Einstein [Cao (1985)] pour calculer le rayon hydraulique de fond. Cette méthode est utilisée pour tenir compte de faibles effets de parois. Dans notre cas, le rapport $2h/W$ est toujours au dessus de 1 ce qui signifie que la hauteur d'eau est supérieure à la largeur, les effets de parois sont donc importants. La figure 5.2 montre nos points de données expérimentales obtenus avec les expériences unimodales et bimodales comparés aux formules empiriques largement utilisées de Meyer-Peter et Müller modifiées par Wong & Parker (2006) et de Fernandez-Luque & van Beek (1976). Elles ont été établies pour des pentes plus faibles que pour nos expériences et utilisent un seuil de transport, elles

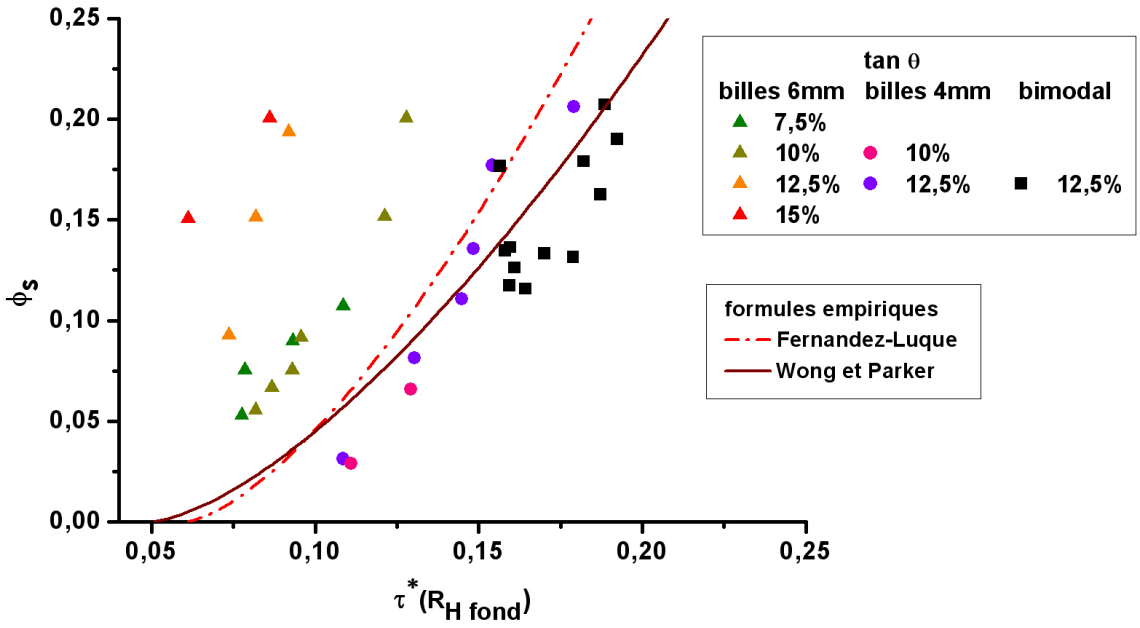


Fig. 5.2 – Débit solide adimensionné ϕ_s en fonction du nombre de Shields calculé avec le rayon hydraulique de fond.

produisent un ϕ_s non nul si τ^* excède une valeur critique τ_c^*. Nos données sont relativement près du début de mouvement puisque que le nombre de Shields maximum est seulement trois fois plus élevé que les seuils de début de mouvement classiquement acceptés ($\tau^* = 0.047$ ou $\tau^* = 0.06$). Bien qu'il soit bien connu que les formules empiriques ne soient pas très performantes près du seuil de début de mouvement, nos données sont étonnamment proches de ces formules. Les données avec des billes de 6 mm surtout à des pentes fortes (12.5% et 15%) sont les points les plus éloignés des formules. Le caractère bidimensionnel de ces expériences provoque une forte structure en couches qui n'est pas forcément réaliste.
En revanche, les points obtenus avec les billes transparentes et les mélanges bimodaux sont proches des formules de Fernandez-Luque et de Wong et Parker. Il semblerait donc que les expériences conduites avec des billes de 4 mm et des mélanges bimodaux soient plus proches des expériences classiques de laboratoire et de terrain que celles menées avec des billes de 6 mm.

5.4 Profils verticaux des mélanges bimodaux

Dans cette partie, nous étudierons les profils verticaux (débit solide, vitesse, densité en nombre et concentration) de deux expériences avec un mélange bimodal : M7-9_26 et M20-9_26. Le débit solide des billes de 6 mm reste constant de l'expérience M7-9_26 à M20-9_26 tandis que le débit solide des billes de 4 mm triple.

5.4.1 Profils de débit solide

Les figures 5.3 et 5.4 représentent les distributions de débit solide selon la verticale avec la contribution des phases en roulement et en saltation.
Les pics de roulement, de saltation et du total se situent à la même profondeur pour les deux expériences avec les billes de 6 mm et de 4 mm. En ce qui concerne les billes de 6 mm, les pics de saltation, de roulement et du total sont respectivement à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 1.2$, $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 0.6$ et $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 1$. Pour les billes de 4 mm, les pics de saltation, de roulement et du total sont respectivement à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 1.1$, $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 0.6$ et $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 0.7$.
On remarque que pour les billes de 6 mm, les pics du total sont proches des pics de saltation. En effet, dans les deux cas, les maxima des pics de saltation sont plus de deux fois plus importants que les pics de roulement : pour M7-

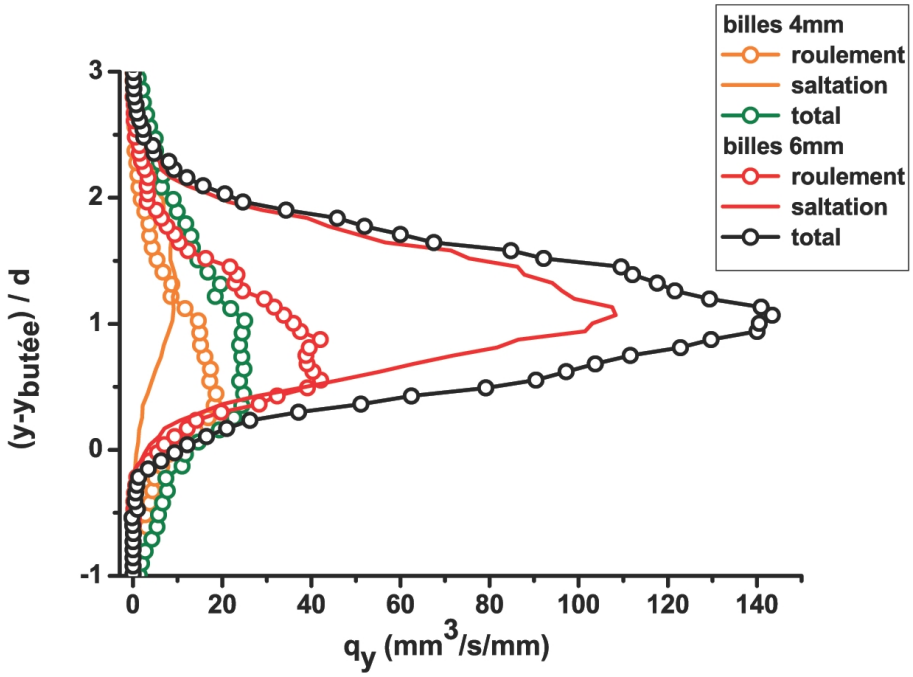


Fig. 5.3 – Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour l'expérience M7-9_26.

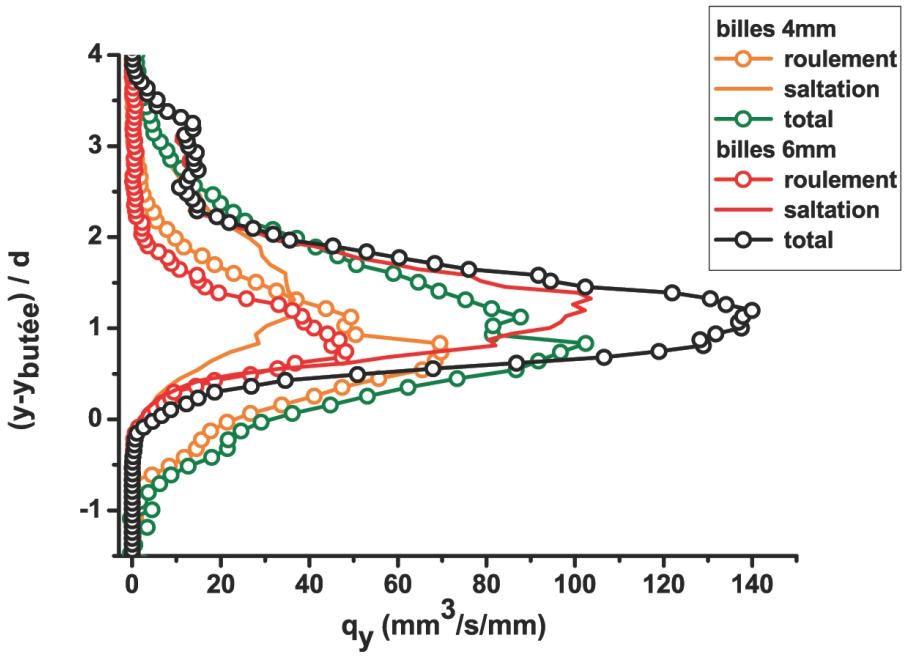


Fig. 5.4 – Débit solide q_s en fonction de la coordonnée y adimensionnée (débit solide total et ses contributions élémentaires) pour l'expérience M20-9_26.

9_26, $q_s \approx 40\ mm^3/s/mm$ (roulement) et $q_s \approx 110\ mm^3/s/mm$ (saltation) et pour M7-9_26, $q_s \approx 45\ mm^3/s/mm$ (roulement) et $q_s \approx 100\ mm^3/s/mm$ (saltation). Le débit solide d'entrée des billes de 6 mm étant quasiment le même, il est logique que nous retrouvons les mêmes ordres de grandeur pour les deux expériences.
En ce qui concerne les billes de 4 mm, les pics du total sont proches des pics de roulement. Les maxima des pics de roulement sont à peu près deux fois plus élevés que les maxima des pics de saltation : pour M7-9_26, $q_s \approx 20\ mm^3/s/mm$ (roulement) et $q_s \approx 10\ mm^3/s/mm$ (saltation) et pour M7-9_26, $q_s \approx 70\ mm^3/s/mm$ (roulement) et $q_s \approx 38\ mm^3/s/mm$ (saltation). Le débit solide des billes de 4 mm triplant de l'expérience M7-9_26 à l'expérience M20-9_26, il paraît évident que les pics soient nettement plus élévés pour l'expérience M20-9_26.
Nous retrouvons donc la même structure pour les deux expériences avec un pic de roulement très supérieur au pic de saltation pour les billes de 4 mm. Ceci contraste très significativement par rapport aux écoulements avec des billes de 4 mm seules où les pics de saltation étaient seulement légèrement supérieurs aux pics de roulement (voir Fig.4.5).
Par ailleurs, contrairement aux billes de 6 mm, on observe la présence d'un mouvement de roulement pour les billes de 4 mm sous la butée. Ce phénomène est nettement plus prononcé pour l'expérience M20-9_26.

5.4.2 Profils de vitesse et de densité en nombre

Les figures 5.5 et 5.6 représentent les profils de vitesse adimensionnée et les profils de densité en nombre (roulement et saltation) des expériences M7-9_26 et M20-9_26. Les mêmes profils non adimensionnés sur un arrière plan constitué des premiers images de la séquence sont également représentés (Fig. 5.7 et Fig. 5.8).
De façon évidente, les pics de roulement et de saltation se situent aux mêmes profondeurs que sur les profils de débit solide.
Les figures 5.7 et 5.8 mettent en évidence que l'étendue absolue en y de la zone de roulement est la même pour les billes de 4 mm et 6 mm (environ 12 mm=$3d_4$=$2d_6$). On remarque également sur ces figures que la zone de saltation pour les billes de 6 mm n'est que très légèrement plus large que pour les billes de 4 mm. La hauteur moyenne des sauts est en effet sensiblement la même pour les billes de 4 mm et 6 mm, dans le cas M20-9_26, on trouve $h_s = 2.48\ mm$ pour les billes de 4 mm et $h_s = 2.40\ mm$ pour les billes

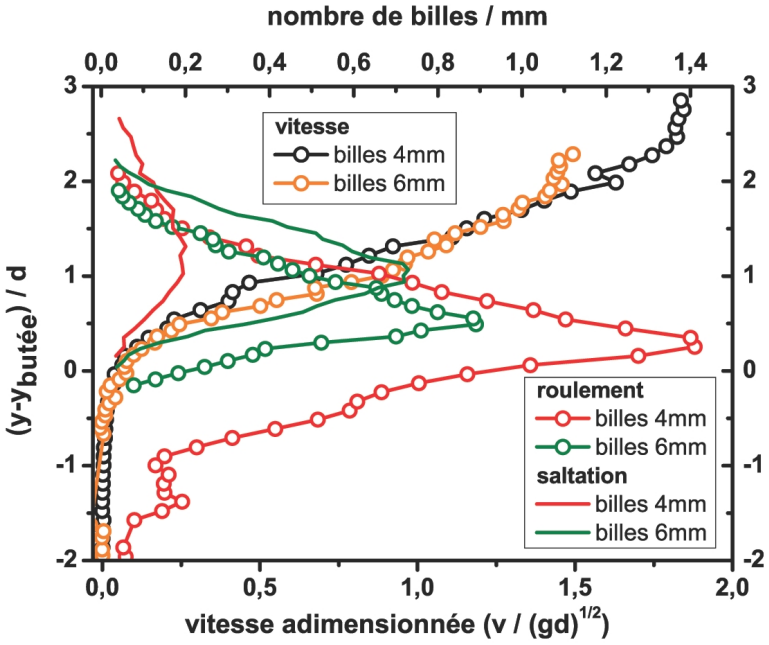


Fig. 5.5 – Vitesse adimensionnée et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26.

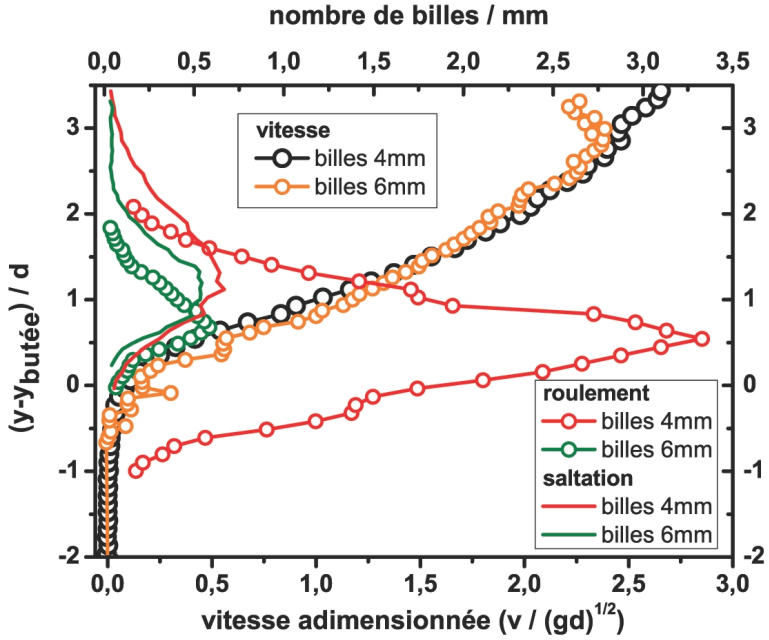


Fig. 5.6 – Vitesse adimensionnée et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26.

de 6 mm (voir Tab. 5.2). Par ailleurs, les zones de saltation augmentent de l'expérience M7-9_26 à l'expérience M20-9_26, pour les billes de 6 mm, on passe d'environ 12 mm à 18 mm et pour les billes de 4 mm de 10 mm à 14 mm (voir Fig. 5.7 et 5.8).
Une augmentation du débit solide et donc du débit liquide accroît l'épaisseur sur laquelle la saltation se produit alors que la zone de roulement ne varie pas.

Pour les deux expériences, les billes de 6 mm révèlent un maximum de roulement légèrement supérieur au maximum de saltation. Les figures 5.5 et 5.6 montrent également que les maxima des pics de roulement et de saltation pour l'expérience M20-9_26 sont inférieurs à ceux de l'expérience M7-9_26. Or, le débit solide des billes de 6 mm est quasiment le même pour les deux expériences. Ceci s'explique car la vitesse des particules pour l'expérience M20-9_26 est supérieure à celle de l'expérience M7-9_26 ($u_r = 0.11\ m/s$ pour M7-9_26 contre $u_r = 0.18\ m/s$ pour M20-9_26).
En ce qui concerne les billes de 4 mm, les maxima des pics de roulement sont bien supérieurs aux pics de saltation et de façon évidente, ils augmentent fortement de l'expérience M7-9_26 à l'expérience M20-9_26.

Les profils des vitesses adimensionnées de M7-9_26 et M20-9_26 sont les mêmes dans la partie exponentielle et linéaire. Par contre, les parties logarithmiques présentent des différences, les vitesses adimensionnées maximales sont plus élevées pour les billes de 4 mm que pour les billes de 6 mm. En revanche, si on observe les figures 5.7 et 5.8, on remarque que les vitesses absolues des particules de 4 mm et de 6 mm sont très proches. Cette tendance est confirmée par les valeurs moyennes des billes en roulement et en saltation des tableaux 5.1 et 5.2. En effet, les vitesses des billes de 4 mm et 6 mm en saltation sont très proches, $u_s = 0.29\ m/s$ (billes 6 mm) et $u_s = 0.32\ m/s$ (billes 4 mm) pour M7-9_26 et $u_s = 0.39\ m/s$ pour les deux tailles de particules de M20-9_26. Les vitesses de billes en roulement ne sont que légèrement plus élevées pour les billes de 6 mm ($u_r = 0.11\ m/s$ pour M7-9_26 et $u_r = 0.18\ m/s$ pour M20-9_26) que pour les billes de 4 mm ($u_r = 0.09\ m/s$ pour M7-9_26 et $u_r = 0.14\ m/s$ pour M20-9_26).
Un regard plus attentif sur les profils de vitesse nous indique que les parties exponentielles débutent quand les premières billes commencent à rouler, elles correspondent en effet au début du pic de roulement (voir Fig. 5.7 et Fig. 5.8). Les parties linéaires s'amorcent lorsque le régime de roulement est bien établi et correspondent à la décroissance du nombre de billes en roulement. Les parties logarithmiques apparaissent à une hauteur dans l'écoulement où il

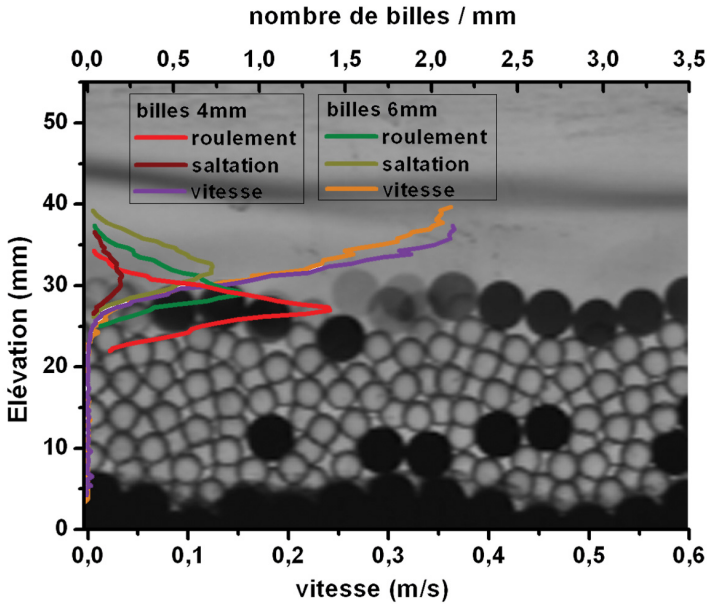


Fig. 5.7 – Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience M7-9_26. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence.

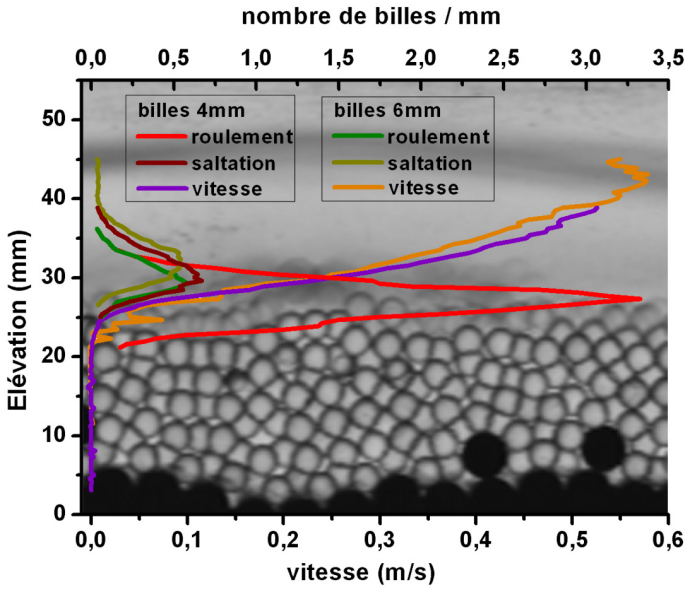


Fig. 5.8 – Profils de la vitesse totale et de la densité en nombre (roulement et saltation) pour l'expérience M20-9_26. L'arrière plan est la superposition des 500 premières images de la séquence.

n'y a quasiment plus de billes en roulement mais encore majoritairement des billes en saltation. Elles s'arrêtent pour les billes de 6 mm à une hauteur très proche de la surface libre et pour les billes de 4 mm un peu plus bas dans l'écoulement.

5.4.3 Profils de concentration

Les figures 5.9 et 5.10 présentent les profils de concentration pour les expériences M7-9_26 et M20-9_26. Les concentrations des billes de 6 mm et 4 mm ont été calculées en effectuant la somme mobile du nombre de particules sur une profondeur équivalente au diamètre des particules les plus grandes, i.e. 16 pixels afin de pouvoir calculer la concentration totale. Les profils de concentration totale et des billes de 4 mm révèlent la même forme que les profils de concentration obtenus avec des billes de 4 mm uniquement (voir §4.6.4) à l'exception de la zone quasistatique pour les billes de 4 mm. En effet, la concentration baisse à mesure que la profondeur augmente et ce d'autant plus pour l'expérience M7-9_26 que pour l'expérience M20-9_26. La concentration des billes de 4 mm est maximale aux alentours de $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx -1$ puis décroît jusqu'à environ $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx -3$, on passe d'une concentration maximale de 0.47 et 0.52 à une concentration de 0.35 et 0.49 pour les expériences M7-9_26 et M20-9_26 respectivement. Par contre, la concentration totale maximale est la même pour les deux expériences (≈ 0.6).
La baisse de la concentration des billes de 4 mm est liée aux fluctuations de la concentration des billes de 6 mm dans la zone quasistatique. Les figures 5.11 et 5.12 confirment la présence de billes noires dans la zone immobile du lit, présence plus marquée pour l'expérience M7-9_26 que pour l'expérience M20-9_26. Cela s'explique par la formation du lit. Le débit solide des billes de 4 mm étant trois fois plus élevé pour M20-9_26 que pour M7-9_26, on retrouve plus de billes noires piégées dans le lit de l'expérience M7-9_26 lorsque le lit est constitué.
La concentration des billes de 6 mm (voir Fig. 5.9 et Fig. 5.10) présente une forme totalement différente par rapport aux profils de concentration des billes de 4 mm. Dans la zone quasistatique, la concentration varie de façon aléatoire dû à la présence ou l'absence de billes noires dans le lit immobile, plus haut dans l'écoulement on observe une croissance de la concentration qui correspond à la zone linéaire des billes transparentes, i.e. la zone dense. Dans la partie supérieure, il y a une décroissance exponentielle de la concentration comparable à celle des billes de 4 mm.

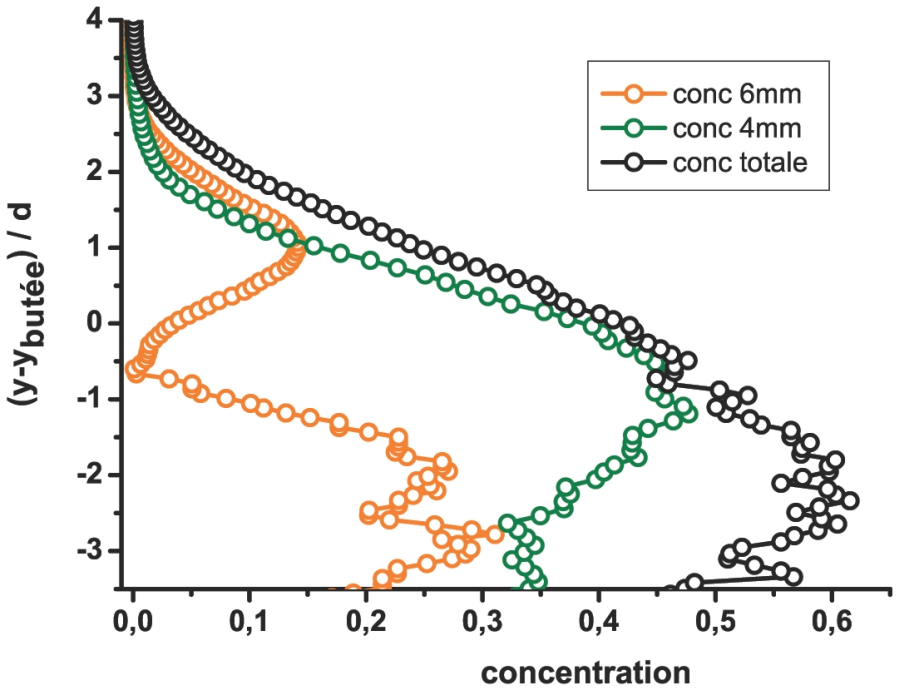


Fig. 5.9 – Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26.

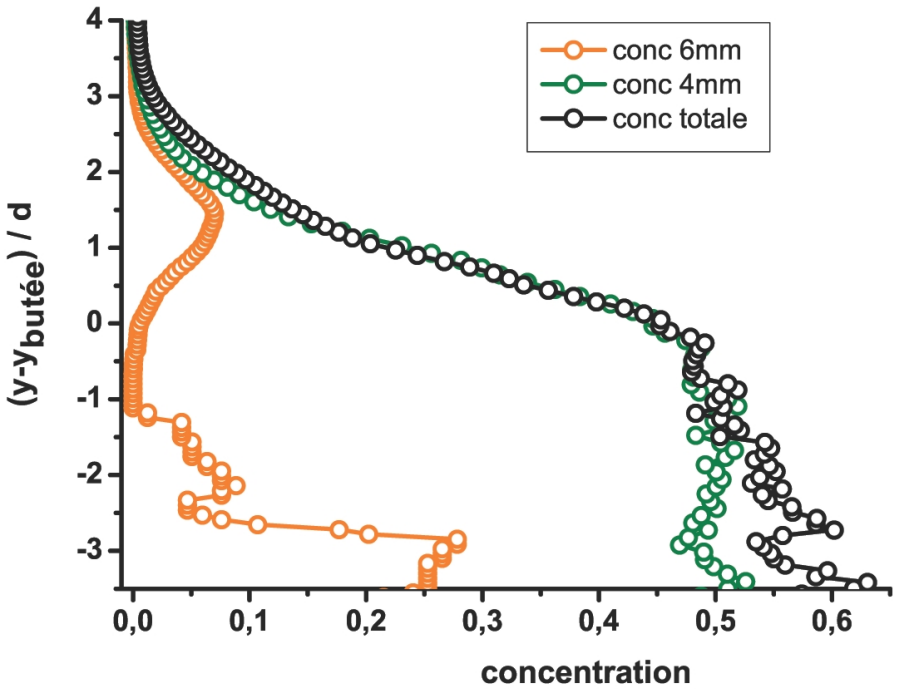


Fig. 5.10 – Concentration en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26.

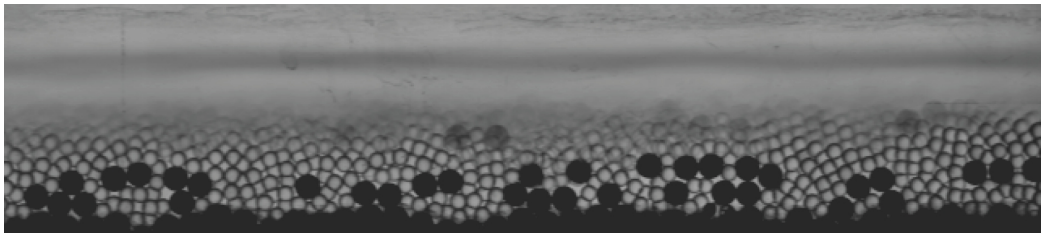


Fig. 5.11 – Les images cumulées de la séquence pour l'expérience M7-9_26.

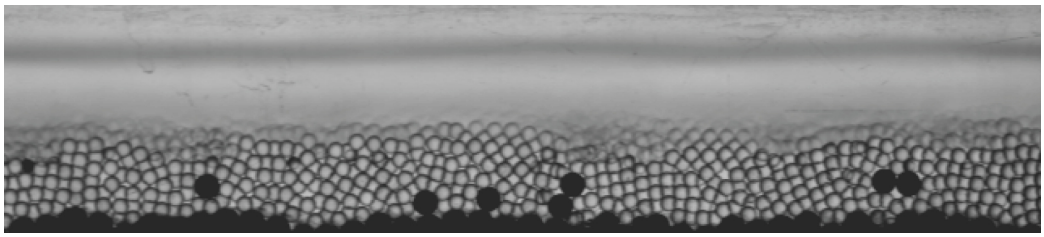


Fig. 5.12 – Les images cumulées de la séquence pour l'expérience M20-9_26.

5.5 Profils verticaux comparés aux cas unimodaux

Dans cette partie, nous allons comparer des mélanges bimodaux à des cas unimodaux précédemment traités. Tout d'abord, nous avons décidé de comparer les expériences M7-9_26 et M20-9_26 avec des expériences unimodales ayant le même débit solide que le débit solide des billes de 4 mm et 6 mm des mélanges bimodaux. Nous avons donc tracé les profils de vitesse et de densité en nombre des billes de 6 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 sur le même graphique que ceux de l'expérience N12-9 (Fig. 5.13 et Fig. 5.14). De même, nous avons tracé les profils de vitesse et de densité en nombre des billes de 4 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 sur le même graphique que ceux des expériences T12-7 et T12-20, respectivement (Fig. 5.15 et Fig. 5.16). Par la suite, nous avons comparé l'expérience M7-9_26 avec une expérience de billes de 4 mm à des débits solides totaux équivalents, nous avons donc choisi l'expérience T12-40 (Fig. 5.19 et Fig. 5.17). Pour finir, nous avons comparé l'expérience M20-9_26 avec une expérience de billes de 4 mm ayant le débit liquide le plus proche, i.e. l'expérience T12-40 (Fig. 5.20 et

Fig. 5.18).

5.5.1 Profils bimodaux comparés aux cas unimodaux 4 mm et 6 mm

Profils de densité en nombre

Les figures 5.13 et 5.14 présentent les profils de vitesse et de densité en nombre pour les billes de 6 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 respectivement en comparaison avec l'expérience N12-9.
La différence la plus marquante entre les billes de 6 mm des mélanges bimodaux et les expériences avec des billes de 6 mm uniquement se manifeste par leur structure. Sur le profil de densité de l'expérience N12-9, on observe une structure en couches (avec trois pics de roulement) alors que les billes de 6 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 ne présentent qu'un seul pic de roulement.
Le maximum du pic de roulement le plus important de N12-9 ($n1 \approx 4.2\, billes/mm$) est beaucoup plus élevé que celui des billes de 6 mm des mélanges bimodaux et ce, d'autant plus pour l'expérience M20-9_26 ($n1 \approx 0.65\, billes/mm$) que pour l'expérience M7-9_26 ($n1 \approx 0.9\, billes/mm$). Le pic de roulement des billes de 6 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 s'étend sur environ 2 diamètres de particules tandis que la zone de roulement de l'expérience N12-9 est plus large (environ 3 diamètres de particules) dû aux trois pics de roulement, le pic de roulement le plus important ne s'étendant que sur à peu près 1.5 diamètres de particules.
Contrairement au roulement, le maximum du pic de saltation de N12-9 ($n2 \approx 0.4\, bille/mm$) est plus faible que pour les billes de 6 mm des expériences M7-9_26 ($n2 \approx 0.7\, billes/mm$) et M20-9_26 ($n2 \approx 0.5\, billes/mm$). De même, l'étendue du pic de saltation est plus étroite pour l'expérience N12-9 ($\approx 1.5 d_6$) que pour les expériences M7-9_26 ($\approx 2 d_6$) et M20-9_26 ($\approx 3 d_6$).
Le maximum du pic de roulement le plus important est donc nettement plus élevé pour l'expérience N12-9 que pour les billes de 6 mm des mélanges bimodaux et cet écart s'accentue à mesure que le débit solide total et donc le débit liquide augmente. Son étendue est également plus large. A l'inverse, le maximum du pic de saltation de N12-9 est plus faible que pour les billes de 6 mm des mélanges bimodaux et son étendue plus étroite.

Les figures 5.15 et 5.16 présentent les profils de vitesse et de densité en

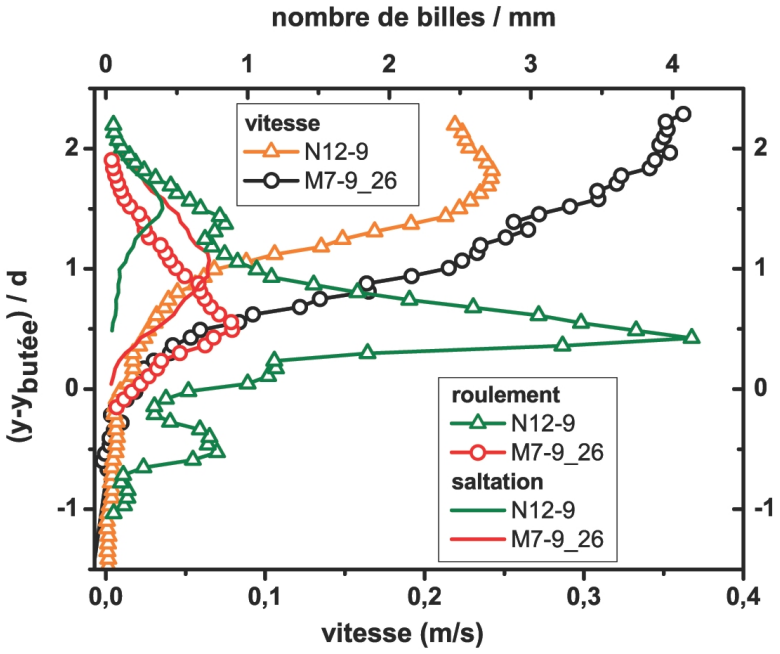


Fig. 5.13 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 6 mm de l'expérience M7-9_26 et l'expérience N12-9.

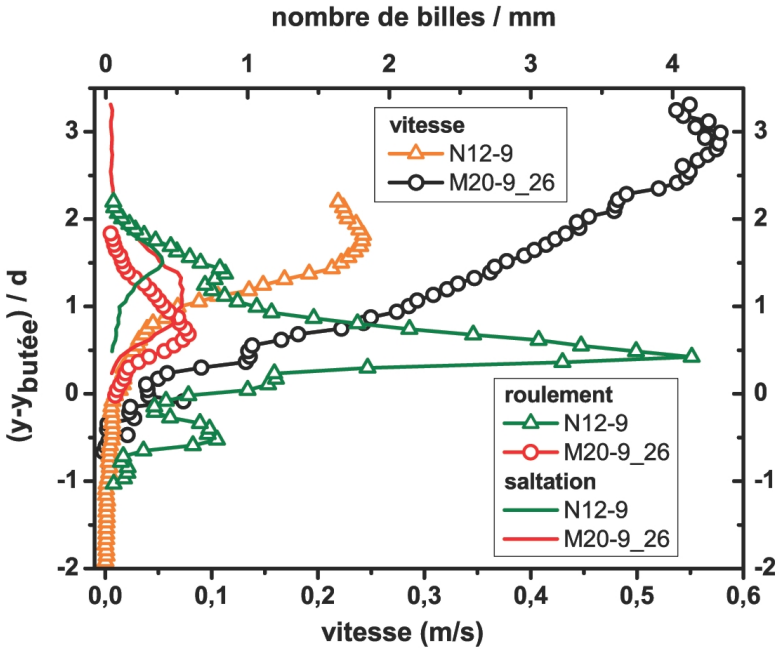


Fig. 5.14 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 6 mm de l'expérience M20-9_26 et l'expérience N12-9.

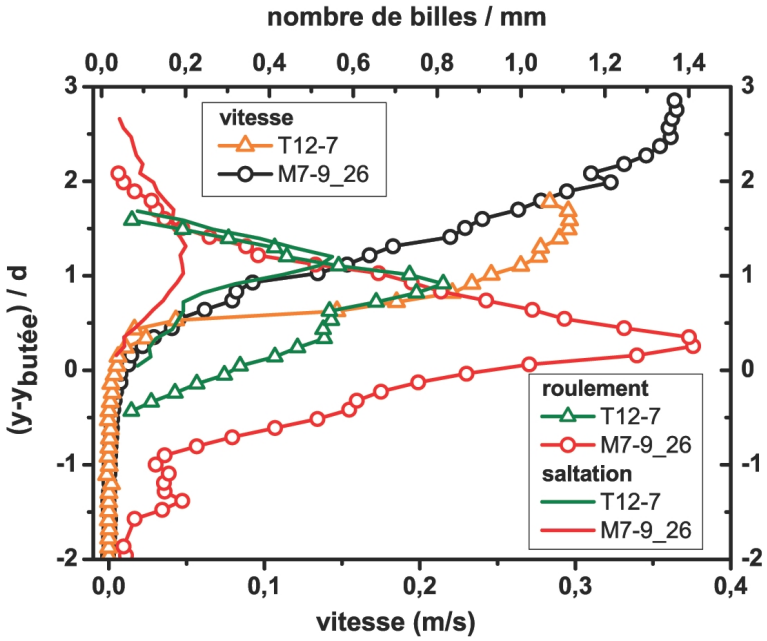


Fig. 5.15 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 4 mm de l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-7.

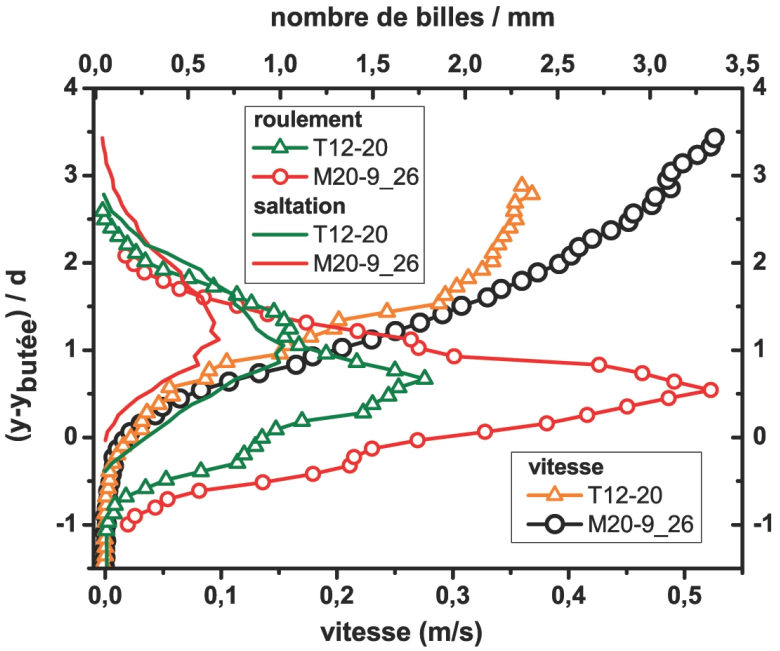


Fig. 5.16 – Vitesse totale et densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour les billes de 4 mm de l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-20.

nombre pour les billes de 4 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26 en comparaison avec les expériences T12-7 et T12-20 respectivement.
Contrairement aux expériences avec des billes de 6 mm, les billes de 4 mm des mélanges bimodaux et les expériences avec des billes de 4 mm présentent la même structure : un seul pic de roulement et de saltation.
Le maximum du pic de roulement des expériences M7-9_26 (n1≈1.42 billes/mm) et M20-9_26 (n1≈3.33 billes/mm) est environ 1.8 fois plus important que pour les expériences T12-7 (n1≈0.81 bille/mm) et T12-20 respectivement (n1≈1.81 billes/mm). Le pic de roulement de l'expérience M7-9_26 s'étend sur environ 4 diamètres de particules tandis que la zone de roulement de l'expérience T12-7 est plus étroite (environ 2.5 diamètres de particules). Quant à l'expérience M20-9_26, son étendue est à peu près la même que celle de l'expérience T12-20, i.e. 3 diamètres de particules.
Le maximum des pics de saltation des expériences M7-9_26 (n2≈0.2 bille/mm) et M20-9_26 (n2≈0.63 bille/mm) est bien plus faible que celui des expériences T12-7 (n2≈0.52 bille/mm) et T12-20 respectivement (n2≈1 bille/mm). Le pic de saltation des expériences bimodales commence approximativement à la même profondeur que le pic de saltation des expériences T12-7 et T12-20 mais s'étend sur des plages plus larges (pour M7-9_26 : $2.5d_4$ et T12-7 : $1.7d_4$, pour M20-9_26 : $3.5d_4$ et T12-20 : $3d_4$). La zone de saltation est bien plus haute dans l'écoulement que la zone de roulement ce qui n'est pas le cas des expériences avec des billes de 4 mm où la zone de saltation s'arrête juste au dessus de la zone de roulement.

La densité du nombre de billes en roulement est plus élevée pour les expériences avec des billes de 6 mm uniquement que pour les billes de 6 mm du mélange ; c'est l'inverse en ce qui concerne la densité du nombre de billes en saltation. Ceci s'explique par la struture en couches propice au roulement que l'on obtient avec les expériences exclusivement constituées de billes de 6 mm, en revanche les billes de 6 mm du mélange sont majoritairement en saltation, $\kappa_s = 69.7\%$ pour M7-9_26 (billes 6 mm) et $\kappa_s = 72.1\%$ pour M20-9_26 (billes 6 mm) contre $\kappa_s = 19.9\%$ pour N12-9 (voir Tab. 5.1, Tab. 5.2 et Tab. 4.2). Contrairement aux billes de 6 mm du mélange, les billes de 4 mm ont une densité en nombre de billes en roulement plus élevée que celle des expériences avec des billes de 4 mm uniquement, le phénomène est inversé pour la densité en nombre de billes en saltation. Ceci est corroboré par les valeurs de la contribution des billes en saltation, $\kappa_s = 32.8\%$ pour M7-9_26 (billes 4 mm) et $\kappa_s = 37.8\%$ pour M20-9_26 (billes 4 mm) contre $\kappa_s = 45\%$ pour T12-7 et $\kappa_s = 52.9\%$ pour T12-20 (voir Tab. 5.1, Tab. 5.2 et Tab. 4.3).

Profils de vitesse

La partie exponentielle de l'expérience N12-9 s'étend de $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 0$ à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 1$, i.e. la même étendue que celle du pic de roulement le plus important. Pour les billes de 6 mm des expériences M7-9_26 et M20-9_26, la partie exponentielle est plus basse dans l'écoulement mais a la même étendue, de $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx -0.5$ à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 0.5$. L'étendue de la partie linéaire (pour M7-9_26 : $0.9d_6$ et M20-9_26 $1.1d_6$) est plus large que pour l'expérience N12-9 ($0.4d_6$). La partie logarithmique a la même étendue pour l'expérience N12-9 et M7-9_26 ($0.9d_6$) alors qu'elle est plus importante pour l'expérience M20-9_26 ($1.1d_6$).

Le profil de vitesse des billes de 4 mm de l'expérience M7-9_26 et celui de l'expérience T12-7 présente de nombreuses différences (voir Fig. 5.15). La partie exponentielle de T12-7 ne s'étend que sur un demi diamètre de particule alors que celle de M7-9_26 s'étend sur un diamètre de particule. Pour T12-7, la pente de la partie linéaire est plus forte et son étendue plus étroite ($0.5d_4$) que pour M7-9_26 ($1d_4$). La partie logarithmique s'étend sur un peu moins d'un diamètre dans les deux cas mais se situe plus haut dans l'écoulement dans le cas M7-9_26. Le profil de vitesse des billes de 4 mm de l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-20 ont des similitudes. La partie exponentielle s'étend sur environ 1.5 diamètres de particules dans les deux cas et la pente de la partie linéaire est la même. Par contre, l'étendue de la partie linéaire est plus étroite pour T12-20 ($1d_4$) que pour M20-9_26 ($1.5d_4$). La partie logarithmique est approximativement de la même étendue ($1.5d_4$) mais est située plus haut dans l'écoulement pour l'expérience M20-9_26.

Dans tous les cas analysés, l'étendue en y de la partie linéaire des profils unimodaux est plus étroite que celle des mélanges bimodaux et la partie logarithmique est plus haute dans l'écoulement dans le cas des profils bimodaux. Ceci est en accord avec le fait que le débit liquide et donc la hauteur d'eau est beaucoup plus élevée pour les expériences menées avec des mélanges bimodaux que celles menées avec des billes uniformes ($h = 17.6\ mm$ pour M20-9_26 contre $h = 9.8\ mm$ pour T12-20 et $h = 7\ mm$ pour N12-9).

5.5.2 Profils bimodaux comparés à T12-40

Profils de densité en nombre

Tout d'abord, nous avons décidé de comparer l'expérience M7-9_26 ($q_s = 0.190 \times 10^{-3} m^2/s$) avec une expérience de billes de 4 mm ayant un débit solide

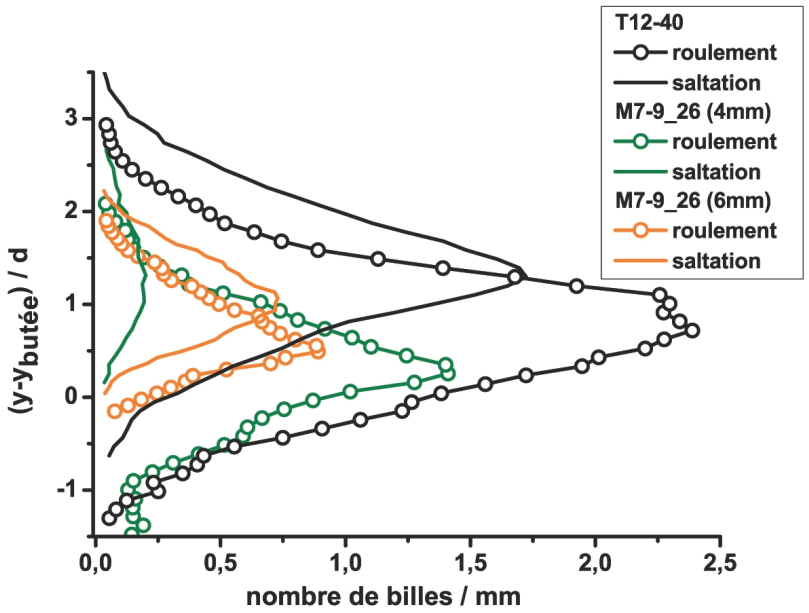


Fig. 5.17 – Densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-40.

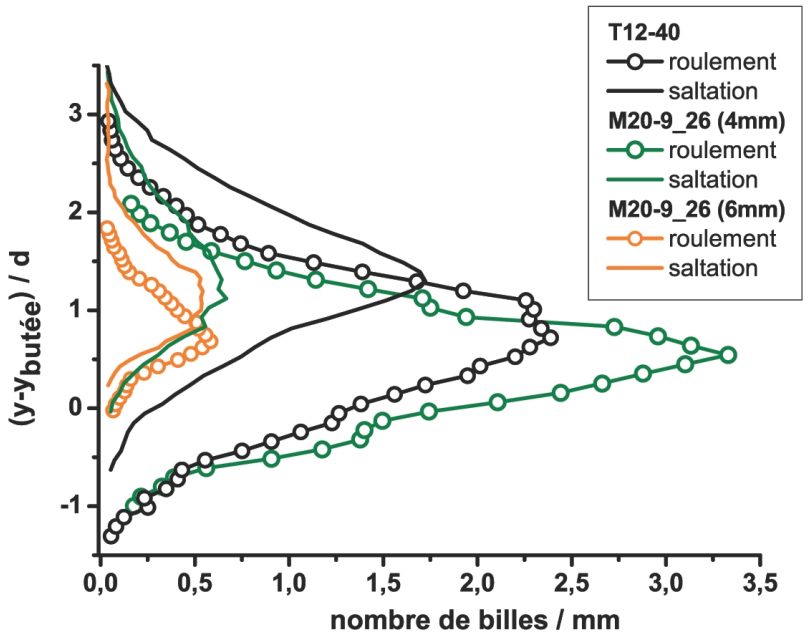


Fig. 5.18 – Densité en nombre (avec la contribution des billes en roulement et en saltation) en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-40.

proche, l'expérience T12-40 ($q_s = 0.200 \times 10^{-3} m^2/s$). Le debit liquide augmente de 57% de l'expérience M7-9_26 ($q_l = 5.69 \times 10^{-3} m^2/s$) à l'expérience T12-40 ($q_l = 8.92 \times 10^{-3} m^2/s$) alors que la hauteur d'eau reste quasiment la même (pour M7-9_26, $h = 14.4\ mm$ et pour T12-40, $h = 14.7\ mm$).
De façon évidente, les pics de T12-40 sont plus importants que les pics des billes de 4 mm et 6 mm de M7-9_26. Dans le cas T12-40, le maximum du pic de saltation (1.7 $billes/s$) est plus faible que celui du pic de roulement (2.4 $billes/s$). Il en est de même pour les billes du mélange mais l'écart est nettement plus marqué entre le maximum du pic de saltation (0.2 $bille/s$) et du pic de roulement (1.4 $billes/s$) des billes de 4 mm de M7-9_26. En revanche, les billes de 6 mm du mélange ont des maxima très proches (0.75 et 0.9 $bille/s$).
Les étendues du pic de roulement ($4.5 d_4$) et du pic de saltation ($4 d_4$) de T12-40 sont plus larges que celles des pics des deux tailles de particules du mélange. De plus, pour T12-40 le début du pic de saltation est décalé d'environ un demi diamètre vers le haut par rapport au début pic de roulement alors que pour les billes de 4 mm de M7-9_26, le début du pic de saltation est décalé de plus de 1.5 diamètres. A débit solide équivalent, la zone de saltation commence donc plus haut dans l'écoulement pour les mélanges bimodaux que pour les expériences avec des billes de 4 mm.
Par ailleurs, bien que la hauteur d'eau soit la même pour les deux expériences, la zone de saltation s'arrête plus bas dans l'écoulement pour l'expérience bimodal ($\frac{y - y_{butée}}{d} \approx 2.7$) que pour l'expérience T12-40 ($\frac{y - y_{butée}}{d} \approx 3.5$).

Dans un second temps, nous avons comparé l'expérience M20-9_26 ($q_l = 8.78 \times 10^{-3} m^2/s$) avec l'expérience T12-40 ($q_l = 8.92 \times 10^{-3} m^2/s$), leur débit liquide étant proche. Le débit solide augmente de 38% et la hauteur d'eau passe de 14.7 mm pour M20-9_26 à $h = 17.6\ mm$ pour T12-40.
Le maximum du pic de roulement de T12-40 ($n1 = 2.4\ billes/s$) est inférieur à celui des billes de 4 mm du mélange ($n1 = 3.35\ billes/s$) alors que le maximum du pic de saltation ($n2 = 1.7\ billes/s$) est beaucoup plus élevé ($n2 = 0.65\ bille/s$). Pour les billes de 6 mm du mélange, les maxima des pics sont tous les deux bien plus faibles que pour T12-40.
De la même façon que pour M7-9_26, le début du pic de saltation des billes de 4 mm de M20-9_26 est décalé de plus de 1.5 diamètres par rapport au début du pic de roulement. De plus, pour T12-40 le pic de saltation se termine un demi diamètre au dessus du pic de roulement alors que pour les billes de 4 mm et 6 mm de M7-9_26, le pic de saltation se termine 1.5 diamètres de particules après la fin du pic de roulement. Contrairement aux cas unimo-

daux, on observe donc de la saltation bien au delà de la zone de roulement à même débit liquide.
Par ailleurs, bien que la hauteur d'eau soit plus élevée pour T12-40 que pour M20-9_26, la zone de saltation s'arrête à la même hauteur dans l'écoulement, à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 3.5$.

La différence la plus marquante entre les expériences bimodales et l'expérience T12-40 réside dans la faible proportion de billes de 4 mm en saltation dans les mélanges bimodaux. Les valeurs de la contribution des billes en saltation ($\kappa_s = 32.8\%$ pour M7-9_26 et $\kappa_s = 37.8\%$ pour M20-9_26 contre $\kappa_s = 57.5\%$ pour T12-40) confirment cette tendance. Les billes de 6 mm du mélange étant majoritairement en saltation, on peut expliquer ce phénomène par le fait que les trajectoires des billes de 4 mm soient gênées par les trajectoires des billes de 6 mm.

Profils de vitesse

La figure 5.19 nous permet de comparer le profil de vitesse de l'expérience T12-40 avec le profil de vitesse des billes de 4 mm et 6 mm de l'expérience M7-9_26. Les pentes des parties linéaires sont légèrement différentes. L'étendue de la partie logarithmique de T12-40 est plus large et de même que la fin de la zone de saltation était plus haute dans l'écoulement, le profil de vitesse se termine plus haut à $\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 3.5$.

Contrairement à la figure 5.19, les profils de vitesse de la figure 5.20 (même débit liquide) présentent des similitudes. Les parties exponentielles et les pentes des parties linéaires sont très proches. Par contre, on remarque une divergence au niveau de la partie logarithmique même si elle s'arrête à la même hauteur dans l'écoulement pour les trois profils ($\frac{y-y_{butée}}{d} \approx 3.5$) comme c'est également le cas pour les zones de saltation de T12-40 et M20-9_26 (voir Fig. 5.18).

A débit solide équivalent, les profils de vitesse des expériences bimodales et des expériences avec des billes de 4 mm uniquement présentent des disparités alors qu'à débit liquide proche, les profils ont tendance à se rapprocher. En effet, à même débit liquide, les vitesses fluides obtenues sont plus proches et donc les vitesses des billes en roulement et en saltation également ce qui pourrait en partie expliquer la similitude entre les profils.

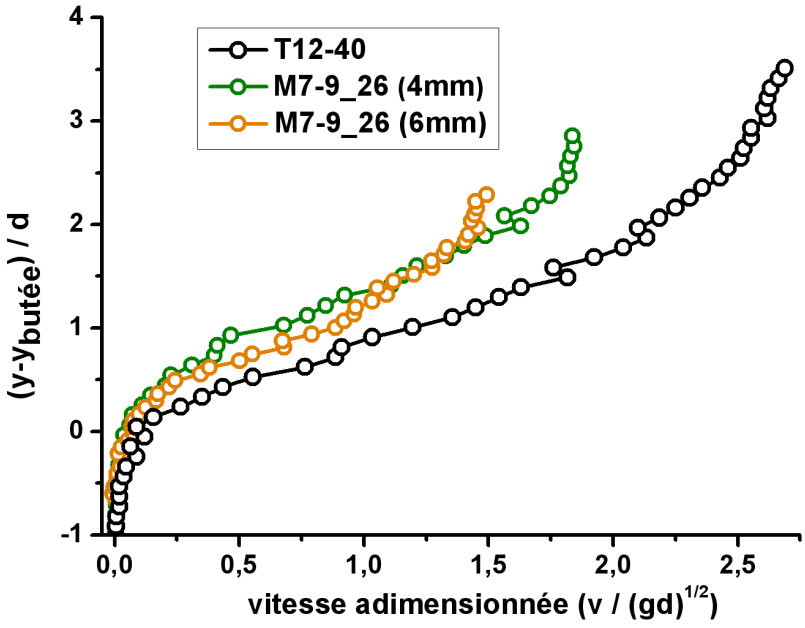


Fig. 5.19 – Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M7-9_26 et l'expérience T12-40.

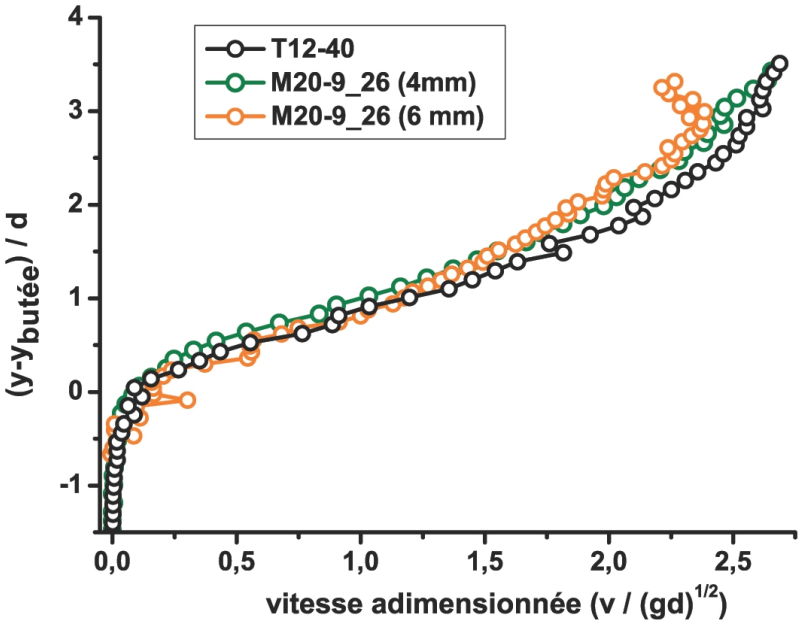


Fig. 5.20 – Vitesse totale en fonction de la coordonnée y adimensionnée pour l'expérience M20-9_26 et l'expérience T12-40.

5.6 Propagation spatio-temporelle des particules

De la même façon que dans le paragraphe §4.7, nous avons reporté le mouvement des particules de 6 mm et 4 mm de l'expérience M20-9_26 dans le plan (x,t) (voir Fig. 5.21).
Dans le chapitre 4, les cas unimodaux avec des billes de 6 mm étaient principalement caractérisés par le mouvement collectif des billes en roulement mis en évidence par les séries de lignes vertes. De même que pour les expériences avec des billes de 4 mm uniquement, les billes du mélange bimodal sont plus fréquemment dans le régime de saltation qu'en roulement.
Plus spécifiquement, les billes de 6 mm du mélange de particules sont essentiellement en saltation avec seulement une petite partie de leur trajectoire en roulement. Les billes traversent typiquement des distances aussi longues que la longueur de la fenêtre. En effet, la figure 5.21(a) montre que les transitions du roulement à la saltation (ou de la saltation au roulement) sont rares et qu'aucune bille passe de l'arrêt au roulement.
Le même phénomène est prédominant pour les billes de 4 mm du mélange même si les transitions du roulement à la saltation sont plus fréquentes et qu'il y a quelques billes qui passent de l'arrêt au roulement (voir Fig. 5.21(b) à $x \approx 25\ mm, t \approx 2.6s$). Cependant le phénomène de mouvement collectif n'est pas évident avec les mélanges bimodaux et apparaît spécifique aux cas unimodaux avec des billes de 6 mm.
La faible proportion de transitions dans les mélanges bimodaux est certainement due au manque d'échanges entre les couches de billes. Comme décrit précédemment, seule la couche supérieure du lit a la capacité de s'écouler à cause du lit imbriqué formé principalement par des billes de 4 mm. Au contraire, dans le cas unimodal avec des billes de 6 mm, l'empilement du lit assez lâche formé par des billes de 6 mm permet le mouvement de particules en roulement dans plusieurs couches du lit.

5.7 Evolution temporelle de la ségrégation

Les expériences menées avec des mélanges bimodaux conduisent à un lit principalement formé de billes de 4 mm (Fig. 5.1) bien que le débit solide des billes de 6 mm représente jusqu'à 87% du débit solide total (expérience M7-13_26). Logiquement, le nombre de billes de 6 mm présent dans le lit diminue à mesure que ce pourcentage diminue. En effet, on remarque qu'il

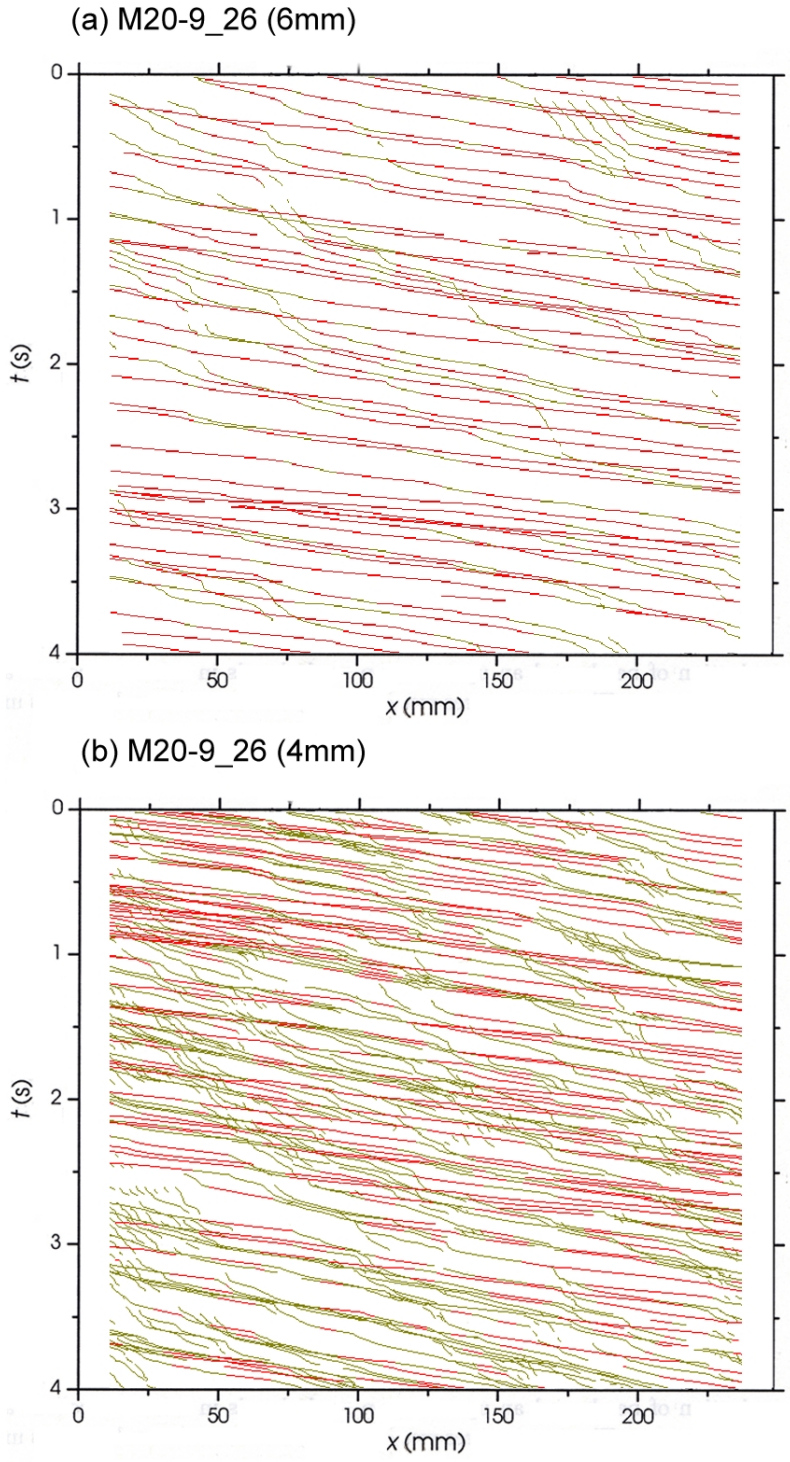


Fig. 5.21 – Propagation des billes dans le plan (x,t) pour les billes de 6 mm (a) et les billes de 4 mm (b) de l'expérience M20-9_26. Les lignes rouges representent les billes en saltation et les lignes vertes les billes en roulement.

y a plus de billes de 6 mm dans le lit sur l'image représentant l'expérience M7-9_26 (82% de billes de 6 mm en volume) que sur celle de l'expérience M20-9_26 (60% de billes de 6 mm en volume). On observe également une présence accrue de billes noires pour les expériences avec une butée de 40 mm. Par contre, pour toutes les expériences, les billes noires se situent quasiment exclusivement dans la partie inférieure du lit. La partie supérieure du lit (sur environ 3-4 diamètres de billes de 4 mm) reste principalement constituée de billes transparentes. Ce phénomène est spécialement marqué pour l'expérience M7-11_40 (voir fig. 5.1).

Afin de mieux comprendre le phénomène de ségrégation observé à l'intérieur du lit des mélanges bimodaux, nous avons analysé le mouvement des billes de 4 mm dans un lit initialement composé de billes de 6 mm. Nous avons donc mis en place deux expériences spécifiques M1-14_15 et M1-9_40. Tout d'abord, nous avons alimenté notre canal incliné à 12.5% de particules de 6 mm à un débit de 13.5 billes/s et 9 billes/s pour les expériences M1-14_15 et M1-9_40 respectivement. Outre le débit solide, la principale différence entre les deux expériences est la taille de la butée placée à la sortie du canal. Dans le cas M1-14_15, nous avons choisi une butée faible (15 mm), de ce fait les trois couches du lit sont en mouvement. Dans le cas M1-9_40, nous avons opté pour la butée la plus grande (40 mm) ce qui implique que les billes de 6 mm présents dans la partie inférieure du lit sont immobiles. Une fois l'équilibre du lit atteint avec les billes de 6 mm, nous avons introduit des billes de 4 mm une par une (le débit d'entrée est en fait de 0.5 bille/s) à environ 70 cm à l'amont de la fenêtre d'observation. Ce flux très faible ($<$2% du flux total) nous permet d'une part de visualiser le processus de segrégation et d'autre part de rester à l'équilibre en gardant approximativement le même débit liquide ($q_l = 3.6510^{-3} m^2/s$ pour M1-14_15 et $q_l = 4.1510^{-3} m^2/s$ pour M1-9_40).

Pendant l'expérience M1-14_15, les billes de 4 mm s'enfoncent progressivement à travers les couches de billes de 6 mm en mouvement jusqu'à atteindre le fond en acier et à former une couche quasi continue de billes transparentes. Une séquence d'images a été acquise après environ 20 minutes (Fig. 5.22).

Dans le cas de l'expérience M1-9_40, le même phénomène d'infiltration est observé, cependant les petites billes ne peuvent s'enfoncer qu'à travers le lit où les grandes billes sont en mouvement, i.e. environ 2-3 diamètres de particules de 6 mm. Au bout de 25 minutes, on obtient une couche quasi continue de billes transparentes située au dessus d'un lit de billes noires quasi immobiles d'environ 4 diamètres de particules (Fig. 5.23).

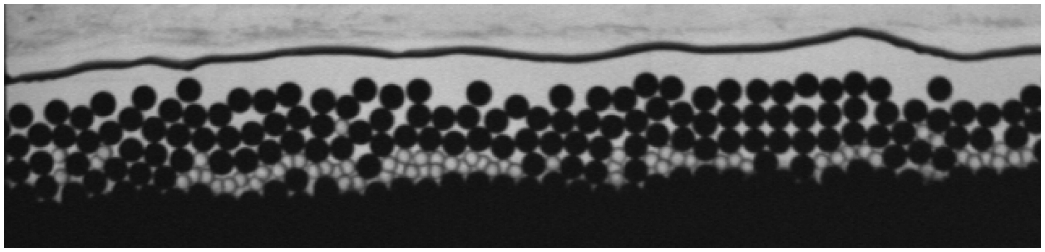


Fig. 5.22 – Image correspondant au mélange bimodal M1-14_15.

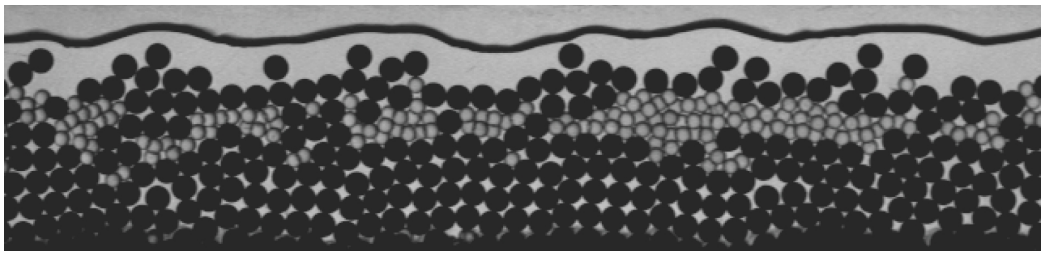


Fig. 5.23 – Image correspondant au mélange bimodal M1-9_40.

Ce processus de ségrégation peut être assimilé au processus de "kinetic sieving" décrit dans les écoulements granulaires secs [Savage & Lun (1988) ; Thomas (2000) ; Hill & Zhang (2008)]. Il est très rapide pour les expériences menées avec des tambours tournants ou des tas. Par contre, bien que dans nos expériences les particules en saltation mettent moins d'une seconde pour traverser la fenêtre d'observation, 20 à 25 minutes sont requis pour atteindre l'état des figures 5.22 et 5.23 ce qui signifie que l'échelle de temps de la ségrégation, vraisemblablement un processus de "kinetic sieving", est plus grande que celle de la saltation de 2 à 3 ordres de grandeur.

5.8 Transition entre arrêt et roulement

Grâce au traitement d'image présenté dans le chapitre 3, la configuration de voisinage de chaque bille a été déterminée par la présence et l'analyse du type (billes de 4 mm ou 6 mm) des quatre voisins localisés dans chacun des quadrants. A partir de ces données, nous avons calculé le nombre de billes dans chaque configuration de voisinage (au nombre total de 81) qui, à

		C10			C01		
billes 4mm	%	18%	18%	9%	17%	17%	11%
	conf.						
billes 6mm	%	13%	11%	7%	13%	13%	10%
	conf.						

Fig. 5.24 – Tableau représentant les trois configurations de voisinage les plus favorables pour la transition de l'arrêt au roulement(C01) et du roulement à l'arrêt(C10) avec leur pourcentage (expérience M7-9_26)

l'image suivante, est dans un état de mouvement identique ou différent. Nous sommes donc capables d'obtenir le nombre de billes dans une configuration de voisinage responsable des sept transitions possibles. Nous avons nommé ces transitions : C00, C01, C10, C11, C12, C21 et C22 où 0, 1 et 2 représentent respectivement l'arrêt, le roulement et la saltation. Par exemple, C12 correspond à la transition entre le roulement et la saltation.

Dans cette partie, nous avons étudié les transitions entre le roulement et l'arrêt. Ces transitions sont les phénomènes les plus importants du charriage car elles correspondent à l'érosion et au dépôt. Dans les tableaux 5.24 et 5.25, nous présentons les trois configurations de voisinage les plus favorables aux transitions "roulement/arrêt" (C10) et "arrêt/roulement" (C01) pour les expériences M1-14_15 et M7-9_26. Nous donnons également le pourcentage de billes dans chaque configuration de voisinage comparée au nombre total de configurations pour la transition considérée (C01 ou C10). Les configurations sont représentées par une croix. Dans chaque quadrant, la présence ou l'absence d'une bille définit le voisinage de la bille étudiée. Les grands disques noirs symbolisent les billes de 6 mm et les petits disques blancs les billes de 4 mm. Nous tenons à préciser que l'eau s'écoule de la gauche vers la doite dans la fenêtre d'observation.

Le tableau 5.24 indique que, pour les billes de 4 mm, les configurations de voisinage favorables aux transitions C01 et C10 sont quasiment les mêmes.

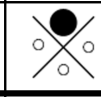
		C10			C01		
billes 4mm	%	10%	10%	9%	14%	14%	13%
	conf.						
billes 6mm	%	24%	23%	14%	25%	24%	15%
	conf.						

Fig. 5.25 – Tableau représentant les trois configurations de voisinage les plus favorables pour la transition de l'arrêt au roulement(C01) et du roulement à l'arrêt(C10) avec leur pourcentage (expérience M1-14_15)

En effet, pour environ 35% des billes, des configurations constituées de trois billes situées dans les quadrants inférieurs (à gauche, à droite et en bas) sont responsables des transitions C01 et C10. On peut expliquer l'absence de bille dans le quadrant situé au dessus des billes de 4 mm par le fait que le roulement des billes de 4 mm est seulement possible sur la couche près de la surface libre. En effet, de même que pour toutes les expériences bidisperses, le lit de l'expérience M7-9_26 est principalement formé de billes de 4 mm qui empêchent le mouvement des couches du lit (voir Fig. 5.1). C'est également pour cette raison que les configurations de voisinage favorisant les transitions sont majoritairement composées de billes de 4 mm. Toutefois, certaines configurations responsables des transitions sont constituées de billes de 6 mm. Les grandes billes de 6 mm étant essentiellement sur la couche supérieure du lit, elles ont des interactions fréquentes avec les billes de 4 mm qui passent de l'arrêt au roulement ou du roulement à l'arrêt ce qui explique leur présence dans les configurations de voisinage.

Pour les billes de 6 mm (expérience M7-9_26), la configuration de voisinage la plus favorable est la même pour les transitions C01 et C10. De même que pour les billes de 4 mm et pour les mêmes raisons, on trouve qu'une configuration de voisinage constituée de billes situées dans les trois quadrants inférieurs est principalement responsable des transitions. De plus, on remarque que la configuration avec quatre billes de 4 mm fait partie des

trois configurations les plus favorables aux transitions C01 et C10. Les billes de 4 mm semblent donc tenir une place importante dans le départ et l'arrêt des billes de 6 mm. Plus spécifiquement, le départ d'une bille de 6 mm est principalement provoquée par un voisinage de billes de 4 mm. Quand une bille de 6 mm s'arrête, ce qui est très rare, les petites particules accumulées derrière elle semblent favoriser son départ.

Pour l'expérience M1-14_15 (avec peu de billes de 4 mm), les billes de 4 mm migrent vers le fond et commencent à former une couche dans le fond. Cependant, le lit est encore principalement formé de billes de 6 mm (voir Fig. 5.22). Le tableau 5.25 indique que pour les billes de 4 mm, les trois principales configurations de voisinage conduisant aux transitions C01 et C10 sont les mêmes, i.e., quatre billes dans le voisinage. En effet, la plupart des billes de 4 mm qui arrivent dans la fenêtre d'observation s'arrêtent, repartent de nouveau mais finissent toujours par migrer à l'intérieur du lit jusqu'au fond. Seulement quelques unes d'entre elles traversent des distances supérieures à la longueur de la fenêtre d'observation. Elles passent du roulement à l'arrêt et de l'arrêt au roulement dans les couches supérieures du lit. C'est pourquoi, vraisemblablement, les configurations de voisinage favorables à ces transitions sont celles avec quatre billes dans le voisinage.

Pour les billes de 6 mm du cas M1-14_15, les configurations de voisinage les plus favorables aux transitions C01 et C10 sont également les mêmes, i.e., trois ou quatre billes dans le voisinage. Dans notre cas, toutes les billes de 6 mm ont une tendance au roulement. Elles forment une structure en couches permettant le mouvement des billes dans toutes les couches du lit contrairement au lit imbriqué de billes de 4 mm qui empêche le mouvement des couches du lit. De plus, le mouvement collectif est très important pour les billes de 6 mm ce qui pourrait expliquer ces configurations de voisinage.

Ces analyses donnent un premier aperçu des possibilités qu'offre la procédure complète de traitement d'image que nous avons mise en place. Bien évidemment, le traitement d'autres expériences sera nécessaire pour généraliser ces analyses. De même, il serait intéressant d'étendre ces résultats aux autres transitions en effectuant les mêmes analyses. Cette procédure constitue donc un outil intéressant et les résultats obtenus sont facilement comparables aux modèles discrets basés sur les automates cellulaires ou la dynamique moléculaire.

5.9 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude de la ségrégation via l'analyse de mélanges bidisperses de particules de 4 mm et 6 mm en comparaison avec des cas unimodaux précédemment traités. Nous avons conduit une série de dix expériences sous des conditions d'équilibre de charriage en faisant varier le débit solide des billes de 4 mm et 6 mm. Dès l'obtention de l'équilibre avec les mélanges bidisperses, un premier résultat de la segrégation est mis en évidence. En effet, bien que le débit solide des billes de 6 mm représente jusqu'à 87% du débit solide total, les expériences bimodales conduisent à un lit principalement formé de billes de 4 mm. Les billes de 4 mm présentant une tendance au blocage, l'obtention de l'équilibre requiert donc un débit liquide plus élevé pour les expériences bimodales que pour celles menées avec des particules de 6 mm (une seule bille dans la largeur). Ce débit liquide est cependant moins élevé que celui nécessaire aux expériences avec les billes de 4 mm seules.

Afin de comparer nos expériences avec des formules classiques de transport, nous avons tracé le débit solide sans dimension en fonction du nombre de Shields τ^* en utilisant la méthode d'Einstein [Cao (1985)] pour calculer le rayon hydraulique de fond. Par rapport aux expériences avec des billes de 6 mm (caractérisées par une structure bidimensionnelle plus mobile), les points obtenus avec les billes de 4 mm et les mélanges bimodaux sont conformes aux formules de Fernandez-Luque & van Beek (1976) et de Meyer-Peter et Müller modifiées par Wong & Parker (2006). Il semblerait donc que nos expériences conduites avec des billes de 4 mm et des mélanges bimodaux soient plus proches des expériences classiques de laboratoire et de terrain que celles menées avec des billes de 6 mm.

Dans ce chapitre, nous avons étudié en particulier deux expériences bimodales en analysant les profils verticaux afin de mieux comprendre le phénomène de ségrégation. Les billes de 6 mm du mélange se déplacent principalement en saltation alors que les billes de 4 mm sont majoritairement en roulement. Une analyse des profils de densité en nombre révèle un pic de roulement légèrement supérieur au pic de saltation pour les billes de 6 mm tandis que pour les billes de 4 mm, le pic de roulement est bien supérieur au pic de saltation. On retrouve donc une structure similaire aux expériences T avec un seul pic de roulement et de saltation. Les billes de 4 mm forment en effet un lit imbriqué qui empêche le mouvement des billes du lit. Par contre, il y a une faible proportion de billes de 4 mm en saltation dans les mélanges

bidisperses alors que les billes de 4 mm des expériences T se déplacent majoritairement en saltation. On peut expliquer ce phénomène par le fait que les trajectoires des billes de 4 mm soient gênées par les trajectoires des billes de 6 mm principalement en saltation et ainsi forcées à rouler.

De même que pour les expériences unimodales, les profils de vitesse des mélanges bidisperses mettent en évidence trois zones. Les deux zones inférieures (exponentielle et linéaire) sont les mêmes pour les deux tailles de particules contrairement aux parties logarithmiques qui présentent des différences. Dans les études sur la cinématique des mélanges ségrégés de différentes tailles et densités, on a également trouvé que les profils de vitesse moyens des différents composants du mélange étaient similaires [Hill & Zhang (2008)]. De même, les profils de concentration totale et des billes de 4 mm du mélange révèlent la même forme que les profils de concentration obtenus avec des billes de 4 mm uniquement à l'exception de la zone quasistatique pour les billes de 4 mm.

La représentation de la propagation spatio-temporelle des particules corrobore ces analyses. En effet, on remarque que les billes de 6 mm du mélange sont essentiellement en saltation et que les billes de 4 mm ont une tendance au roulement plus marquée que dans les expériences avec des billes de 4 mm seules. Cependant, comme sur les diagrammes des expériences T, on observe très peu de mouvement collectif. Ce phénomène semble en effet spécifique aux cas unimodaux constitués de billes de 6 mm.

Afin de mieux comprendre le phénomène de ségrégation observé à l'intérieur du lit des mélanges bimodaux, nous avons analysé le mouvement des billes de 4 mm dans un lit initialement composé de billes de 6 mm. Les billes de 4 mm s'enfoncent progressivement à travers les couches de billes de 6 mm jusqu'à une profondeur où les grandes billes ne sont plus en mouvement. Au bout d'environ 25 minutes, on obtient une couche quasi continue de billes de 4 mm située au dessus d'un lit de billes de 6 mm quasi immobiles. Ce processus de ségrégation peut être assimilé au processus de "kinetic sieving" décrit dans les écoulements granulaires secs [Savage & Lun (1988) ; Thomas (2000) ; Hill & Zhang (2008)]. Le lit essentiellement constitué de billes de 4 mm résulte donc d'un processus de ségrégation et non pas (du moins exclusivement) d'un processus de blocage des billes de 4 mm qui aurait pu être perçu comme un artéfact expérimental. Nos résultats sont donc pertinents dans l'étude de la ségrégation.

Pour finir, nous avons présenté les résultats concernant les transitions entre l'arrêt et le roulement obtenus à partir de la procédure de traitement

d'image mise en place pour l'analyse des configurations de voisinage responsables des transitions des états de mouvements des particules. L'analyse des configurations de voisinage nous permet d'avancer dans la compréhension du charriage et pourrait aboutir à des modélisations.

Chapitre 6

Conclusion

Dans cette thèse, la dynamique du transport de particules dans un écoulement a été étudiée expérimentalement. Nous avons utilisé un canal incliné dans lequel les débits solides et liquides sont maintenus constants à l'entrée. Les particules, soit en mouvement ou formant le lit, sont filmées et leur trajectoire est calculée. Le dispositif expérimental a pour but d'idéaliser le transport de sédiments dans une rivière à graviers à forte pente. Notre étude s'efforce de donner une meilleure compréhension des processus physiques liés au charriage, ce qui est nécessaire pour améliorer la modélisation du charriage.

6.1 Principaux résultats

Dans cette étude, nous avons comparé le transport par charriage de particules de 4 mm à celui de particules de 6 mm puis nous avons analysé la ségrégation des mélanges des deux tailles. Globalement, le mouvement des mélanges bidisperses est plus proche de celui des expériences avec des particules de 4 mm que celui des particules de 6 mm même si on observe des différences significatives.
Quand la taille des particules injectées change, nous passons d'un cas 2D (billes de 6 mm dans un canal de 6.5 mm) à un cas partiellement 3D (billes de 4 mm dans un canal de 6.5 mm). Les expériences bimodales conduisent à un lit principalement formé de billes de 4 mm bien que le débit solide des billes de 6 mm représente jusqu'à 87% du débit solide total. Les billes de 4 mm ont une tendance au blocage due au rapport entre la taille des particules

et la largeur du canal, elles sont par conséquent moins mobiles. L'obtention de l'équilibre requiert donc un débit liquide plus élevé pour les expériences bimodales et les expériences avec des particules de 4 mm que pour celles menées avec des particules de 6 mm. Ce débit liquide est cependant moins élevé pour les mélanges bidisperses que celui nécessaire aux expériences avec les billes de 4 mm seules.
La structure du lit et le mode de transport des particules des mélanges bimodaux présente également des similitudes plus marquées avec les expériences de billes de 4 mm qu'avec celles constituées de billes de 6 mm. Les billes de 6 mm forment en effet une structure en couches propice au roulement avec la présence d'importants mouvements collectifs. Pour les billes de 4 mm et les billes du mélange, les mouvements collectifs sont moins évidents et le roulement est seulement possible sur les deux couches supérieures du lit. Ce phénomène s'explique par le fait que les billes de 4 mm forment un lit imbriqué qui empêche le mouvement des billes du lit. Le régime de saltation est donc le mode de transport privilégié pour les expériences avec des billes de 4 mm et les billes de 6 mm du mélange. Par contre, il y a une faible proportion de billes de 4 mm en saltation dans les mélanges bidisperses. On peut expliquer ce phénomène par le fait que les trajectoires des billes de 4 mm soient gênées par les trajectoires des billes de 6 mm principalement en saltation et ainsi forcées à rouler.

La mise en évidence que le mouvement collectif était spécifique aux billes de 6 mm a permis de remettre en cause certaines conclusions. En effet, de même que pour les particules de 6 mm [Ancey *et al.* (2006)], nous avons montré que la distribution binomiale négative fournissait une bonne réprésentation de la densité de probabilité empirique du nombre de billes en mouvement pour les particules de 4 mm. Le comportement non binomial des particules en mouvement ne serait donc pas la conséquence de mouvements collectifs comme suggéré par Ancey et al mais dû à une dépendance plus complexe entre particules.

La comparaison des résultats de nos expériences avec les formules classiques de transport a mis en évidence que les expériences menées avec des billes de 4 mm et des mélanges bimodaux sont plus proches des formules de Fernandez-Luque & van Beek (1976) et de Meyer-Peter et Müller modifiées par Wong & Parker (2006) que les expériences avec des billes de 6 mm uniquement. Il semblerait donc que les expériences conduites avec des billes de 4 mm et des mélanges bimodaux soient plus proches des expériences classiques de laboratoire et de terrain que celles menées avec des billes de 6 mm.

Nous avons testé avec succès le modèle d'érosion-dépôt développé par Charru (2006) avec nos expériences monodisperses (4 mm) et celles de Böhm (2005) et nous avons déterminé les coefficients permettant de calibrer le modèle. Nos résultats semblent également indiquer que les expériences menées avec des billes de 4 mm sont plus proches des expériences conduites avec des sédiments naturels que celles menées avec des billes de 6 mm.

Les rares études concernant les profils de vitesse et de concentration dans une couche de charriage continue correspondent majoritairement aux écoulements de charriage intense plus typiques des "sand-bed streams" ou des "sheet flows" en côtier. En revanche, nos expériences correspondent aux écoulements plus modérés sur un lit grossier et sont donc plus typiques des rivières à graviers. Nos profils de vitesse (unimodals et bimodals) mettent en évidence trois zones : une queue exponentielle, un domaine linéaire et une région logarithmique. Les parties inférieures (exponentielle et linéaire) sont similaires aux profils de vitesse en granulaire sec ou en écoulements bien plus concentrés et les parties supérieures (linéaire et logarithmique) aux mesures de charriage intense ("sheet flows"). Quant aux profils de concentration, ils révèlent la même forme que les profils de concentration obtenus en charriage côtier ("sheet flows") et en écoulement granulaire sec. La comparaison des résultats expérimentaux à des résultats théoriques obtenus en écoulement granulaire sec pourrait aider à déterminer une rhéologie du charriage ce qui permettrait à terme une approche fondamentale pour modéliser le phénomène de charriage.

Afin de mieux comprendre le phénomène de ségrégation observé à l'intérieur du lit des mélanges bimodaux, nous avons analysé le mouvement des billes de 4 mm dans un lit initialement composé de billes de 6 mm. Les billes de 4 mm s'enfoncent progressivement à travers les couches de billes de 6 mm jusqu'à une profondeur où les grandes billes ne sont quasiment plus en mouvement. On obtient alors une couche quasi continue de billes de 4 mm située au dessus d'un lit de billes de 6 mm quasi immobiles. Ce processus de ségrégation peut être assimilé au processus de "kinetic sieving" décrit dans les écoulements granulaires secs [Savage & Lun (1988) ; Thomas (2000) ; Hill & Zhang (2008)]. Le lit essentiellement constitué de billes de 4 mm résulte donc d'un processus de ségrégation et non pas (du moins exclusivement) d'un processus de blocage des billes de 4 mm qui aurait pu être perçu comme un artéfact expérimental. Nos résultats sont donc pertinents dans l'étude de la ségrégation. Toutefois, il peut nous être objecté que notre canal expérimental très étroit limite la généralisation des résultats obtenus. Cependant,

dans des expériences récentes menées avec des mélanges bimodaux de graviers naturels dans un large canal, le même phénomène de ségrégation a été observé [Recking *et al.* (2009)]. De même que pour nos expériences, ils ont mis en évidence que les petites particules percolaient à travers les particules en mouvement plus grossières.

Les résultats obtenus pour les transitions entre l'arrêt et le roulement d'expériences bidisperses ont mis en évidence les nombreuses potentialités de la procédure de traitement d'image développée pour l'analyse des configurations de voisinage responsables des transitions des états de mouvements des particules.

6.2 Perspectives

Avec le dispositif expérimental mis en place, plusieurs études pour progresser dans l'analyse des processus physiques à l'échelle de la particule sont envisageables. Le dispositif permettant de doubler la largeur du canal, il serait intéressant d'analyser le mouvement des particules en trois dimensions pour se rapprocher de la réalité. Pour cela, l'analyse des images prises dans ces conditions aurait besoin de nouveaux algorithmes de détection et de suivi de particules. Jusqu'à maintenant, toutes nos expériences ont été menées dans des conditions d'équilibre, une modification du protocole expérimental serait possible afin d'étudier le transport de particules hors équilibre. Il serait également profitable d'analyser toutes les étapes de la transition entre les expériences unimodales et bimodales pour améliorer notre compréhension du phénomène de ségrégation.

La validation du modèle d'érosion-dépôt développé par Charru (2006) avec nos données unimodales a prouvé que nos résultats étaient suffisamment affinés pour soutenir un modèle de charriage. Grâce à nos avancés sur les mélanges bidisperses avec notamment l'analyse des profils de débit solide, de vitesse et de concentration, il serait maintenant intéressant d'adapter le modèle d'érosion-dépôt de Charru (2006) à des mélanges bimodaux. A l'aide du traitement d'image, nous avons accès à toutes les trajectoires des particules, il serait donc envisageable de développer un nouveau modèle de charriage basé sur des méthodes aux éléments discrets. L'analyse des configurations de voisinage est également une piste prometteuse qui permettrait grâce aux statistiques obtenues le développement d'un modèle discret basé sur les automates cellulaires ou la dynamique moléculaire. De façon générale, la quantité

de données que nous avons acquises, la précision des résultats obtenus via le traitement d'image (position, trajectoire, état de mouvement et configuration de voisinage pour chaque particule) et l'analyse qui en découle (profils de débit solide, de vitesse et de concentration) constituent une base solide pour de futures modélisations.

Bibliographie

Abbott, J. & Francis, J. 1977 Saltation and suspension trajectories of solid grains in a water stream. *Philos. Trans. R. soc. London A* **284**, 225–254.

Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P. & Ducret, R. 2003 Rolling motion of a bead in a rapid water stream. *Physical review. E* **67**, 011303.

Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Lanier, J. & Ducret, R. 2002 Saltating motion of a bead in a rapid water stream. *Physical Review E* **66**, 036306.

Ancey, C., Böhm, T., Frey, P., Jodeau, M. & Reboud, J.-L. 2005 Saltating or rolling stones ? *River coastal and estuarine morphodynamics* pp. 641–651.

Ancey, C., Böhm, T., Jodeau, M. & Frey, P. 2006 Statistical description of sediment transport experiments. *Physical review. E* **71**, 011302.

Ancey, C., Davison, A. C., Böhm, T., Jodeau, M. & Frey, P. 2008 Entrainment and motion of coarse particles in a shallow water stream down a steep slope. *Journal of Fluid Mechanics* **595**, 83–114.

Andrews, E. D. & Erman, D. C. 1986 Persistence in the size distribution of surficial bed material during an extreme snowmelt flood. *Water Resources Research* **22**, 191–197.

Armanini, A., Capart, H., Fraccarollo, L. & Larcher, M. 2005 Rheological stratification in experimental free-surface flows of granular-liquid mixtures. *Journal of Fluid Mechanics* **532**, 269–319.

Asano, T. 1995 Sediment transport under sheet-flow conditions. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering - ASCE* **121**, 239–246.

Ashida, K. & Michiue, M. 1971 An investigation of river bed degradation downstream of a dam. *Proceedings* **3**, 247–256.

Ashida, K. & Michiue, M. 1972 Study on hydraulic resistance and bedload transport rate in alluvial streams. *Transactions* **206**, 59–69.

Bagnold, R. 1973 The nature of saltation and of "bed-load" transport in water. *Proc. R. Soc. London, Ser. A,* **332**, 473–504.

Bagnold, R. A. 1956 The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A : Mathematical an Physical Sciences* **249**, 235–297.

Barry, J. J., Buffington, J. M. & King, J. G. 2004 A general power equation for predicting bed load transport rates in gravel bed rivers. *Water Resources Research* **40**, W10401.

Bathurst, C. 2007 Effect of coarse surface layer on bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE* **133**, 1192–1205.

Bathurst, J. C., Graf, W. H. & Cao, H. H. 1987 Bed load discharge equation for steep moutain rivers. *Sediment Transfer in Gravel-Bed Rivers. John Wiley & Sons New York* pp. 453–477.

Bigillon, F. 2001 Etude d'un mouvement bidimensionnel d'une particule dans un courant d'eau à forte pente. PhD thesis, Université Joseph Fourier.

Böhm, T. 2005 Motion and interaction of a set of particules in a supercritical flow. PhD thesis, Université Joseph Fourier.

Böhm, T., Ancey, C., Frey, P., Reboud, J. & Ducottet, C. 2004 Fluctuations of the solid discharge of gravity-driven particle flows in a turbulent stream. *Physical review. E* **69**, 061307.

Böhm, T., Frey, P., Ducottet, C., Ancey, C., Jodeau, M. & Reboud, J. 2006 Two-dimensional motion of a set of particles in a free surface flow with image processing. *Experiments in Fluids* **41**, 1–11.

Bridgewater, J. 1994 Mixing and segregation mechanisms in particle flow. In *Granular Matter : An Interdisciplinary Approach* (ed. M. A), pp. 161–193. New York.

BUFFINGTON, J. & MONTGOMERY, D. 1997 A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with specific reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research* **33**, 1993–2029.

CAMPBELL, C. 2002 Granular shear flows at the elastic limit. *Journal of Fluid Mechanics* **465**, 261–291.

CAO, H. 1985 Résistance hydraulique d'un lit de gravier à pente raide ; étude expérimentale. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

CHARRU, F. 2006 Selection of the ripple length ona granular bed sheared by a liquid flow. *Phys. Fluids* **18**, doi :10.1063/1.2397005.

CHARRU, F. & HINCH, E. 2006 Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. part 1. steady flow. *Journal of Fluid Mechanics* **550**, 111–121.

CHARRU, F., MOUILLERON, H. & EIFF, O. 2004 Erosion and deposition of particles on a bed sheared by viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics* **519**, 55–80.

CHENG, N.-S. & CHIEW, Y.-M. 1998 Pickup probability for sediment entrainment. *Journal of Hydraulic Engineering* **124(2)**, 232–235.

DIETRICH, W. & SMITH, J. 1984 Bed load transport in a river meander. *Water Resources Research* **20(10)**, 1355–1380.

DRAHUN, J. A. & BRIDGEWATER, J. 1983 The mechanisms of free-surface segregation. *Powder Technology* **36**, 39–53.

DRAKE, T. G., SHREVE, R. L., DIETRICH, W. E. & LEOPOLD, L. B. 1988 Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. *Journal of Fluid Mechanics* **192**, 193–217.

DUBOYS, M. 1879 Le rhône et les rivières à lit affouillable. *Annales Ponts et Chaussées* **XVIII**, 141–195.

EGIAZAROFF, I. V. 1965 Calculation of non-uniform sediment concentrations. *Journal of Hydraulic Engineering* **91(4)**, 225–248.

EINSTEIN, H. A. 1941 Formulas for the transportation of bed load. *American Society of Civil Engineers Papers* pp. 351–367.

Einstein, H. A. 1950 The bed-load function for sediment transportation in open channel flows. *Technical Bulletin of the United States Department of Agriculture* p. 1026.

Felix, G. & Thomas, N. 2004 Evidence of two effects in the size segregation process in dry granular media. *Physical Review E* **70**, 051307 Part1.

Fernandez-Luque, R. & van Beek, R. 1976 Erosion and transport of bedload sediment. *Journal of Hydraulic Research* **14**, 127–144.

Fraccarollo, L., Larcher, M. & Armanini, A. 2007 Depth-averaged relations for granular-liquid uniform flows over mobile bed in a wide range of slope values. *Granular Matter* **9**, 145–157.

Fraccarollo, L. & Rosatti, G. 2009 Lateral bed load experiments in a flume with strong initial transversal slope, in sub- and supercritical conditions. *Water Resources Research* **45**, W01419.

Francis, J. 1973 Experiments on the motion of solitary grains along the bed of water-stream. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* pp. 443–471.

Frey, P. & Church, M. 2009 How rivers beds move. *Science* **325**, 1509–1510.

Frey, P. & Church, M. 2011 Bedload : a granular phenomenon. *Earth Surface Processes and Landforms* .

GDR, M. 2004 On dense granular flows. *European Physical Journal E* **14**, 341–365.

Gilbert, G. K. 1914 The transportation of debris by running water. *Professional paper 86. US Geological Survey : Washington, DC* p. 261.

Goldhirsch, I. 2003 Rapid granular flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* **35**, 267–293.

Gomez, B. 1991 Bedload transport. *Earth Science Reviews* **31(2)**, 89–132.

Graf, W. 1993 *Hydraulique fluviale*. Presses polytechniques et universitaires romandes.

Hanes, D. M. & Bowen, A. J. 1985 A granular-fluid model for steady intense bed-load transport. *Journal of Geophysical Research-Oceans* **90**, 9149–9158.

Hergault, V., Frey, P., Métivier, F., Barat, C., Böhm, C. D. T. & Ancey, C. 2010 Image processing for the study of bedload transport of two-size spherical particles in a supercritical flow. *Experiments in Fluids* **49**, 1095–1107.

Hill, K. M. & Zhang, J. 2008 Kinematics of densely flowing granular mixtures. *Physical Review E* **77**, 061303.

Hirano, M. 1971 On riverbed variation with armoring. *Proceedings* **195**, 55–65.

Hu, C. & Hui, Y. 1996 Bed-load transport 2 : Stochastic characteristics. *Journal of Hydraulic Engineering* **122(5)**, 255–261.

Ikeda, S. 1982 Incipient motion of sand particles on side slopes. *Journal of Hydraulic Engineering* **108**, 95–114.

Jain, N., Ottino, J. & Lueptow, R. 2002 An experimental study of the flowing granular layer in a rotating tumbler. *Physics of Fluids* **14**, 572–582.

Jain, N., Ottino, J. & Lueptow, R. 2004 Effect of interstitial fluid on a granular flowing layer. *Journal of Fluid Mechanics* **508**, 23–44.

Jenkins, J. T. & Hanes, H. M. 1998 Collisional sheet flows of sediment driven by turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **370**, 29–52.

Julien, P. Y. 1998 *Erosion and sedimentation*. Press Syndicate of the University of Cambridge.

Kleinhans, M. G. & van Rijn, L. C. 2002 Stochastic prediction of sediment transport in sand-gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering* **128(4)**, 412–425.

Koulinski, V. 1993 Etude de la formation d'un lit torrentiel. PhD thesis, Université Joseph Fourier.

Lajeunesse, E., Malverti, L. & Charru, F. 2010 Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research* **115**, F04001, doi :10.1029/2009JF001628.

Larcher, M., Fraccarollo, L., Armanini, A. & Capart, H. 2007 Set of measurement data from flume experiments on steady uniform debris flows. *Journal of Hydraulic Research* **45**, 59–71.

Lee, H. & Hsu, I. 1994 Investigations saltating particle motions. *Journal of Hydraulic Engineering* **120**, 831–845.

Lisle, I. G., Rose, C. W., Hogarth, W. L., Hairsine, P. B., Sander, G. & Parlange, J. Y. 1998 Stochastic sediment transport in soil erosion. *Journal of Hydrology* **204**, 217–230.

Lisle, T. E. 1989 Sediment transport and resulting deposition in spawning gravels, north coastal california. *Water Resources Research* **25**, 1303–1319.

Lisle, T. E. 1995 Particle size variations between bed load and bed material in natural gravel bed channels. *Water Resources Research* **31(4)**, 1107–1118.

Liu, Y., Métivier, F., Lajeunesse, E., P.Lancien, Narteau, C. & Meunier, P. 2008 Measuring bed load in gravel-bed mountain rivers : Averaging methods and sampling strategies. *Geodinamica Acta* **21**, 81–92.

Luchnikv, V. A., Medvedev, N. N., Oger, L. & Troadec, J. 1999 Voronoi-delaunay analysis of voids in systems of nonspherical particles. *Physical Review E* **59**, 7205–7212.

Martin, Y. 2003 Evaluation of bed load transport formulae using field evidence from the vedder river. *Geomorphology* **53**, 75–95.

Maxey, M. R. & Riley, J. J. 1983 Equation of motion for a small rigid sphere in an nonuniform flow. *Phys. Fluids* **26(2)**, 883–889.

Métayer, J.-F., R., R. D., Richard, P., Valance, A. & Louge, M. Y. 2009 Rheology of Confined Granular Flows : from Gas to Glass. *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1145, pp. 503–506.

Meunier, P., Métivier, F., Lajeunesse, E., Meriaux, A. S. & Faure, J. 2006 Flow pattern and sediment transport in a braided river : The "torrent de st pierre" (french alps). *Journal of Hydrology* **330**, 496–505.

Meyer-Peter, E. & Müller, R. 1948 Formulas for bed-loadtransport. In *Int. Assoc. Hydraul.Res., 2nd meeting, Stockholm*, pp. 39–64. Stockholm.

Middleton, G. V. 1970 Experimental studies related to problems of flysch sedimentation. In *Flysch Sedimentology in North America* (ed. L. J), pp. 253–272. Geological Association of Canada : St. John's Canada.

Mouilleron, H., Charru, F. & Eiff, O. 2009 Inside the moving layer of a sheared granular bed. *Journal of Fluid Mechanics* **628**, 229–239.

Métivier, F., Meunier, P., Moreira, M., Crave, A., Chaduteau, C., Ye, B. & Liu, G. 2004 Transport dynamics and morphology of a high mountain stream during the peak flow season : the Ürümqi river (chinese tian shan). In *River Flow* (ed. A. A. Balkema), , vol. 1, pp. 770–777. Leiden, Netherlands.

Nelson, J. M., Shreve, R. L., McLean, S. R. & Drake, T. G. 1995 Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. *Water Resources Research* **31**, 2071–2086.

Nikora, V., Habersack, H., Huber, T. & Ewan, I. M. 2002 On bed particle diffusion in gravel bed flows under weak bed load transport. *Water Resources Research* **38**, WR000513.

Nikora, V., Heald, J., Goring, D. & Ewan, I. M. 2001 Diffusion of saltating particles in unidirectional water flow over a rough granular bed. *Journal of Physics A : Mathematical and General* **34**, L743–L749.

Nino, Y. & Garcia, M. 1994 Gravel saltation, 2. modeling. *Water Resources Research* **30**, 1915–1924.

Nino, Y., Garcia, M. & Ayala, L. 1994 Gravel saltation, 1. experiments. *Water Resources Research* **30**, 1907–1914.

Nino, Y. & Garcia, M. H. 1998 Using lagrangian particle saltation observations for bedload sediment transport modelling. *Hydrological processes* **12**, 1197–1218.

Ottino, J. & Khakhar, D. 2000 Mixing and segregation of granular materials. *Annual Review of Fluid Mechanics* **32**, 55–91.

Paintal, A. S. 1971 Concept of critical shear stress in loos boundary open channels. *Journal of Hydraulic Research* **9**, 91–113.

Papanicolaou, A. N., Diplas, P., Evaggelopoulos, N. & Fotopoulos, S. 2002 Stochastic incipient motion criterion for spheres under various bed packing conditions. *Journal of Hydraulic Engineering* **128(4)**, 369–380.

Parker, G., Dhamotharan, S. & Stefan, S. 1982b Model experiments on mobile, paved gravel bed streams. *Water Resources Research* **18(5)**, 1395–1408.

Parker, G. & Klingeman, P. C. 1982 On why gravel bed streams are paved. *Water Resources Research* **18(5)**, 1409–1423.

Parker, G., Klingeman, P. C. & McLean, D. G. 1982a Bedload and size distribution in paved gravel-bed streams. *Journal of Hydraulic Engineering* **108(4)**, 544–571.

Parker, G. & Toro-Escobar, C. M. 2002 Equal mobility of gravel in streams : the remains of the day. *Water Resources Research* **38(11)**, 1264, doi :10.1029/2001WR000669.

Powell, D. M. 1998 Patterns and processes of sediment sorting in gravel-bed rivers. *Progress in Physical Geography* **22(1)**, 1–32.

Pugh, F. & Wilson, K. 1999 Velociy and concentration distributions in sheet flow above plane beds. *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE* **125**, 117–125.

Recking, A., Frey, P., Paquier, A. & Belleudy, P. 2009 An experimental investigation of mechanisms involved in bed load sheet production and migration. *Journal of Geophysical Research-Earth Surface* **114**, F03010.

Recking, A., Frey, P., Paquier, A., Belleudy, P. & Champagne, J.-Y. 2008a Bed-load transport flume experiments on steep slopes. *Journal of Hydraulic Engineering* **134**, 1302–1310.

Recking, A., Frey, P., Paquier, A., Belleudy, P. & Champagne, J.-Y. 2008b Feedback between bed load transport and flow resistance in gravel and cobble bed rivers. *Water Resources Research* **44**, 05412.

Reid, I., Laronne, J. B. & Powell, D. M. 1995 The nahal yatir bedload database : sediment dynamics in a gravel-bed ephemeral stream. *Earth Surfaces Processes and Landforms* **20**, 845–857.

Richard, D. 1997 *Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable ; introduction aux suspensions en géologie et en physique*, chap. Transport solide par charriage torrentiel, pp. 105–121. Cemagref Editions.

Richard, P., Valance, A., Métayer, J.-F., Sanchez, P., Crassous, J., Louge, M. & Delannay, R. 2008 Rheology of confined granular flows : Scale invariance, glass transition, and friction weakening. *Phys. Rev. Lett.* **101** (24), 248002.

Rickenmann, D. 1991 Hyperconcentrated flow and sediment transport at steep slopes. *Journal of Hydraulic Engineering* **117**, 1419–1439.

Savage, S. B. & Lun, C. K. K. 1988 Particle-size segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids. *Journal of Fluid Mechanics* **189**, 311–335.

Schmeeckle, M. W. & Nelson, J. M. 2003 Direct numerical simulation of bedload transport using a local, dynamic boundary condition. *Sedimentology* **50**, 279–301.

Seminara, G., Solari, L. & Parker, G. 2002 Bed load on arrbitrarily sloping beds : Failure of the bagnold hypothesis. *Water Resources Research* **38**, 1249.

Shields, A. 1936 Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und turbulenzforschung auf die geschiebebewegung. *Mitteil., PVWES* **26**.

Smart, G. & Jaeggi, M. 1983 Sediment transport on steep slopes. *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie* **64**.

Sumer, B., Kozakiewicz, A., Fredsoe, J. & Deigaard, R. 1996 Velociy and concentration profiles in sheet-flow layer of movable beds. *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE* **122**, 549–558.

THOMAS, N. 2000 Reverse and intermediate segregation of large beads in dry granular media. *Physical Review E* **62**, 961–974.

TSUJIMOTO, T. & MOTOHASHI, K. 1990 Static armoring and dynamic pavement. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering* **8(1)**, 55–67.

WHITING, P. J. 1996 Sediment sorting over bed topography. *Advances in Fluvial Dynamics and Stratigraphy* pp. 203–228.

WIBERG, P. L. & SMITH, J. D. 1985 A theoretical model for saltating grains in water. *Journal of Geophysical Research* **90**, 7341–7354.

WIBERG, P. L. & SMITH, J. D. 1987 A reexamination of the beginning of movement for coarse granular bed materials. *Water Resources Research* **23(8)**, 1471–1480.

WIBERG, P. L. & SMITH, J. D. 1989 Model for calculating bed load transport of sediment. *Journal of Hydraulic Engineering* **115**, 101–123.

WILCOCK, P. R. 2001 Toward a practical method for estimating sediment-transport rates in gravel bed-rivers. *Earth Surfaces Processes and Landforms* **26**, 1395–1408.

WOHL, E. 2000 *Moutain rivers*. American Geophysical Union.

WONG, M. & PARKER, G. 2006 Reanalysis and correction of bed-load relatation of meyer-peter and müller using their own database. *Journal of Hydraulic Engineering* **11**, 1159–1168.

WOOSTER, J. K., DUSTERHOFF, S. R., CUI, Y. T., SKLAR, L. S., DIETRICH, W. E. & MALKO, M. 2008 Sediment supply and relative size distribution effects on fine sediment infiltration into immobile gravels. *Water Resources Research* **44**, W03424.