



HAL
open science

Modélisation du processus de saltation en milieu extrême : application au Raz Blanchard

Gaspard Minster

► **To cite this version:**

Gaspard Minster. Modélisation du processus de saltation en milieu extrême : application au Raz Blanchard. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. ENSTA Bretagne - École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne, 2019. Français. NNT : 2019ENTA0006 . tel-02569910

HAL Id: tel-02569910

<https://theses.hal.science/tel-02569910>

Submitted on 11 May 2020

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE TECHNIQUES AVANCEES BRETAGNE
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 601
*Mathématiques et Sciences et Technologies
de l'Information et de la Communication*
Spécialité : *Signal, Image, Vision.*

Par

Gaspard MINSTER

Modélisation du processus de saltation en milieu extrême : Application au raz Blanchard

Thèse présentée et soutenue à l'Institut Universitaire et Européen de la Mer, le 17 Juin 2019
Unité de recherche : LabSTICC UMR

Rapporteurs avant soutenance :

Jean-Marc Foucaut	Professeur des Universités, Ecole centrale de Lille
Julien Chauchat	Maitre de Conférence, HDR INP LEGI (UMR 5519)

Composition du Jury :

Président :	Luc Jaulin	Professeur des Universités, ENSTA Bretagne
Examineurs :	Alexandre Valance	Directeur de Recherche CNRS, IPR (UMR 5261)
Co-encadrante :	France Floc'h	Maitre de Conférence, UBO IUEM
Directeur de thèse :	Benoit Zerr	Enseignant-Chercheur HDR, ENSTA Bretagne

Invités :

Co-encadrante :	Amandine Nicolle	Enseignant-Chercheur, ENSTA Bretagne
	Nicolas Le Dantec	Chercheur, CEREMA

Modélisation du processus de saltation en milieu extrême :
Application au raz Blanchard

Gaspard Minster

2019

Remerciements

Je remercie Luc Jaulin d'avoir présidé mon jury. Je remercie Julien Chauchat et Jean-Marc Foucault d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, d'avoir pris le temps de faire une lecture minutieuse de mes travaux et d'être venus jusqu'à Brest pour assister à ma soutenance et l'évaluer.

Merci aux membres de l'IPR de m'avoir accueilli au sein du laboratoire et de m'avoir permis de faire mes manipulations sereinement ! Merci en particulier à Alexandre Valance pour cet accueil, pour m'avoir encadré et avoir accepté de participer à mon jury en tant qu'examinateur, de m'avoir permis de découvrir la manipulation expérimentale qui s'avère bien plus complexe en terme de réflexion et de minutie que l'on peut le penser au premier abord. Merci Nicolas pour tes nombreuses remarques et tes conseils sur l'avancée de mes travaux ! Merci Amandine et France de m'avoir fait confiance, de m'avoir soutenu dans mes choix, de m'avoir encadré humainement et scientifiquement, de m'avoir poussé parfois dans mes retranchements afin de donner à cette thèse une rigueur que je n'aurais probablement pas atteint sans vos remarques et vos nombreuses relectures ! Merci Benoit d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et m'avoir permis de finir sereinement ce travail de recherche en m'octroyant 4 mois supplémentaires de financement !

Une thèse est un travail solitaire. C'est en tout cas la perception que j'en ai après ces trois années de travaux. Mais je pense qu'arriver au bout de cette aventure nécessite un entourage attentif et bienveillant ! J'ai eu la chance de partager mon temps entre deux laboratoires où j'ai pu trouver des deux cotés des personnes répondant à cette description, tant au sein des autres doctorants que des permanents. J'ai également pu compter sur un groupe d'amis soudés et extérieur à ce milieu me permettant de m'évader, d'avancer lors des périodes compliquées et de partager des moments festifs et enrichissants !

Merci aux membres du club alpin Français de Brest pour m'avoir permis de m'évader, de rompre avec la routine du quotidien du laboratoire. Cette soupape de sécurité m'a permis d'avancer, de rêver durant ces trois ans, de kiter, de surfer, de faire mes premiers 4000, de grimper, de slaquer... Bref de pratiquer tout ce qui me fait vibrer ! Merci donc à Paul, Théoline, Elodie, Vincent, Pierre, Eve, Clément, François, Grégoire, Jean-Baptiste, Laurène, Françoise, Laure, Florian, Mathilde, David, Elise,... et j'en oublie sûrement !

Merci aux membres de l'équipe HOP de l'ENSTA Bretagne, qui sont passés d'enseignants à collègues et m'ont soutenu à la fin de ma thèse ! Merci à Roderic pour les coups de main de dernière minutes me faisant gagner de précieuses heures ! Merci Michel pour les explications, parfois à rallonge mais toujours claires et intéressantes ! Merci à Annick et Michèle pour toute la gestion des soucis administratifs divers ! Merci aux anciens camarades de promotion et nouveaux camarades de thèse à l'ENSTA ! Un merci particulier pour Irène et Simon pour la garde alternée ! Merci Simon pour les sessions de courses et

les échanges nombreux qui ont eu lieu pendant ces trois ans ! Merci à Dominique d'avoir partagé mon bureau ainsi que ta vision du monde qui m'a souvent fait me retourner ! Merci Romain pour ta présence énervante mais toujours bienveillante ! Tu as vu, j'ai bien "participé", l'objectif est donc atteint ! Merci Juan pour les moments échangés, j'espère avoir l'occasion de te recroiser ! Merci Thomas pour les sessions surf et courses permettant de me maintenir à peu près en forme ! Merci à ceux qui ont partagé mon bureau et bon courage aux suivants qui vont bientôt commencer leur vie de thésard ou l'on déjà débuté !

Merci aux membres du LGO pour m'avoir intégré pendant mes journées de passages à l'IUEM ! Merci aux thésards et Postdoc avec qui j'ai partagé ces semaines de galères, Marion G., Maxence, Sabrina, Jean Michel, Marie, Charles, Alden, Ruth, Massimo, Romain, Marcorelio, Christopher, Marie, ... Aux fameuses réunions des thésards anonymes !

Merci aux colloqs avec qui j'ai pu échanger et partager les moments pas toujours simples de ces trois ans ! Jordan, Manon, Julie, Léa pour citer les principaux ! Merci à Marion P. et Mou pour les ballades me permettant de m'évader le temps de quelques heures sur les dernières semaines de rédaction.

Enfin merci à ma famille qui m'a poussé à aller au bout de ces trois ans, mes parents qui m'ont permis d'aller au bout de ces longues années d'études et mes frères, Joseph et Antonin, qui comme moi aiment les études un peu longues !

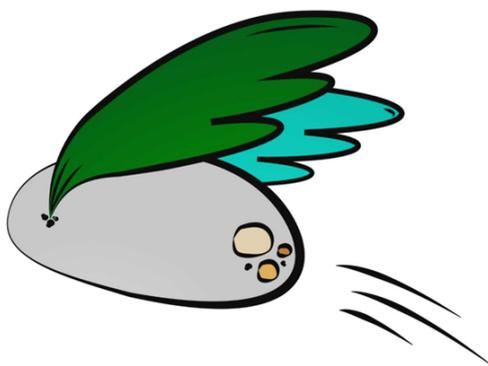


Table des matières

Introduction Générale	15
1 Contexte	19
1.1 Le projet ANR "PHYSIC"	20
1.2 Le raz Blanchard	23
1.2.1 Littérature sur le raz Blanchard	23
1.2.2 Géographie du raz Blanchard	24
1.2.3 Hydrodynamisme et Marée	24
1.2.4 Géologie	28
2 État de l'art	31
2.1 Le transport sédimentaire	32
2.2 Le forçage hydrodynamique	34
2.2.1 Profil d'écoulement sur plan rugueux	34
2.2.2 La rugosité de fond	36
2.2.3 Le nombre de Shields	36
2.3 La saltation	37

2.3.1	La mise en mouvement des sédiments	37
2.3.2	Shields critique	39
2.3.3	Évolution des interactions fluide/particule au cours de la trajectoire	42
2.3.4	Modélisation expérimentale ou numérique du processus de salta- tion	44
2.3.5	Caractéristiques de saut	48
2.3.6	Le coefficient de restitution	49
2.4	Roulement versus Saltation	50
3	Analyse expérimentale	55
3.1	Description du matériel expérimental	57
3.1.1	Dispositif expérimental et instruments de mesure	57
3.1.2	Modélisation d'une rugosité	59
3.1.3	Descriptif des particules suivies	62
3.2	Paramètres analysés	63
3.3	Protocole expérimental	64
3.4	Analyse des résultats	67
3.4.1	Traitement des vidéos sous Tracker	67
3.4.2	Traitement des trajectoires sous Matlab	68
3.5	Qualification du mouvement	70
3.5.1	Problématique	70
3.5.2	Méthode et choix réalisés	71
3.5.3	Exemple d'identification	75

3.5.4	Taux de roulement	76
4	Résultats Expérimentaux	79
4.1	Analyse des profils d'écoulement	80
4.2	Détermination du nombre de Shields	83
4.2.1	Calcul du Shields à partir de la tension de fond	83
4.2.2	Détermination du Shields critique	85
4.3	Résultats statistiques	89
4.4	Hauteur et Longueur moyenne des sauts	98
4.4.1	Utilisation du critère de Shields	98
4.4.2	Comparaison et influence du critère de Shields	100
4.4.3	Rôle de la rugosité relative	105
4.5	Rôle et détermination du coefficient de restitution	109
4.5.1	Coefficient de restitution simple associé à la rugosité relative	109
4.5.2	Répartition Statistique Angulaire	110
4.5.3	Influence de l'angle sur le coefficient de restitution	112
4.5.4	Identification du coefficient de restitution verticale	112
4.6	Interaction sur la particule	116
5	Modélisation	121
5.1	Modèle Micro-échelle	122
5.1.1	Introduction à la modélisation Micro-échelle	122
5.1.2	Description du modèle utilisé	123

5.1.3	Stabilité du modèle	125
5.1.4	Analyse et prolongation des lois établies en chenal	126
5.1.5	Étude des trajectoires de saltation	129
5.1.6	Bilan sur l'étude numérique de la saltation à micro échelle	133
5.2	Introduction à la modélisation régionale	134
5.3	TELEMAC	134
5.3.1	Introduction au modèle TELEMAC	134
5.3.2	Équations du modèle hydrodynamique	134
5.3.3	Maillage	136
5.3.4	Conditions limites	137
5.3.5	Détermination du coefficient de frottement sur le fond	138
5.3.6	Sensibilité du modèle tidal aux paramètres de frottement du fond .	140
5.4	Application au raz Blanchard des lois extraites en chenal	145
5.4.1	Rappel des lois extraites et méthode d'application au raz Blanchard	145
5.4.2	Résultats et Analyse	148
5.4.3	Limite de cette cartographie	150
5.4.4	Bilan du Chapitre	151
Conclusion et Perspectives		153
A Partie Expérimentale		159
A.1	Modélisation de la rugosité	159
A.1.1	Technique de modélisation	159

A.1.2 Test de collage	162
A.2 Coloration des billes	163
A.3 Problème de détection	164
B Utilisation de la sonde Nixon	167
C Histogrammes Normalisés	169
D Article	175
Bibliographie	203

Table des figures

1	Courantomètre endommagé dans le Raz Blanchard	16
1.1	Le raz Blanchard.	20
1.2	Positionnement et photos des structures immergées au fond du raz Blanchard.	22
1.3	La cartographie du raz Blanchard	25
1.4	La bathymétrie autour du raz Blanchard	25
1.5	Les courants maximaux de surface du raz Blanchard obtenus à partir d'une simulation de la propagation de l'onde de marée	26
1.6	Les courants maximaux de fond du raz Blanchard obtenus à partir d'une simulation de la propagation de l'onde de marée.	27
1.7	Lignes cotidales et d'iso-marnage dans la Manche et ses abords	27
1.8	La couverture sédimentaire globale du raz Blanchard	28
1.9	Formations géologiques de la Hague, regroupées par grandes familles de roches	29
2.1	Représentation des différents régimes au sein de la colonne d'eau.	33
2.2	Représentation d'un écoulement sur fond plat et d'un écoulement sur fond rugueux [Van Rijn, 1993a].	35
2.3	Vue schématique d'une particule posée sur un fond rugueux.	38

2.4	Initiation du mouvement par un courant cisailé sur un fond plat sous la forme d'une fonction s'appuyant sur le Reynolds particulaire. Source : [Van Rijn, 1993b] avec pour origine [Shields, 1936]	40
2.5	Forces agissant sur la particule lors de son mouvement de saltation.	42
2.6	Comparaison entre des trajectoires de saltation simulées et des observations expérimentales tirées de [Nino and Garcia, 1997].	44
2.7	Principaux cas de modélisation en chenal dans la littérature	47
2.8	Paramètres intervenant dans les caractéristiques de saut de la particule lors d'un mouvement par saltation.	48
2.9	Définition des vitesses d'impact et de rebond et de l'angle d'impact.	50
2.10	Représentation de la répartition des régimes de transport sédimentaire. (D'après [Abbott and Francis, 1977])	51
2.11	Détection du régime du mouvement par analyse des variations de vitesse horizontale versus position horizontale.	52
2.12	Représentation de la position initiale de la particule selon [Van Rijn, 1984a].	53
3.1	Schéma du chenal de l'IPR.	57
3.2	Sonde Nixon streamflow dans le chenal.	58
3.3	Vue en plan des installations permettant l'acquisition des vidéos.	59
3.4	Billes représentant les particules composant la rugosité.	60
3.5	Mise en place de la rugosité	61
3.6	Billes représentant les particules en mouvement.	63
3.7	Représentation des paramètres qui nous intéressent sur le phénomène de saltation.	63
3.8	Acquisition des données au sous-sol de l'IPR.	64
3.9	Système de goulotte à surface libre.	65

3.10	Profil horizontal de l'écoulement	65
3.11	Procédure d'acquisition des données à la verticale.	66
3.12	Capture d'écran du traitement sous Tracker.	68
3.13	Cas particulier de trajectoire.	69
3.14	Etapes d'acquisition de la trajectoire	70
3.15	Identification du maximum de vitesse verticale après l'impact.	71
3.16	Représentation des différents mouvements pouvant être associés à du roulement.	72
3.17	Représentation de la hauteur minimale de saut.	72
3.18	Cas particulier d'acquisition de trajectoires	74
3.19	Identification des zones de roulement/glisement dans un cas simple. . . .	75
4.1	Profils d'écoulement et profils logarithmiques associés.	81
4.2	Détermination par interpolation du taux de roulement en fonction de la valeur du Shields et du nombre de Reynolds à partir de nos cas expérimentaux et pour chaque rugosité de fond	86
4.3	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 65$ cm/s	90
4.4	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille	91
4.5	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille	92
4.6	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille	93

4.7	Histogrammes normalisés de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille	94
4.8	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille	95
4.9	Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 2.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille	96
4.10	Hauteur adimensionnelle de saut versus la valeur du Shields coloré par la rugosité relative.	98
4.11	Longueur adimensionnelle de saut versus la valeur du Shields coloré par la rugosité relative.	99
4.12	Longueurs et hauteurs moyennes adimensionnelles des sauts par rapport aux équations tirées de [Sklar and Dietrich, 2001] et [Auel et al., 2017] . .	102
4.13	Hauteur moyenne des sauts de particules en fonction de la rugosité relative.	105
4.14	Longueur moyenne des sauts de particules en fonction de la rugosité relative.	106
4.15	Identification de l'impact de la rugosité relative sur le ratio L/d versus H/d .	107
4.16	Rapport d'aspect moyen des trajectoires de saut L/H en fonction de la rugosité relative.	107
4.17	Représentation de la vitesse d'impact en fonction de la vitesse de rebond regroupée par rapport à la rugosité relative.	109
4.18	Histogramme des différents angles d'impact.	111
4.19	Représentation du coefficient de restitution associé à l'angle d'impact θ . .	112
4.20	Représentation du coefficient de restitution verticale.	113
4.21	Représentation de deux trajectoires rasantes sur deux rugosités relatives différentes.	115

4.22	Représentation de la vitesse adimensionnelle en fonction de la hauteur adimensionnelle.	116
5.1	Projection de la stabilité du code en fonction des paramètres d'entrée de la vitesse U_s et du diamètre d	126
5.2	Hauteur adimensionnelle de saut en fonction du nombre de Shields.	127
5.3	Identification de la concordance de la modélisation numérique avec les lois expérimentales par rapport à l'impact de la rugosité relative sur L/d versus H/d	128
5.4	Trajectoires obtenues en variant les paramètres de modélisation du code de [Berzi et al., 2016].	130
5.5	Analyse de différentes trajectoires expérimentales.	132
5.6	Modélisation DEM du transport de billes sur fond rugueux.	133
5.7	Schéma général de fonctionnement du modèle TELEMAC	135
5.8	Représentation du maillage et des points de contrôle de marée.	137
5.9	Courbes des différentes prévisions de marée.	142
5.10	Modélisation de la marée aux différents points du maillage choisis	143
5.11	Carte des courants de fond obtenue sous TELEMAC 3D	144
5.12	Représentation des différentes hauteurs de saut pour un diamètre $d=1\text{cm}$	148
5.13	Représentation des différentes hauteurs de saut pour un diamètre $d=20\text{cm}$	149
A.1	Schéma d'une modélisation d'une rugosité par moulage de demi-sphères.	161
A.2	Test de collage.	162
A.3	Tentatives de coloration des billes.	163
A.4	Zoom effectué sur deux acquisitions sous le logiciel Tracker.	164
A.5	Problème de détection de la trajectoire	165

A.6	Zones éliminées	165
B.1	Courbe étalon du système Streamflow	168
C.1	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 65$ cm/s	169
C.2	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s	170
C.3	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s	171
C.4	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s	172
C.5	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s	173
C.6	Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs et longueurs de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 2.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s	174

Liste des tableaux

1.1	Valeurs moyennes de z_0 pour différents types de fond.	30
3.1	Taux de recouvrement des différentes rugosités.	60
3.2	Caractéristiques des billes	62
3.3	Analyse des erreurs associées à la taille des particules suivies sous le logiciel Tracker.	68
3.4	Hauteur minimale δH déterminée par la géométrie (cm)	73
3.5	Taux de roulement.	76
4.1	Contrainte de cisaillement de fond	82
4.2	Valeurs de Shields obtenues pour les différentes contraintes de fond. . . .	84
4.3	Valeurs du Shields critique obtenues à partir des différentes contraintes de cisaillement	87
4.4	Nombre de sauts enregistrés lors de l'expérimentation suivant nos cas d'étude.	89
4.5	Résultats globaux de l'étude expérimentale. Cas des hauteurs de saut. . .	94
4.6	Résultats globaux de l'étude expérimentale. Cas des longueurs de saut. . .	97
4.7	Coefficient de restitution e établi à partir de la rugosité d_B	110
4.8	Répartition des angles selon la rugosité relative.	110

4.9	Les différentes valeurs des coefficients A_y et B_y	114
5.1	Coefficients de frottement et Coefficients de Chézy associés aux différents types de fond.	140
5.2	Données d'erreur moyenne et d'écart type obtenu sur la hauteur d'eau pour différents points du maillage.	141
5.3	Valeurs de z_0 déterminées pour les types de fond rencontrés dans le raz Blanchard.	147
A.1	Différents tests de peinture	163
A.2	Pourcentage de données éliminées.	166

Introduction Générale

La dynamique sédimentaire joue un rôle majeur dans l'évolution des milieux naturels : dans le désert, au niveau des glaciers, dans les rivières, les littoraux, et même au fond des océans. Comprendre cette dynamique permet d'anticiper les érosions, la mobilité des structures sédimentaires, la mobilité du trait de côte, les déplacements des bancs de sables pouvant créer des problèmes à la navigation ou encore les interactions entre structures anthropiques et sédiments.

Les sédiments sont de composition et de forme variées. Ils peuvent être soit cohésifs, les sédiments sont alors composés de microparticules ayant tendance à s'agglomérer entre elles, soit non cohésifs tels que les sables ou les sédiments plus grossiers. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse aux sédiments centimétriques, non-cohésifs, en milieu aqueux.

Le transport de ces sédiments peut s'effectuer selon deux modes : la suspension dans la colonne d'eau et le charriage. Le charriage se décompose lui-même en trois régimes : le roulement, le glissement et la saltation.

Les EMR (Energies Marines Renouvelables) en pleine expansion de nos jours, regroupent les éoliennes off-shore, les usines houlomotrices, les usines marémotrices, et l'hydrolien. Ces usines sont invariablement rattachées à la cote et ancrées au fond des océans. Elles se retrouvent donc soumises aux éléments et plus particulièrement aux déplacements des sédiments pouvant entraîner de lourds dégâts ou simplement gêner leur exploitation en endommageant le rattachement au continent ou les structures elles-mêmes. Le projet PHYSIC s'insère dans ces thématiques avec pour mission d'aider à la préparation et au déploiement d'hydroliennes. L'hydrolien est l'exemple type de la dépendance des EMR à la dynamique sédimentaire. L'objectif d'une telle énergie est d'exploiter les ressources de zones à forte hydrodynamisme et donc potentiellement soumises à des transports de particules pouvant être importants. Lors de la mise en place ou de l'exploitation de fermes d'hydroliennes, la possibilité d'un transport de particules peut entraîner des complications allant jusqu'à la destruction d'instruments et d'infrastructures. Pour cette raison, une caractérisation précise du transport sédimentaire est nécessaire et plus particulièrement de la saltation : celle-ci est le mode de transport qui

présente le plus de risques pour les infrastructures. L'objectif du projet est d'améliorer cette caractérisation du processus hydro-sédimentaire dans les zones d'implantation des fermes hydroliennes afin de limiter les risques lors de l'installation, l'ancrage, le raccordement, puis l'exploitation et la maintenance des machines. Les deux risques principaux concernant ce genre de situation sont une altération des infrastructures (figure 1), ainsi que l'affouillement ou l'ensevelissement des structures et des câbles. Le projet PHYSIC se découpe en deux points forts. Le premier concerne la mise en place d'une campagne à la mer dans le raz Blanchard afin de mesurer à partir d'une batterie d'instruments (ADCP, Aquascat, pièges à sédiments, caméra, ...) le transport présent dans cette zone. Le second point, abordé partiellement dans cette thèse, a pour objectif de comprendre via la modélisation numérique, la particularité du transport sédimentaire dans un environnement à forte hydrocinétique, particulièrement la saltation de sédiments grossiers.



FIGURE 1 – Courantomètre endommagé dans le Raz Blanchard

Les questions fortes découlant de ce projet sont les suivantes : Quels sont les principaux facteurs impactant la saltation dans un environnement comme le raz Blanchard ? Quelles sont les limites du transport sédimentaire en termes de hauteur de saut des particules et de taille des particules mises en mouvement ? Peut-on envisager la saltation de particules de l'ordre de la dizaine de centimètres se déplaçant par bond ? Selon quels critères doit on choisir un emplacement d'installations dans un tel milieu ? Ces questions provenant d'un besoin industriel introduisent des problèmes physiques sur le phénomène de saltation dans un tel milieu.

Pour étudier la saltation en laboratoire, la méthode de base a peu changé depuis plus

d'un siècle. Elle repose sur le suivi de particule en chenal. Aujourd'hui, toutefois, elle a gagné en précision grâce à l'utilisation d'instruments de mesures bien plus perfectionnés (camera rapide, courantomètre etc..). Ces études se basent également sur le numérique, outil primordial pour modéliser les mouvements de flux de particules mais aussi pour aborder le mécanisme de la saltation à travers des simulations d'impact ou de trajectoire de saut.

Les choix faits dans cette thèse s'axent dans un premier temps sur une étude en chenal ayant pour objectif à la fois de quantifier l'impact d'un fond dont la rugosité est très marquée sur les particules en mouvement et sur l'écoulement, de simuler un transport sédimentaire à travers différentes tailles de grain en choisissant des tailles jugées conséquentes et représentatives d'un risque pour des structures, et enfin de varier les écoulements dans lesquels se déplacent les particules et de noter leurs impacts sur les trajectoires de saut. Dans un second temps, l'objectif est de prolonger ces lois numériquement grâce à une modélisation à l'échelle de la particule, puis d'effectuer une représentation régionale en appliquant ces lois, ceci permettant ainsi d'anticiper les zones d'exploitation à risque et de quantifier le transport sédimentaire.

Ce manuscrit abordera ces choix en présentant en premier lieu dans le chapitre 1 la zone d'étude du raz Blanchard. On y décrit les caractéristiques géologiques et hydrodynamiques ainsi que la délimitation géographique de ce que l'on appelle le raz Blanchard. On aborde ensuite dans le chapitre 2 l'état de l'art du transport sédimentaire avec une focalisation sur la saltation, objet principal de notre étude. Celle-ci est liée aux interactions fluide-fond, fluide-particule et particule-fond. Dans le chapitre 3, on présente le protocole expérimental. Les résultats expérimentaux sont ensuite décrits dans le chapitre 4. Les résultats portent sur l'expression de l'écoulement sur un fond de rugosité grossière, ainsi que sur l'étude des longueurs et hauteurs de saut moyen de saltation. L'analyse des paramètres de saut moyen mène ensuite à l'étude du coefficient de restitution. Enfin dans le chapitre 5, on aborde une modélisation numérique à l'échelle du processus (micro échelle) et à l'échelle régionale (macro échelle).

Chapitre 1

Contexte

Introduction

Cette étude sur le transport sédimentaire en milieu extrême est menée pour répondre à un besoin industriel important à l'heure actuelle portant sur les EMR, plus particulièrement l'hydrolien, et la connaissance de l'environnement où les infrastructures sont déployées. Dans un premier temps, nous présenterons les motivations qui ont mené au projet "PHYSIC", financé par l'ANR, son déroulement et les organismes participants. Puis nous continuerons sur les conditions environnementales du raz Blanchard, zone d'étude choisie pour ce projet. On s'intéressera à la géographie du site, aux différentes données géologiques, et enfin aux données hydrodynamiques propres à cette zone. L'ensemble de ces données est nécessaire pour réaliser une modélisation réaliste et comprendre la dynamique sédimentaire œuvrant dans le raz Blanchard.

1.1 Le projet ANR "PHYSIC"

Les prévisions d'un déploiement d'hydroliennes dans le raz Blanchard (figure 1.1) en tant que fermes pilote ont été à l'origine de la mise en place du projet PHYSIC.

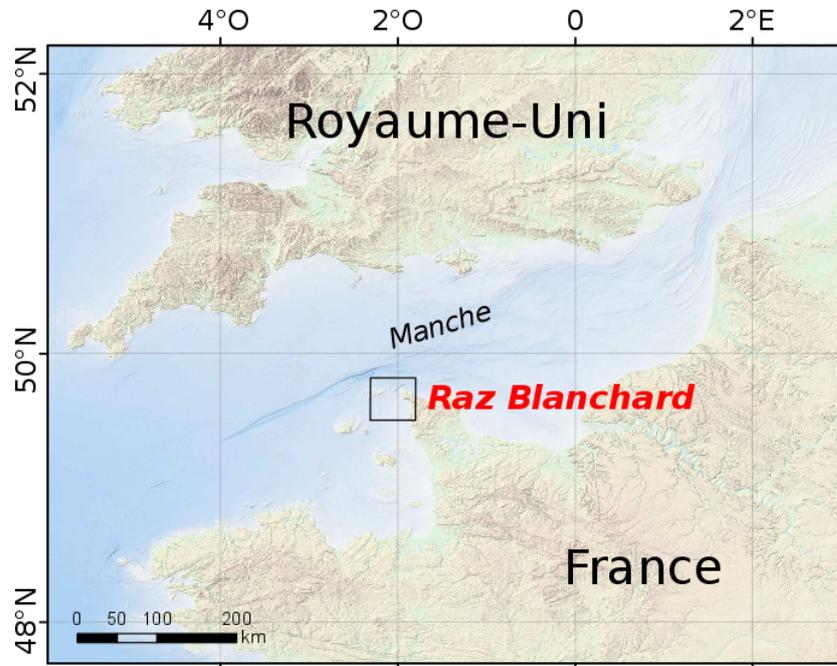


FIGURE 1.1 – Le raz Blanchard.

Afin d'obtenir un rendement maximal, les hydroliennes sont en général installées sur des sites à forte hydrocinétique, qui sont donc soumis à un fort transport sédimentaire. Caractériser ce transport est nécessaire pour anticiper les flux de particules pouvant présenter des contraintes lors de l'exploitation ou de la mise en place des infrastructures. Or, dans de telles conditions, les campagnes de mesures sont complexes, techniques et difficiles à mettre en place. Numériquement, les conditions extrêmes à modéliser sortent du domaine d'application des principales formulations utilisées en dynamique sédimentaire [Meyer-Peter and Müller, 1948, Einstein et al., 1950, Engelund and Hansen, 1967, Van Rijn, 1984a]. La zone du raz Blanchard a déjà fait l'objet de plusieurs campagnes à la mer n'ayant pas donné lieu à des publications. Lors de ces différentes campagnes, les instruments océanographiques remontés présentaient de nombreux impacts. Les paniers de protection transportant les instruments étaient remplis de galets ayant pour certains le diamètre d'une dizaine de centimètres. Ceci suppose des déplacements de galets et un transport sédimentaire extrême. Comprendre la particularité de ces environnements en terme de dynamique sédimentaire paraît donc crucial. C'est dans ce

contexte que s'inscrit le projet PHYSIC (Processus HYdro-Sédimentaire en Interaction avec les Courants extrêmes) débuté en février 2016 et se terminant en janvier 2020.

Les objectifs du projet PHYSIC sont :

- De développer un système instrumenté permettant d'acquérir des mesures spécifiques au transport sédimentaire en milieu marin extrême.
- D'effectuer une campagne de mesures dans le raz Blanchard, permettant de qualifier et quantifier la dynamique hydrosédimentaire.
- De développer un modèle hydrosédimentaire régional adapté à la zone du raz Blanchard.

Les résultats ont pour but d'établir les contraintes environnementales dues au flux sédimentaire qu'auront à subir les infrastructures immergées dans le raz Blanchard en répondant aux questions suivantes :

- Quels sont les modes de transport des différentes classes sédimentaires ?
- Quelle est l'amplitude et la variabilité spatiale du débit solide charrié et en suspension ?
- Quelle est la taille maximale des particules aux différentes altitudes au-dessus du fond ?

Les partenaires du projet PHYSIC sont : France Energie Marine (Porteur du projet), Naval Group, Energie de la lune, IxSurvey, l'ENSTA Bretagne, le Shom, l'Université Bretagne Occidentale, l'Université de Caen, et l'IMT Atlantique.

Le projet PHYSIC se décompose en 6 lots distincts sur lesquels se répartissent les acteurs du projet.

- **lot 1 : Pilotage du projet** L'objectif général de ce lot est d'assurer la gestion et la coordination générale du projet ainsi que le pilotage scientifique et technique.
- **lot 2 : Définition de la stratégie d'acquisition de données** Ce lot avait pour objectif de définir précisément les systèmes instrumentaux qui ont été mis en œuvre et la stratégie d'acquisition des données dans sa globalité.
- **lot 3 : Conception et réalisation du support de mesure** L'objectif de ce lot était de concevoir et de fabriquer les cages qui ont supporté les instruments de mesure nécessaires à la collecte du jeu de données.
- **lot 4 : Campagne de mesure in situ** Ce lot correspondait à l'organisation des campagnes de mesures. (voir figure 1.2)
- **lot 5 : Exploitation des mesures** Ce lot a pour objectif le traitement et l'analyse des données acquises pendant les campagnes de mesure afin de caractériser la dynamique sédimentaire dans le raz Blanchard en se concentrant sur les processus clés définis dans les objectifs du projet.
- **lot 6 : Modélisation** L'objectif de ce lot est de développer un modèle hydro-sédimentaire régional du raz Blanchard couvrant les conditions hydro-sédimentaires réelles de la zone d'étude et mis en place à travers des expérimentations en chenal

prolongées par des simulations "micro-échelles".

La description de ces lots correspond au déroulement initialement prévu. Les campagnes à la mer se sont déroulées à l'automne 2017, mais les instruments n'ont été récupérés que à l'été 2018 du fait de mauvaises conditions de mer au moment des étales de vives-eaux. De plus, le cadre extrême de ces campagnes a entraîné des défaillances sur de nombreux systèmes de mesures. La présente thèse, qui s'inscrit dans le lot 6 devait être validée par les mesures in situ. Faute de mesures concluantes ou traitées, la validation des modèles ne repose pour le moment que sur nos expérimentations en chenal.

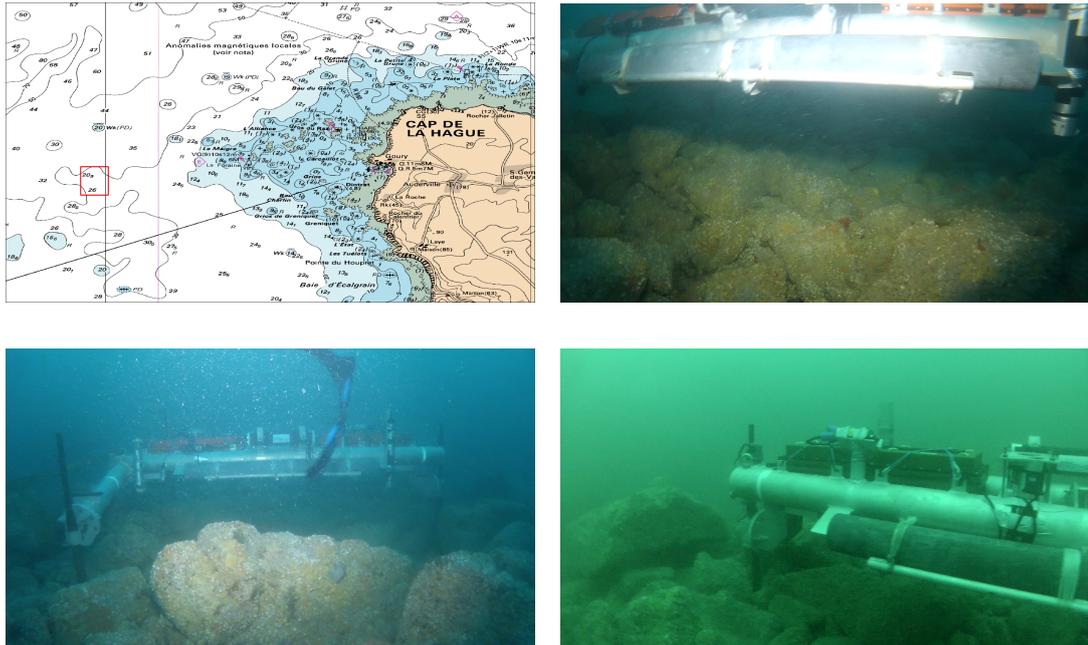


FIGURE 1.2 – *En haut à gauche* : Carte marine du raz Blanchard avec la zone de déploiement des structures (cadre rouge) ; *En haut à droite et en bas* : Images prises par les plongeurs lors de la mise en place des structures porteuses des instruments de mesures au fond du raz Blanchard. On constate un fond chaotique sur ce lieu, choisi pour l'implémentation d'une ferme d'hydroliennes, avec très peu de sédiments fins.

1.2 Le raz Blanchard

Le raz Blanchard, ou Alderney race en anglais, situé dans le Cotentin entre le cap de la Hague et l'île Saint Anne présente des courants de marée parmi les plus puissants d'Europe. La vitesse des courants de cette zone avoisine les 5 m/s en période de vives eaux et possède donc un potentiel énergétique particulièrement intéressant à exploiter.

Les choix environnementaux proposés dans ce manuscrit se justifieront en référence aux conditions rares et extrêmes de cette zone située dans la Manche (figure 1.1).

1.2.1 Littérature sur le raz Blanchard

Compte tenu du caractère extrême de cette zone, jusqu'à récemment peu de données de terrain étaient publiées sur le raz Blanchard. Le fond océanique dans le raz Blanchard est complexe, composé de granite et de roche calcaire. Les sédiments de surface, lorsqu'ils sont présents sont composés de graviers et de galets [Larsonneur and Walker, 1982].

Du fait d'un intérêt croissant pour les EMR, le raz Blanchard a souvent été cité comme exemple ou sujet d'étude lors de l'établissement des différents potentiels énergétiques de la France et du monde [Vlachogiannis, 2014, Campbell et al., 2017]. Il fait partie des zones dont le potentiel d'exploitation énergétique est envisagé par les industriels [King and Tryfonas, 2009]. Compte-tenu de cet intérêt marqué pour une exploitation de ses courants, le raz Blanchard a fait l'objet de plusieurs études de viabilité et de potentiel énergétique. En puissance brute on retrouve une fourchette comprise entre 0.2 GW et 5.1 GW [Bahaj and Myers, 2004, Blunden and Bahaj, 2007, Coles et al., 2017]. Si l'on raisonne d'un point de vue énergétique on trouve un intervalle de 1340 GWh à 7.4 TWh [Myers and Bahaj, 2005, Bahaj and Myers, 2004]. Enfin, un raisonnement par puissance disponible au mètre carré fait état d'une fourchette comprise entre 0.2 et 15 kW.m⁻² [Guillou et al., 2018, Pal et al., 2018]. Cette variation des valeurs énergétiques disponibles témoigne de la complexité de cette zone et de la difficulté à évaluer les capacités hydrocinétiques.

Compte tenu de ces difficultés, l'optimisation du placement des hydroliennes est aussi source de recherche [Brutto et al., 2016]. Des études d'impact prenant en compte les infrastructures ont également été menées et font état d'une réduction locale de vitesse d'écoulement de 0.3 m.s⁻¹ [Thiébot et al., 2015, Thiébot et al., 2016]. La localisation de ces fermes influence les flux de sédiments entraînant des dépôts localisés suivant la position des hydroliennes.

Enfin, d'un point de vue environnemental, la zone est également soumise à des études biologiques régulières afin de contrôler les ressources halieutiques [Drévès, 2001], du fait

de son emplacement stratégique et des infrastructures nucléaires environnantes. Des études portant sur les algues ont mené au développement d'instrumentations spécifiques à ce genre de zone [Foveau et al., 2017]. On dispose donc de photographies du fond où l'on peut visualiser la nature des sédiments en place.

Plus récemment, le projet HYD2M, en parallèle du projet PHYSIC, portait sur l'hydrodynamisme de la zone du raz Blanchard. Trois articles font état de ces résultats. [Furgerot et al., 2018] présente les variations de mesures de vitesse à partir de données ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler, Profileur acoustique par effet Doppler). On trouve dans le raz Blanchard des variations de 0.7 à 2.1 m.s^{-1} en l'espace de quelques secondes attribuées au niveau de marée, à la rugosité, aux vagues ou au vent. Des structures turbulentes probablement liées au fond ont également été détectées. [Bennis et al., 2018] présente des simulations réalistes de vague - courant- turbulence validées par les mesures ADCP. La rugosité de fond choisie s'adaptant le plus précisément possible à cette zone est de 8 mm . [Thiébaud et al., 2018] propose une interpolation en temps et en espace des vitesses mesurées permettant d'obtenir de manière précise, en 2D, les variations des courants et d'évaluer les ressources énergétiques provenant des marées.

1.2.2 Géographie du raz Blanchard

Le raz Blanchard se situe entre la presqu'île du Cotentin (Cap de la Hague) et l'île d'Aurigny (Alderney en Anglais). Plus précisément, il a pour limite nord une ligne parallèle 3 km plus au nord que l'amer entre le phare de Mannez et le phare de la Hague. Sa limite ouest est la bouée Basse Bréfort. Sa limite sud est une ligne passant par le banc de la Schôle. On retrouve toutes ces dénominations sur la carte du SHOM (figure 1.3). Le Cap de la Hague est composé d'un platier rocheux dominant la Manche à une hauteur de 180 mètres (carte IGN).

Le raz Blanchard se présente comme une zone ne dépassant pas 50 mètres de profondeur (voir la carte de navigation). Sa configuration est celle d'un resserrement assez étroit présent entre la Manche et le passage de la Déroute, détroit situé entre le Cotentin et les îles Anglo-Normande. Si l'on s'intéresse à la bathymétrie de cette zone (figure 1.4), on remarque, au nord de l'île d'Aurigny, que la fosse centrale de la Manche atteint plus de 120 mètres de fond. Celle-ci correspond au point le plus profond de la Manche.

1.2.3 Hydrodynamisme et Marée

Le raz Blanchard dispose de courants de marée exceptionnels. Il tire d'ailleurs son nom de l'écume blanche qui couvre la mer lors des grandes marées, caractérisant une zone plus qu'inhospitalière pour naviguer. Les vitesses mesurées lors de ces périodes de

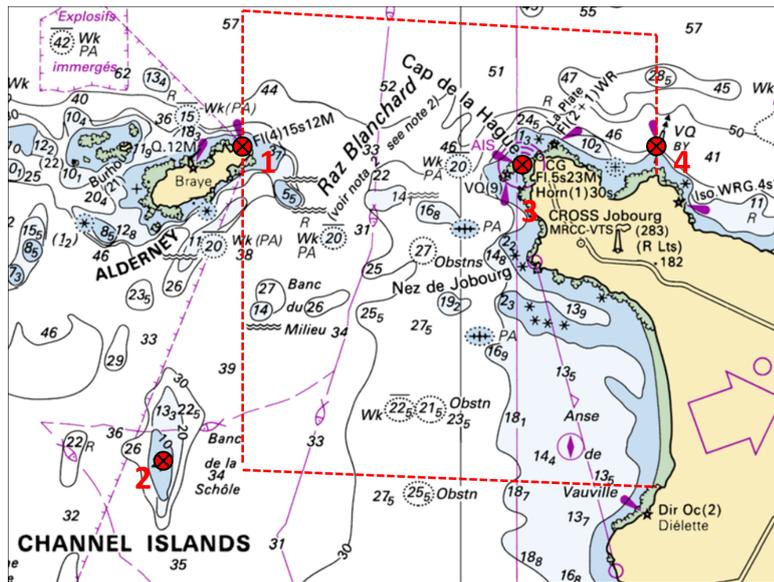


FIGURE 1.3 – La cartographie du raz Blanchard (Source DATA SHOM) à laquelle sont ajoutés les repères géographiques délimitant précisément celui-ci. 1 : phare de Mannez ; 2 : banc de la Schôle ; 3 : phare de la Hague ; 4 : bouée Basse Bréfort

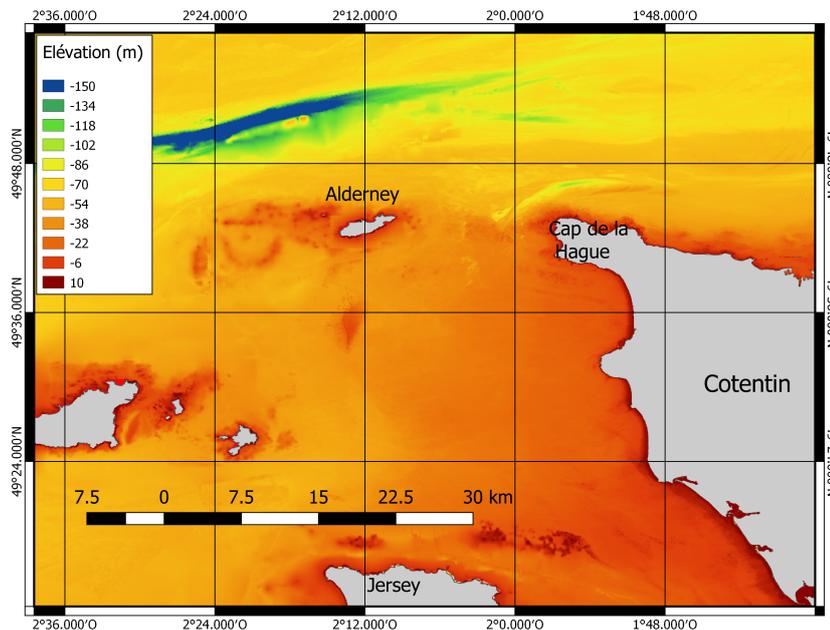


FIGURE 1.4 – La bathymétrie autour du raz Blanchard (Source DATA SHOM)

fort courant font état de presque 5 m.s^{-1} (environ 12 nœuds) en vives eaux ce qui en fait une des zones d'Europe possédant les courants de marée les plus importants. La figure 1.5 nous montre des courants de surface variant de 0.25 à 5 m.s^{-1} . Ces données proviennent d'une modélisation sous coefficient de marée de 95.

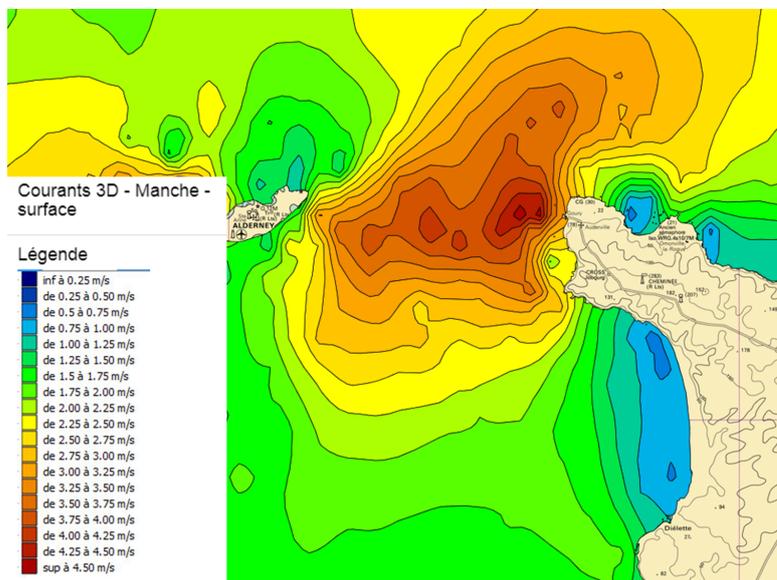


FIGURE 1.5 – Les courants maximaux de surface du raz Blanchard obtenus à partir d'une simulation de la propagation de l'onde de marée pour un coefficient de 95 (Source DATA SHOM, simulation numérique)

Pour le fond (figure 1.6), les courants montrent un maximum de 2.5 m.s^{-1} . Ces données sont relativement cohérentes aux mesures de profileur doppler type ADCP du projet HYD2M [Furgerot et al., 2018]. D'autres mesures de courant (SHOM, 2012) par ADCP dans la partie centrale du raz Blanchard ont en revanche montré un pic de vitesse quasiment uniforme sur toute la colonne d'eau, atteignant 4.47 m.s^{-1} à un mètre du fond pour un coefficient supérieur à 110.

Les amplitudes de marée sont de manière générale importantes dans la Manche du fait de la configuration des côtes, et plus particulièrement au niveau de la pointe du Cotentin comme l'on peut le voir sur la figure 1.7. Les courbes cotidales et d'iso-marnage (figure 1.7), permettent de mesurer et visualiser l'effet de passe que l'on peut constater sur cette zone.

On assimile le régime des marées au raz Blanchard à un régime semi-diurne. (C'est-à-dire 2 pleines mers et 2 basses mers dans la même journée.)

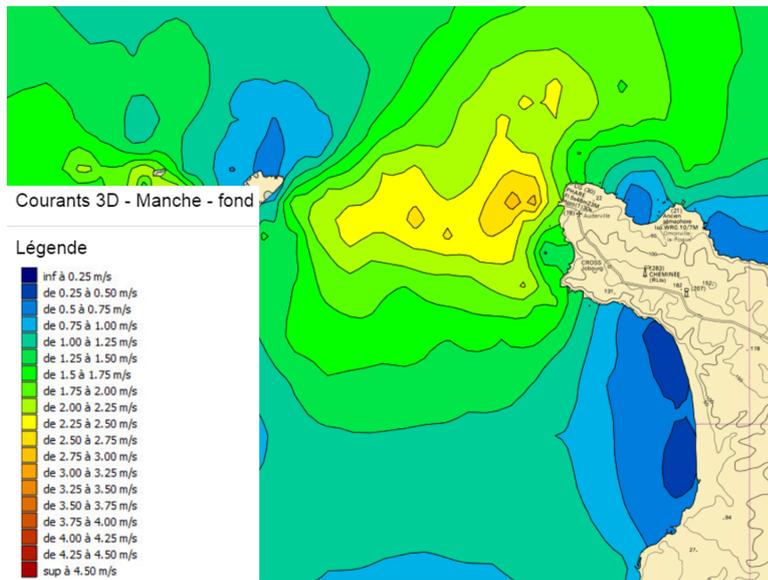


FIGURE 1.6 – Les courants maximaux de fond du raz Blanchard obtenus à partir d’une simulation de la propagation de l’onde de marée pour un coefficient de 95 (Source DATA SHOM, simulation numérique)

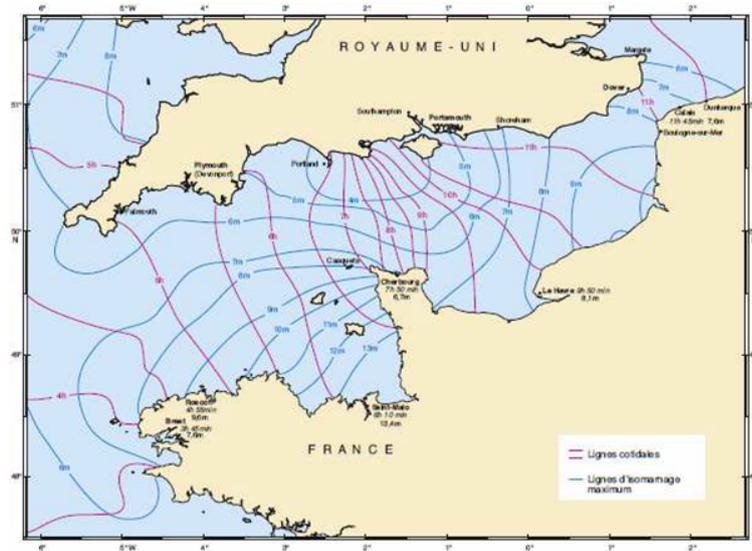


FIGURE 1.7 – Lignes cotidales et d’iso-marée dans la Manche et ses abords (SHOM, 2010)

1.2.4 Géologie

Les caractéristiques géologiques du Raz Blanchard ont été décrites par [Larsonneur and Walker, 1982]. Le raz Blanchard présente une structure du fond non uniforme sur l'ensemble de sa zone. La couverture sédimentaire de la zone est représentée via la cartographie du SHOM figure 1.8. Cette cartographie correspond à la synthèse des données issues de différents levés à différentes époques. Les systèmes de mesures correspondent à des mesures au plomb suiffé, à des prélèvements par carottage, forage ou bennes, à des données d'imagerie acoustique SMF et sonar latéral, à du traitement de données de signal acoustique monofaisceau ou encore à de la sismique réflexion. La présence de cailloutis et graviers est prédominante sur l'ensemble de la zone à l'inverse de la présence de sédiments fins très limitée, du fait des courants ne permettant pas l'accumulation de ceux-ci dans la zone. On ne les retrouve qu'au niveau du banc de la Schôle (extrémité Sud ouest du raz Blanchard). La géologie du Cotentin aux alentours du cap de la Hague (figure 1.9) remise à jour par [Doré et al., 1984] permet d'appréhender le type de particules que l'on peut trouver en déplacement dans le raz Blanchard, en supposant qu'une partie de l'alimentation des réservoirs sédimentaires provient des côtes.

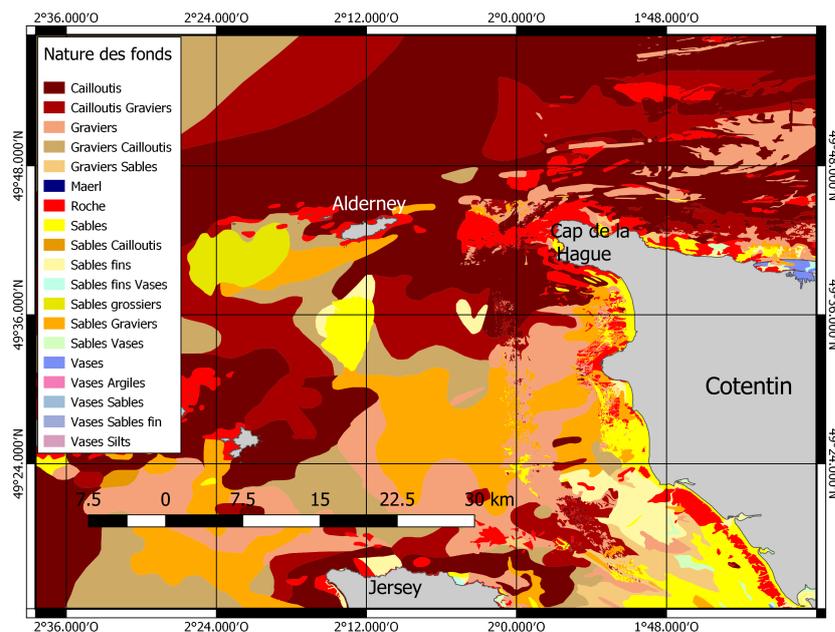


FIGURE 1.8 – La couverture sédimentaire globale du raz Blanchard (Source DATA SHOM)

On retrouve dans le raz Blanchard les roches suivantes : Grès, schistes, arkoses, conglomérats, granites (dans lesquels on rassemble les granites alcalins, calco-alcalins et

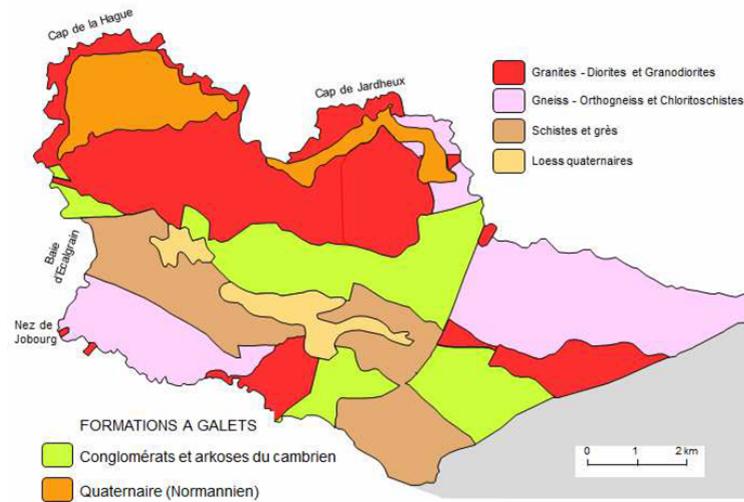


FIGURE 1.9 – Formations géologiques de la Hague, regroupées par grandes familles de roches (modifié par [Doré et al., 1984])

les diorites), gneiss migmatites, amphibolites, diorites quartzitiques, quartz, microgranites, microdiorites, aplites, lamprophyres (dans lesquels on assemble les dolérites, les kersantites et minettes), les phanites. Les granites (très présents) peuvent être assimilés à une roche de densité 2.7. Mais on doit également tenir compte à la fois de la diversité des roches présentes qui ont des densités variant entre 2.5 (Grès, diorites quartziques...) et 3.5 (amphibolites, aplites ...) ainsi qu'à l'altération de ces roches qui peuvent en modifier les caractéristiques comme leur porosité par exemple. Cette grande diversité des sédiments peut poser problème lors de modélisation car chaque type de sédiment va avoir des caractéristiques physiques différentes difficiles à prendre en compte dans une modélisation numérique.

Un paramètre important pour le profil d'écoulement et donc le transport sédimentaire est la rugosité de fond. Elle se caractérise par une longueur de rugosité z_0 définie par le type de fond (tableau 1.1). z_0 sera décrit de manière plus physique dans le chapitre 2. On le considère pour l'instant comme une hauteur relative à la rugosité du fond intervenant sur le profil d'écoulement ; il représente donc une valeur essentielle.

Type de fond	z_0 (mm)
Vase	0.2
Vase / Sable	0.7
Limon / Sable	0.05
Sable (lisse)	0.4
Sable (ridée)	6
Sable / Coquillage	0.3
Sable / Gravier	0.3
Boue / Sable / Gravier	0.3
Gravier	3

TABLE 1.1 – Valeurs moyennes de z_0 pour différents types de fond. Sources [Soulsby, 1983].

Chapitre 2

État de l'art

Introduction

L'étude du transport sédimentaire et plus spécifiquement de la saltation (saut de particules non cohésives) en milieu extrême nécessite une compréhension du mécanisme et de son environnement. Ce chapitre a pour but de donner une vue d'ensemble des connaissances actuelles et de fournir les outils, provenant de la littérature, utilisés par la suite dans ce manuscrit. L'étude du transport sédimentaire a commencé au début du 20^{ème} siècle. Un rapide historique des principaux travaux sur le transport sédimentaire est dressé. L'impact du forçage hydrodynamique sur le mouvement de la particule dans le cas d'un fond rugueux est décrit dans une seconde partie. Notre étude concerne le mouvement de saltation qui fait partie du charriage. Ce mode de transport est donc défini et les principales contributions dans la littérature sont détaillées. Enfin la détection de ce mode de transport en milieu naturel ou expérimental est discutée.

2.1 Le transport sédimentaire

Les études portant sur le transport sédimentaire apparaissent dès le début du 20^{ème} siècle [Einstein, 1906, Gilbert and Murphy, 1914]. Elles se focalisent essentiellement sur l'impact des sédiments sur les écoulements et concernent les sédiments fins. Ces études sont empiriques et s'intéressent à la mise en place de lois de transport permettant de quantifier les sédiments déplacés. De manière parallèle, les études portant sur les écoulements voient le jour. On retrouve en particulier, les études portant sur l'impact de la rugosité de fond sur les écoulements. On notera par exemple les travaux d'I. Nikuradse [Nikuradse, 1933] doctorant de L. Prandtl, qui permettent une avancée cruciale dans les études sur les mécanismes de transport sédimentaire. En 1936, les travaux de l'allemand A. Shields [Shields, 1936] présentent les premiers résultats s'intéressant à la mise en mouvement des sédiments, définissant un paramètre essentiel pour établir les lois de transports : le paramètre de Shields. L'orientation des recherches s'est peu à peu tournée vers les particules en suspension [Richardson, 1937, Rouse, 1939], avec l'introduction des notions de régime et de vitesses de chutes. Le but étant de comprendre les dépôts et déplacements en rivière ainsi que les phénomènes d'érosion. En parallèle, les déplacements des particules à proximité du fond et l'ensemble des interactions sur un grain [Bagnold, 1937] étaient également étudiés. Les travaux réalisés en 1954 par Bagnold sur les propriétés rhéologiques d'un mélange liquide solide en suspension font office de référence [Bagnold, 1954]. Enfin des modèles généraux de transport sédimentaire ont vu le jour, permettant d'évaluer les débits transportés et traitant les sédiments sous forme de flux sédimentaire [Meyer-Peter and Müller, 1948, Brown, 1950, Einstein et al., 1950, Engelund and Hansen, 1967, Bagnold, 1973, Van Rijn, 1984b].

Le transport sédimentaire est divisé en deux catégories. La première catégorie concerne le transport dans la colonne d'eau, on parle de particules en suspension. Les vitesses de déplacement sont considérées comme identiques entre les particules et le fluide. Le déplacement est généré et entretenu par l'écoulement et ses fluctuations. Lorsque ce courant cesse ou diminue et que l'équilibre est rompu, les particules finissent par se déposer au fond sous l'effet de la gravité. Sous un régime d'écoulement moyen commun, ces particules sont en général fines, cela concerne les silts, et sable.

Le second concerne le transport des particules près du fond, que l'on regroupe sous le nom de charriage. Le charriage regroupe à la fois le roulement des particules sur le fond, le glissement (mouvement sans rotation de la particule) ainsi que la saltation (effet de rebond). Lors de la saltation, l'entraînement exercé par le fluide permet à la particule de se détacher du fond et d'avoir une trajectoire plus ou moins parabolique dans les cas simples. A la différence de la suspension, l'effet de la gravité redevient rapidement dominant sur la particule qui redescend sur le fond. Les vitesses horizontales sont différentes entre le fluide et les particules.

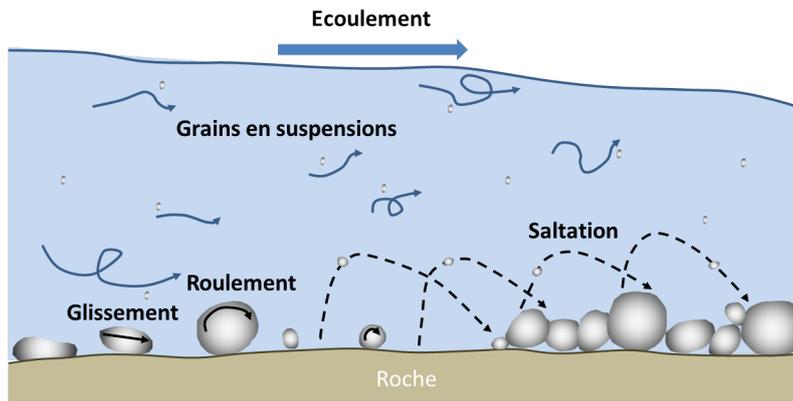


FIGURE 2.1 – Représentation des différents régimes au sein de la colonne d'eau : La suspension, le roulement, le glissement et la saltation. Sur cette représentation sont représentées les différentes tailles de particule. En effet, pour un écoulement donné le type de transport varie suivant la taille des particules.

En milieu éolien, la caractérisation est rigoureusement identique, si ce n'est qu'on ne parlera pas de colonne d'eau ni de courants, mais de colonne d'air et de vents.

Les premières études menées en laboratoire sur le transport sédimentaire [Einstein, 1906, Gilbert and Murphy, 1914] ont été réalisées en chenal. Les techniques d'acquisition en chenal sont restées globalement identiques au cours des années. Elles s'appuient en général sur l'analyse visuelle du déplacement de sédiment. Toutefois, la différenciation des modes de transport n'a pu se faire qu'avec l'avènement de meilleures méthodes d'acquisition [Bagnold, 1966]. Le développement de la photographie puis de la vidéo et enfin des caméras rapides a permis une amélioration notable des données des études portant sur les trajectoires de particules, de mieux comprendre les mécanismes de déplacement et surtout de différencier précisément les modes de transport [Francis, 1973, Abbott and Francis, 1977, Foucaut and Stanislas, 1997, Bhattacharyya et al., 2013, Chatanantavet et al., 2013, Niño et al., 1994, Naqshband et al., 2017, Auel et al., 2017].

Une part importante des études concernant le transport sédimentaire est réalisée en milieu éolien. Les questions scientifiques centrales de ces études concernent le déplacement des dunes pouvant mener à l'extension des déserts ou à l'érosion via le vent. Compte tenu de l'environnement, les expériences sont plus simples à instrumenter et la littérature se retrouve assez fournie en expériences en soufflerie ou en mesures de terrain au sein des différents déserts [Bagnold, 1937, White and Schulz, 1977, Werner, 1988, Wer-

ner, 1990, Li et al., 2008, Creyssels et al., 2009, Xing et al., 2011, Ho et al., 2014, Li et al., 2013, Zou et al., 2001]. L'éolien a même mené à des simulations portant sur le transport sédimentaire sur d'autres planètes comme Mars [Maegley, 1976, White, 1979, Iversen and White, 1982], ou sur l'étude du roulement de galets sur Vénus [Greeley and Marshall, 1985]. Ce genre d'étude repose sur des simulations se basant sur des paramètres environnementaux différents de ceux de la planète Terre. Les mesures in situ sont bien plus compliquées en milieu aqueux. D'autres méthodes doivent alors être mises en place telles des mesures acoustiques se basant sur la rétrodiffusion acoustique de la particule dépendant de la fréquence d'émission, de la taille, de la forme et de la quantité de particules présentes [Thorne et al., 1984].

Avec le développement de l'informatique, la modélisation numérique a permis de simuler et comprendre de manière lagrangienne les interactions et les mouvements des particules [Niño and García, 1998, Hardy, 2005, Bialik, 2011, Moreno and Bombardelli, 2012, Bialik et al., 2012, Berzi et al., 2016], mais également aussi des modèles eulériens permettant d'étudier les phénomènes de manière plus globale [Chauchat et al., 2009, Thiébot et al., 2015]. Ces modèles traitent les sédiments comme des flux de particules et tiennent compte largement de l'environnement dans lequel ils évoluent. Enfin, pour finir sur les différentes méthodes numériques, on peut trouver des tentatives d'étudier le transport sédimentaire via le machine learning [Kitsikoudis et al., 2014]. Ce genre d'approche, très différent de la modélisation actuelle, permettra peut-être d'obtenir des résultats intéressants en modélisation.

2.2 Le forçage hydrodynamique

2.2.1 Profil d'écoulement sur plan rugueux

Le profil d'écoulement est influencé par le frottement induit sur le fond. L'influence du fond se joue sur plusieurs mètres avec une décroissance à mesure qu'on s'éloigne du fond. En régime turbulent, cette décroissance est forte. Au sein de la couche limite, la vitesse du courant augmente avec la hauteur. Celle-ci part de 0 au niveau du fond et atteint son maximum proche de la surface. La figure 2.2 [Van Rijn, 1993a] illustre le profil de couche limite pour différentes rugosités de fond. La figure 2.2 gauche montre le profil en présence d'un fond lisse et la figure de droite montre un fond rugueux. Dans le cas d'un fond lisse, la couche limite se décompose en une sous-couche laminaire (linéaire) et une partie logarithmique alors que sur un fond rugueux, l'ensemble de la couche limite suit un profil logarithmique. Sur les quelques mètres avoisinant le fond, le profil logarithmique de vitesse provenant des équations de Prandtl est majoritairement utilisé pour qualifier l'écoulement moyen. On définit z_0 comme l'altitude à laquelle la vitesse s'annule. On note $u^* = \sqrt{\tau_0/\rho_f}$, τ_0 étant la contrainte de cisaillement au fond. τ_0 est

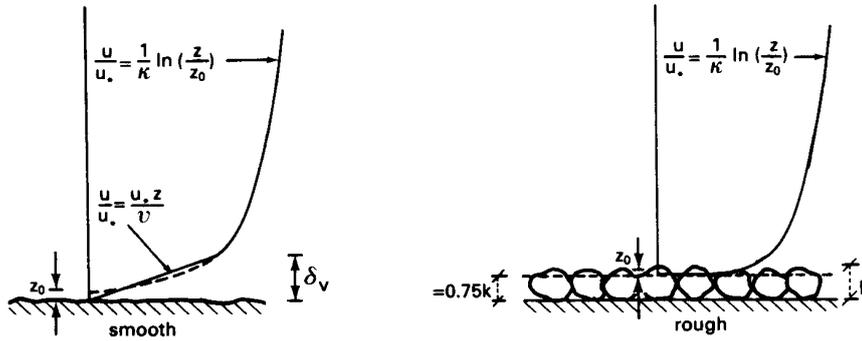


FIGURE 2.2 – Représentation d'un écoulement sur fond plat et d'un écoulement sur fond rugueux [Van Rijn, 1993a].

défini dans le cas idéal présenté figure 2.2 comme $\mu \frac{\partial u}{\partial z}$, μ étant la viscosité cinématique du fluide ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). L'équation du profil s'écrit alors :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (2.1)$$

où $u(z)$ correspond à la vitesse horizontale dans le sens de l'écoulement en fonction de l'altitude z , u_* correspond à la vitesse de frottement (m/s), z_0 la longueur de rugosité hydraulique (m) et κ la constante de von Karman. Ce type de profil est adapté dans un chenal à surface libre composé d'un fond rugueux. Les mesures expérimentales sont ensuite identifiées à ce profil.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds représente le rapport entre la force d'inertie et la force de viscosité. Son expression :

$$Re = \frac{\rho_f U L_c}{\mu} \quad (2.2)$$

U étant la vitesse caractéristique du fluide (m.s^{-1}), L_c la longueur caractéristique (m), ρ_f la masse volumique du fluide (kg.m^{-3}) et μ sa viscosité dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). Pour un nombre de Reynolds élevé ($> 5.10^5$), le régime est dit turbulent. Pour un nombre de Reynolds faible ($< 5.10^5$), le régime est laminaire. Les lignes de courants sont bien définies. Enfin pour un nombre de Reynolds proche de 1, on se situe dans ce que l'on appelle le régime de Stokes. Les forces d'inertie sont alors négligeables par rapport à la force de viscosité. En océanographie les valeurs du nombre de Reynolds sont de l'ordre de $Re \approx 10^9$. On est donc en régime turbulent.

2.2.2 La rugosité de fond

La figure 2.2 montre le rôle de la rugosité sur le profil de vitesse. En augmentant la rugosité, on augmente la valeur de la longueur hydraulique z_0 . La relation proposée par [Nikuradse, 1933] est :

$$z_0 = k_s/30 \quad (2.3)$$

avec k_s la longueur caractéristique de la rugosité (m). Ce critère qui varie est propre à la nature du fond comme on a pu le constater dans le chapitre 1 à travers le tableau 1.1 regroupant différentes valeurs de z_0 en milieu naturels. Différentes relations entre le coefficient k_s et la taille des grains existent. La plus couramment utilisée [Soulsby, 1997] est :

$$k_s = 2.5d_{50} \quad (2.4)$$

d_{50} correspond au diamètre de grain médian. D'autres formulations du k_s sont répertoriées dans [Sleath, 1984] ou [Van Rijn, 1993b], elles se basent sur le diamètre d_x . d_x correspond au diamètre des particules tel que $x\%$ des particules ont un diamètre inférieur à cette valeur. Les formulations suivantes sont regroupées dans [Soulsby, 1983] : $k_s = 1.25d_{35}$; $k_s = 1.0d_{65}$; $k_s = 2d_{65}$; $k_s = 2.3d_{80}$ [Gladki, 1975] ; $k_s = 3.5d_{84}$ [Hey, 1979] ; $k_s = 5.1d_{84}$ [Mahmood, 1972] ; $k_s = 2.5d_{90}$ [Kamphuis, 1974] ou encore $k_s = 3d_{90}$ [Lyn, 1991, Van Rijn, 1993a].

Dans le choix de ce coefficient, il faut également tenir compte de la mobilité ou non du lit sédimentaire. Si celui-ci n'est pas fixe alors cette détermination peut fortement varier. L'analyse des données de [Lyn, 1991] par [Van Rijn, 1993b] amène par exemple à une expression proposée passant de $k_s = 3d_{90}$ pour un lit fixe à $k_s = 5d_{90}$ pour un lit mobile. La rugosité hydraulique peut également dépendre de la présence de structures sédimentaires [Van Rijn, 1984a, Van Rijn, 1993b, Nielsen, 1992, Grant and Madsen, 1986]. Enfin, pour des sédiments fins en milieu turbulent, k_s sera plutôt établi à partir de la longueur de mélange dans laquelle la concentration de sédiment en suspension est importante que par rapport à la taille des particules composant le fond [Ribberink et al., 2008].

Comme on peut le voir, le choix de ce coefficient peut mener à des différences importantes suivant la formulation choisie. Si l'on raisonne sur une expérimentation en chenal composée d'une taille uniforme, on se fixera sur les propositions s'appuyant sur le d_{50} .

2.2.3 Le nombre de Shields

Défini en 1936 [Shields, 1936], le nombre de Shields est un nombre sans dimension spécifique à l'étude sédimentaire. Il représente le rapport entre la contrainte de cisaille-

ment du fluide s'exerçant sur la particule et le poids immergé de celle-ci.

$$\tau^* = \frac{\tau_0}{g(\rho_s - \rho_f)d} \quad (2.5)$$

De ce fait, plus le Shields est élevé plus le cisaillement contrera le poids de la particule dans l'eau et la mettra en mouvement. De cette valeur, on extrait la valeur critique correspondant à l'initiation du mouvement.

2.3 La saltation

Notre étude porte sur les particules en régime de saltation. Sous l'effet du cisaillement, la particule est mise en mouvement et décolle du fond sur lequel elle repose. Toutefois, le poids de la particule reste toujours dominant par rapport aux efforts hydrodynamiques sur la particule et celle-ci ne reste pas en suspension. Différentes études ont été réalisées afin d'étudier la saltation : Les études en chenal permettant d'obtenir des données empiriques [Niño et al., 1994, Chatanantavet et al., 2013, Auel et al., 2017], les modèles numériques permettant d'établir l'importance relative de chaque interaction fluide particule [Nino and Garcia, 1997, Berzi et al., 2016]. Enfin, des données in situ, rares en domaine aqueux mais existant en éolien, permettent d'obtenir des modélisations en soufflerie du phénomène de saltation tel que l'on peut le trouver dans le désert [Zou et al., 1995, Xian et al., 2002, Zhang et al., 2017].

On s'intéresse dans cette partie tout d'abord aux efforts s'exerçant sur la particule avant la mise en mouvement, puis aux interactions fluide/particule lors du saut. On présente également les caractéristiques de saut ainsi que le coefficient de restitution, paramètre important caractérisant l'interaction avec le fond.

2.3.1 La mise en mouvement des sédiments

Considérons une particule sédimentaire à l'arrêt sur le lit sédimentaire. Dans un premier temps, on s'intéresse aux efforts sur la particule qui vont permettre la mise en mouvement de celle-ci. Le Schéma 2.3 représente une bille posée sur un fond rugueux. La détermination des équations est extraite de [Wiberg and Smith, 1987]. La rugosité est assimilée à un lit de particules de diamètre constant et fixées entre elles. A l'instant initial, sous l'effet du courant, une dépression se forme derrière la particule créant une aspiration. Si cette aspiration est plus importante que l'ensemble des forces maintenant la particule sur le fond, alors celle-ci entre en mouvement.

\vec{F}_f représente la force de friction du fond et \vec{F}_p le poids. Ces deux forces s'opposent

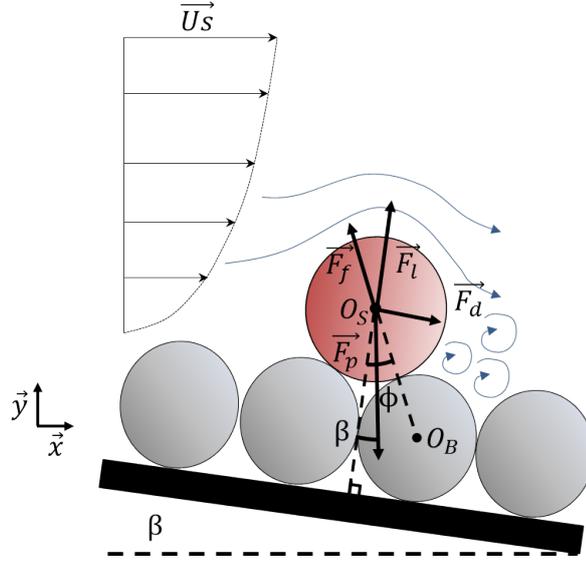


FIGURE 2.3 – Vue schématique d'une particule posée sur un fond rugueux. La rugosité est représentée par les billes composant le fond. On s'intéresse ici à un fond fixe. \vec{U}_s représente la vitesse de surface, \vec{F}_f la force de friction du fond, \vec{F}_d la traînée, \vec{F}_p le poids et \vec{F}_l la portance. Les angles ϕ et β correspondent à l'angle de repos et à l'inclinaison de la pente respectivement. O_B et O_S représentant respectivement le centre de la bille en mouvement et celui de la bille du fond sur lequel s'appuie la particule en mouvement.

au mouvement. \vec{F}_d représente la traînée engendrée par l'écoulement du fluide, et \vec{F}_l la portance. Ce qui donne :

$$F_p = v(\rho_p - \rho_f)g \quad (2.6)$$

$$F_d = 1/2\rho C_D u^2 A_x \quad (2.7)$$

$$F_l = 1/2\rho C_L (u_T^2 - u_B^2) A_x \quad (2.8)$$

ϕ représente l'angle de repos ou angle de frottement, v le volume de la particule, u la vitesse moyenne du fluide sur la surface en transversale de la particule A_x , C_D le coefficient de traînée, C_L le coefficient de portance, u_T la vitesse d'écoulement sur le haut de la particule et u_B la vitesse d'écoulement à sa base. Étant à l'équilibre on obtient :

$$0 = \vec{F}_f + \vec{F}_p + \vec{F}_d + \vec{F}_l \quad (2.9)$$

Par projection sur l'axe $O_B O_S$ on obtient :

$$F_f = F_N \tan \phi \quad (2.10)$$

F_N correspond au poids effectif de la particule, soit pour une pente définie par l'angle β :

$$F_N = F_p \cos \beta - F_l \quad (2.11)$$

En se basant sur cette équation, différents cas de la littérature prennent en compte la pente et identifient la mise en mouvement de particule en augmentant l'angle β [Wiberg and Smith, 1985, Buffington et al., 1992, Lamb et al., 2008, Chatanantavet et al., 2013]. En modifiant cet angle, l'équilibre est rompu et la particule est mise en mouvement.

2.3.2 Shields critique

Le Shields critique correspond à la valeur du Shields au moment d'un changement de régime (mise en mouvement de la particule ou passage du roulement à la saltation). La figure 2.4 représente le Shields critique correspondant à la mise en mouvement des particules à partir de données empiriques. Cette courbe (figure 2.4) se base exclusivement sur la mise en mouvement des particules d'un fond mobile en chenal, et concerne essentiellement des mesures effectuées sur de fines particules. Cette courbe est donnée en fonction du Reynolds particulaire. Ce nombre adimensionnel correspond au nombre de Reynolds appliqué à une particule chutant dans un fluide. On prend donc comme longueur caractéristique le diamètre de la particule et comme vitesse caractéristique la vitesse de frottement :

$$Re^* = \frac{u^* d}{\nu} \quad (2.12)$$

On constate que pour des Reynolds particulaires inférieurs à 400 les valeurs varient avec une valeur minimum du seuil proche de 0.03 et que pour une valeur supérieure à 400, correspondant à un régime inertiel, on atteint une valeur constante comprise entre 0.05 et 0.06.

Cette supposition d'une valeur constante pour un régime inertiel a toutefois été remise en question (e.g. [Chatanantavet et al., 2013])

On définit également le nombre de Stokes comme $St = \sigma Re_p$ avec $\sigma = \rho_p / \rho_f$

Si l'on prend les caractéristiques extrêmes du raz Blanchard, on obtient pour ordre de grandeur $Rep > 8000$ et $St > 10^4$. Deux approches différentes pour établir une équation de cette courbe sont abordées dans [Guo, 2002]. La première correspond à :

$$\tau_c^* = 0.11/Re_c^* + 0.054[1 - \exp(-4Re_c^{*0.52}/25)] \quad (2.13)$$

avec

$$Re_c^* = u_c^* d / \nu \quad (2.14)$$

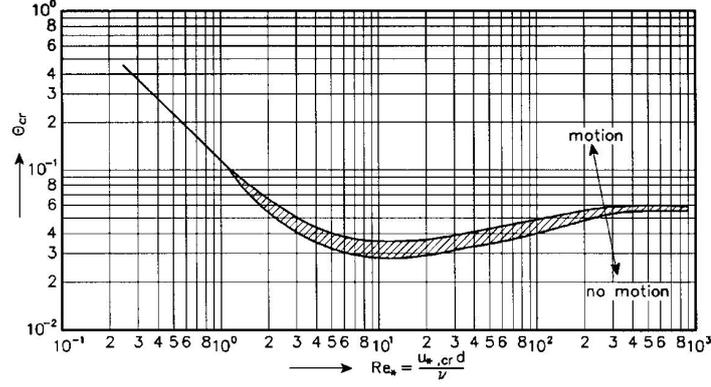


FIGURE 2.4 – Initiation du mouvement par un courant cisailé sur un fond plat sous la forme d’une fonction s’appuyant sur le Reynolds particulaire, $\theta_{cr} = f(Re_*)$. On parle en général de courbe du Shields critique. (Remarque : ici θ_{cr} est utilisé pour la valeur du Shields critique, cette variable correspond dans ce manuscrit de thèse à τ_c^* . Source : [Van Rijn, 1993b] avec pour origine [Shields, 1936].)

Le Reynolds particulaire peut également être abordé en prenant comme longueur caractéristique le diamètre de la particule et comme vitesse caractéristique la vitesse de chute. La seconde utilise cette définition du Reynolds particulaire :

$$\tau_c^* = 0.1/Re_{p*}^{2/3} + 0.054[1 - \exp(-Re_{p*}^{0.52}/10)] \quad (2.15)$$

avec

$$Re_{p*} = d\sqrt{0.1(s-1)gd}/\nu \quad (2.16)$$

Elles se basent sur une étude précédente menée dans [Guo, 1990]. D’autres expressions empiriques sont proposées dans la littérature [Michel, 2000]. Toutefois ces formulations calibrées pour des valeurs de Reynolds particulaire entre 10^0 et 10^3 semblent surestimer les valeurs du Shields critique en régime inertiel ($Re_p > 10^3$). Pour une valeur de Reynolds particulaire supérieure à 1000, la valeur du Shields critique extraite des équations reste relativement constante et proche de 0.05, ce que l’on retrouve sur la courbe 2.4. [Auel et al., 2017] rappelle dans son introduction, l’idée que le Shields critique établi par [Shields, 1936] en laboratoire est constant en milieu turbulent à partir d’une valeur de $Re_p = 489$ et indépendant de la taille des particules. Pourtant, il apparaît à travers d’autres études que cette valeur varie fortement suivant les conditions expérimentales. Concernant la pente, [Smart, 1984] et [Chiew and Parker, 1994] notent une décroissance de la valeur du Shields critique associée à une augmentation de la pente. Concernant la taille des grains, [Neill and Yalin, 1969] et [Gessler, 1970] montrent pour des sédiments grossiers que la valeur du Shields critique est d’un facteur 2. Enfin, [Turowski et al., 2011] en mesurant les vibrations des particules, synonyme de mise en mouvement, notent que ce seuil varie dans le temps et qu’il faut donc reconsidérer l’établissement d’une valeur constante.

D'autres manières de représenter le Shields critique par rapport à une équation sont décrites dans [Buffington and Montgomery, 1997]. Ils présentent un travail de regroupement des données de mise en mouvement sur 80 ans et en extraient les valeurs du Shields critique. Dans les tableaux regroupant les données expérimentales, une proposition de fonction autre que l'équation de Shields est proposée :

$$\tau_c^* = A(D_i/D_{50s})^B \quad (2.17)$$

D_i étant la taille de grain pour laquelle $i\%$ des grains sont plus fins et pour laquelle on souhaite déterminer la valeur du Shields et D_{50s} la taille médiane des grains du fond. A et B étant des grandeurs variant en fonction des cas expérimentaux. [Wiberg and Smith, 1987] introduisent l'angle de frottement ϕ_0 comme angle de repos. Celui-ci correspondant à l'angle entre le centre de la particule en mouvement et le centre de la particule collée au fond. Il présente de manière théorique les variations engendrées sur la valeur du Shields critique en modifiant la pente. Compte tenu des différentes formulations qui existent et de la difficulté de choisir la formulation la plus adéquate, on s'intéresse aux méthodes expérimentales de détermination de cette valeur et aux résultats obtenus.

Pour des lits de rivière composés de graviers mobiles, pour de fortes valeurs de Re^* , les données issues de la littérature donnent τ_{cr} compris entre 0.030 et 0.086 [Buffington and Montgomery, 1997]. Il est cependant également mis en évidence que le nombre de données pour de tels régimes est faible [Buffington and Montgomery, 1997].

[Chatanantavet et al., 2013] détermine la valeur du Shields critique en comparant l'angle de frottement entre des mesures sur alluvion [Buffington et al., 1992] et une expérimentation sur plexiglas. La valeur d'angle de frottement est obtenue par identification de la mise en mouvement des particules sur un lit incliné. La valeur déterminée est égale à 0.03 pour un Reynolds compris entre $20 \cdot 10^4$ et $41 \cdot 10^4$. Cette valeur peut être très faible avec cette méthode d'identification. Des mesures ont donné un Shields critique ayant pour valeur 0.007 sur des fonds plats que [Hu and Hui, 1996a] confirme.

Le Shields critique peut également être déterminé en se focalisant sur la vitesse d'écoulement, que l'on modifie avec un changement de pente complété par une détection d'initiation du mouvement [Fenton and Abbott, 1977] ou en créant des ruptures de pente et en récoltant les sédiments de tailles différentes sur chaque section [Inoue et al., 2014]. D'autres études se basent sur les méthodes développées par [Novak and Nalluri, 1975] ([Ramesh et al., 2011], [Beer and Turowski, 2015]), ou sur l'analyse théorique des expressions de portance et de frottement appliquées sur les particules [Hodge et al., 2011]. Pour des forts Reynolds particulière, [Auel et al., 2017] identifie un seuil critique par cas d'étude qu'il moyenne afin d'obtenir une unique valeur. Pour conclure, si le Shields critique est largement exploité dans la littérature, sa pertinence est remise en question. Utiliser une constante pour τ_c^* est discuté par [Chatanantavet et al., 2013], qui montre la dépendance de τ_c^* aux conditions expérimentales. [Buffington and Montgomery, 1997], concluent sur l'absence de valeur définitive pour τ_c^* associée à une rugosité de fond et

une caractérisation du profil d'écoulement mais plutôt à l'existence d'un intervalle de valeurs dépendant de la méthodologie et du protocole opératoire.

2.3.3 Évolution des interactions fluide/particule au cours de la trajectoire

Si l'on considère maintenant le mouvement de saltation établi, on obtient la figure 2.5. Celle-ci présente les différentes forces appliquées à la particule lorsqu'elle se trouve en mouvement, entraînée par un fluide lourd (type eau).

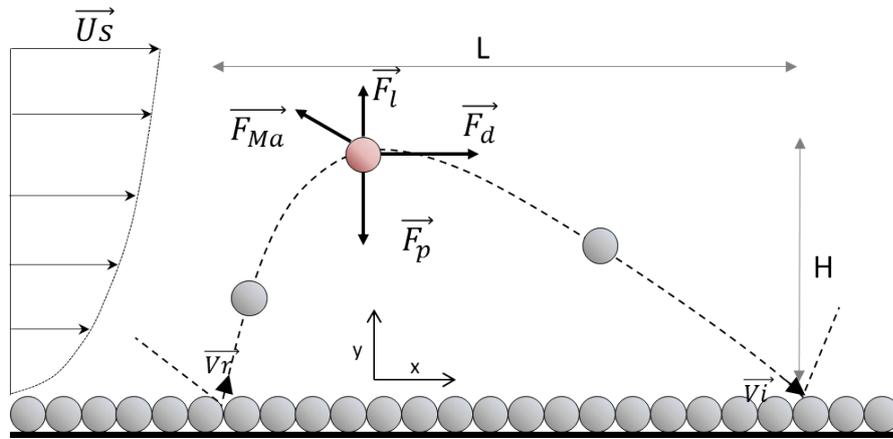


FIGURE 2.5 – Forces agissant sur la particule lors de son mouvement de saltation.

On y recense comme précédemment : le poids \vec{F}_p , la portance \vec{F}_l , les frottements visqueux \vec{F}_d . On y ajoute maintenant la masse ajoutée \vec{F}_{Ma} , la force de Magnus qui contribue à la portance et la force de Basset.

La masse ajoutée correspond à l'accélération transmise par la particule au fluide environnant.

$$\vec{F} = -M_a \vec{a} \quad (2.18)$$

avec \vec{a} l'accélération de la particule. Ce que l'on définit donc comme la masse ajoutée est le coefficient M_a . Dans le cas de forme géométriquement simple, il peut être facilement identifié. Pour une sphère, ce coefficient est équivalent à $1/2m$ avec m la masse de la sphère. Ce qui donne :

$$\vec{F}_{Ma} = \pi/12 \rho_f d^3 \vec{a} = \frac{1}{2} \frac{4}{3} \pi \rho_f \left(\frac{d}{2}\right)^3 \vec{a} \quad (2.19)$$

(e.g. [Hu and Hui, 1996a]). Pour des cas plus complexes, une modélisation numérique permet de le déterminer. On doit également tenir compte dans la portance F_l de l'effet Magnus pouvant jouer un rôle important si la rotation de la particule est marquée. Une définition de cette force par exemple est donnée par :

$$F_{Mag} = \pi/8d^3\rho_f\Omega V_x \quad (2.20)$$

avec Ω la rotation de la particule et V_x la vitesse horizontale de celle-ci par rapport au fluide qui l'entoure. La force de Basset correspond à la force apparente exercée sur la particule accélérée dans l'écoulement par son sillage. On remplace l'instantanéité de l'écoulement autour de la particule par une propriété relative à un écoulement stationnaire. On parle d'effet d'histoire.

$$F_{Bas} = 6r^2\sqrt{\pi\rho_f\mu} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{dV}{d\tau} d\tau \quad (2.21)$$

avec r le rayon de la particule, V la vitesse de la particule et μ la viscosité dynamique du fluide.

Les interactions sur la particule servent essentiellement lors des modélisations à l'échelle des particules. En général, un choix est fait sur les interactions prises en compte. Pour cette raison, différentes études portent sur l'importance relative de chacune de ces composantes en effectuant des comparaisons de trajectoires obtenues numériquement ou enregistrées en chenal.

[Abbott and Francis, 1977] s'intéressent à l'effet Magnus. Ils notent que la rotation est d'autant plus importante que la particule est lourde, entraînant un effet Magnus plus important. Selon [Van Rijn, 1984a], la saltation pour les petites particules est dominée par les forces de frottement engendrant de longues mais basses trajectoires, alors que pour de grosses particules, la portance domine. On obtient ainsi des trajectoires courtes mais hautes. Enfin proche du lit de sédiments, la portance prédomine par rapport au poids de la particule submergée pour les fines et grosses particules. [Niño and García, 1998] analysent l'impact de la portance et le rôle de l'effet Magnus et de la force de Basset, en comparant une modélisation à des mesures réelles. La figure 2.6 présente différentes simulations incluant ou non les forces de Basset et de Magnus. Ces simulations reprennent en partie les résultats déjà analysés dans [Niño and García, 1994]. D'après leurs conclusions, et comme l'on peut le visualiser sur la figure 2.6, il est nécessaire d'associer la portance et la force de Basset pour se rapprocher au mieux des trajectoires expérimentales en chenal.

Cette force de Basset longtemps négligée des analyses s'avère jouer finalement un rôle important dans les trajectoires et doit être intégrée aux modèles Lagrangien pour des valeurs de Reynolds inférieures à 4000 [Niño and García, 1998, Bombardelli et al., 2008, Moreno-Casas and Bombardelli, 2016].

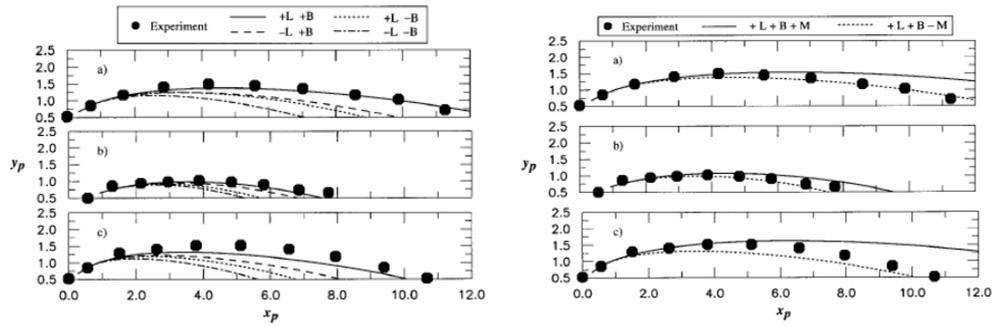


FIGURE 2.6 – Comparaison entre des trajectoires de saltation simulées et des observations expérimentales tirées de [Nino and Garcia, 1997]. L correspond au terme de portance, B au terme de Basset et M au terme de Magnus (celui-ci n'est pris en compte que dans la figure de droite). Les symboles + et - indiquent si les termes respectifs sont inclus ou négligés dans la simulation respectivement. Les conditions expérimentales correspondent à : (a) $\tau^* = 0.067$, $Re_p=53$; (b) $\tau^* = 0.056$, $Re_p=88$; (c) $\tau^* = 0.095$, $Re_p=70$;

[Schmeeckle et al., 2007] procèdent à l'étude des forces agissant sur la particule de manière expérimentale. La particule est fixée à une hauteur donnée par rapport au lit et subit l'écoulement. Ils établissent que le coefficient de frottement est de 2 à 3 fois plus grand pour une particule non sphérique qu'une particule sphérique. La portance moyenne selon ces résultats, fortement influencée par sa forme, n'est que peu importante et ne joue donc pas de vrai rôle dans le transport sédimentaire. C'est la différence de pression à l'échelle de la particule qui joue le rôle dominant dans la détermination du mouvement de la particule. Compte tenu de ces conclusions tirées de la littérature, ce que l'on peut constater c'est que l'impact d'une force par rapport à une autre dépend en grande partie du régime d'écoulement et de la taille des particules que l'on considère. Il faut donc être d'autant plus vigilant lors de modélisations en milieux extrêmes comme le raz Blanchard, afin de ne pas négliger une force qui jouerait un rôle prédominant sous ce régime.

2.3.4 Modélisation expérimentale ou numérique du processus de saltation

Afin de mesurer le déplacement de particules en charriage (roulement et saltation) dans le milieu naturel, il est possible d'utiliser des systèmes mono- ou stéréo-vidéos. [Blanpain, 2009] et [Williams, 1990] ont calibré des lois de transport par charriage à l'aide de données issues d'un système mono-vidéo. Dans le cadre du projet PHYSIC, des essais de mesures stéréo-vidéos ont été réalisés. Cependant, les incertitudes liées à ce type de mesure ne permettent pas d'avoir une mesure fiable des caractéristiques de saut. Les caractéristiques de saut sont donc préférentiellement étudiées à partir de données

expérimentales ou numériques. Pour se rapprocher du milieu naturel, l'utilisation d'un chenal parallèle à une rivière [Inoue et al., 2014] permet une instrumentalisation simplifiée ainsi qu'un écoulement se rapprochant de la réalité. La variation de vitesse est alors contrôlée par des ruptures de pente. Toutefois, la majorité des études sont réalisées dans des chenaux de laboratoire où l'on peut contrôler la totalité de l'environnement expérimental et instrumentaliser facilement les structures afin d'obtenir des mesures précises. L'analyse du déplacement des particules se fait en général aujourd'hui via l'utilisation d'une caméra rapide [Ancey et al., 2002, Chatanantavet et al., 2013, Lee et al., 2002, Auel et al., 2017, Naqshband et al., 2017].

Dans la plupart des cas expérimentaux en chenal, on considère un nombre de Reynolds particulaire inférieur à 500 avec des tailles de particules égales ou inférieures à 5mm [Fernandez Luque and Van Beek, 1976, Lee and Hsu, 1994, Hu and Hui, 1996a, Niño and García, 1998, Ancey et al., 2002, Lajeunesse et al., 2010, Ramesh et al., 2011, Bhattacharyya et al., 2013]. [Francis, 1973, Abbott and Francis, 1977, Wiberg and Smith, 1985] et [Sekine and Kikkawa, 1992] proposent eux, des études où le nombre de Reynolds particulaire se situe entre 500 et 1000. Dans ces expériences, les diamètres des particules en saltation sont compris entre 5 mm et 1 cm. Il est plus rare de rencontrer des expériences où le nombre de Reynolds particulaire excède 1000 [Ishibashi, 1983, Niño et al., 1994, Chatanantavet et al., 2013, Auel et al., 2017]. Dans ces conditions, le diamètre de la particule excède 1 cm.

Concernant la nature du fond, celui-ci est soit composé de particules mobiles type alluvions correspondant aux particules en mouvement [Fernandez Luque and Van Beek, 1976, Sekine and Kikkawa, 1992, Niño et al., 1994, Ancey et al., 2008, Lajeunesse et al., 2010], soit composé de particules fixées [Francis, 1973, Abbott and Francis, 1977, Lee and Hsu, 1994, Niño and García, 1998, Bhattacharyya et al., 2013]. Une modélisation plus simple utilisant des demi-cylindres peut également permettre de modéliser une rugosité [Ancey et al., 2002]. On retrouve également des surfaces planes en plexiglas ou plastique [Ishibashi, 1983, Hu and Hui, 1996a, Chatanantavet et al., 2013], ou bien à base de mortier [Ramesh et al., 2011, Auel et al., 2017]. On obtient de ce fait des rugosités différentes avec des paramètres k_s différents. Pour les surfaces de fond fixes, Les particules étudiées ne sont pas forcément les mêmes que celles qui composent le fond. [Bhattacharyya et al., 2013] par exemple étudie différentes tailles de particules sur différentes rugosités, s'intéressant ainsi au rôle du rapport des diamètres d et d_b . Enfin le rôle de la nature de la particule est également abordé par [Francis, 1973] en comparant différentes formes (carrée, ronde) et compositions de grain (polystyrène, quartz, verre). Il est abordé également par [Abbott and Francis, 1977] et [Ancey et al., 2002] faisant varier la densité relative σ des particules en mouvement de 1.2 à 2.6 et de 2.5 à 7.7 respectivement. Enfin l'étude entre une particule sphérique et un cailloutis équivalent en terme de taille permet de mesurer l'impact encore une fois de la forme permettant de valider les modèles en chenaux [Auel et al., 2017] sur les données in situ. Cet impact s'avère finalement négligeable sur la trajectoire de la particule.

Numériquement, la littérature comprend des résultats issus de modélisation de trajectoires de saltation en 2D [Niño and García, 1994, Lukerchenko et al., 2006, Bialik, 2011, Berzi et al., 2016], ou en 3D [Sekine and Kikkawa, 1992, Hardy, 2005, Schmeeckle et al., 2007, Lukerchenko et al., 2009, Kharlamova and Vlasak, 2014]. Une des difficultés lors de la modélisation est la représentation du fond rugueux. Cette représentation peut se faire via le coefficient de restitution lors du rebond sur le fond, défini comme le rapport entre la vitesse d'impact et la vitesse de restitution. Selon son expression, il va permettre de définir le type de fond [Niño and García, 1994, Berzi et al., 2016]. A partir de ce type de représentation, il est possible d'envisager une modélisation quasi-stationnaire (périodique) de la saltation dans le cadre d'un régime établi [Berzi et al., 2016]. Il est également possible de modéliser un fond réaliste, composé de demi sphères de tailles différentes permettant de modéliser chaque saut et ainsi d'obtenir une idée de la variabilité des trajectoires possibles sous des conditions expérimentales stationnaires [Bialik, 2011]. La modélisation à partir d'une répartition statistique de grains permet de donner une surface de fond se rapprochant de la réalité d'un fond sableux d'un point de vue statistique. Les sphères représentant les grains de sables ont en effet une répartition normale sur la profondeur par rapport à la position moyenne [Sekine and Kikkawa, 1992, Kharlamova and Vlasak, 2014]. Enfin, on peut aller encore plus loin en modélisant une surface complètement aléatoire ou tirée d'un modèle scanné au lidar [Hardy, 2005].

Le reste des paramètres testés est en général en lien avec des mesures en chenal afin de valider ou non le modèle.

On a regroupé dans le tableau 2.7, les caractéristiques des différents cas expérimentaux.

Référence	Composition du lit	Diamètre d (mm)	k_s (mm)	Pente (m/m ou %)	Reynolds(10^4)
[Ishibashi, 1983]	Plastique plan	1.9-15	0.05	0.042-0.167	14-47
[Fernandez Luque and Van Beek, 1976]	Alluvions mobiles	0.9-3.3	0.9-3.3	0-0.40	n.s
[Abbott and Francis, 1977]	Alluvions fixes	6.4-8.8	4.8-9.6	0.018	n.s
[Sekine and Kikkawa, 1992]	Alluvions mobiles	5, 10	5-10	-	-
[Niño et al., 1994]	Alluvions mobiles	15-31	15-31	0.03-0.07	23.6-24.9
[Lee and Hsu, 1994]	Alluvions fixes	1.4-2.5	1.4	0-0.023	2.1-7.3
[Hu and Hui, 1996a]	Plastique plan	1.3-7.6	0.05	0-0.014	2.0-10.0
[Niño and Garcia, 1998]	Alluvions fixes	0.5	0.5	0	0.8-2.2
[Ancey et al., 2002]	Demi cylindres	3-6	1.5-3	0-0.21	0.2-1.0
[Chatanantavet, 2007]	lit rocheux	-	2.5-2.7	-	-
[Ancey et al., 2008]	Alluvions mobiles	6	6	000.075-0.15	0.4-0.8
[Lajeunesse et al., 2010]	Alluvions mobiles	1.1-5.5	1.1-5.5	0.002-0.12	0.2-0.6
[Ramesh et al., 2011]	Mortier plan	1.7-6.1	0.5	0	27-34
[Chatanantavet et al., 2013]	Plexiglas plan	6.7-2.5	10^{-5}	0.005-0.04	20.5-41.7
[Auel et al., 2017]	Mortier plan	5.3-18.5	0.2	0.01-0.04	13.7-130
[Francis, 1973]	graviers érodés fixés	4.6-9.8	-	-	0.03-0.1
[Wiberg and Smith, 1985]	ellipsoïdes mobiles	5.0-8.0	-	-	0.03-0.13
[Bhattacharyya et al., 2013]	Alluvions fixes	1, 1.5, 2	1, 1.5, 2	0.0001	5.33-7

FIGURE 2.7 – Ce tableau représente les principaux cas de modélisation en chenal. (d'après [Auel et al., 2017] modifié).

2.3.5 Caractéristiques de saut

Les différentes études présentées au paragraphe précédent montrent la variation de conditions expérimentales que l'on peut retrouver dans la nature. Celles-ci interviennent

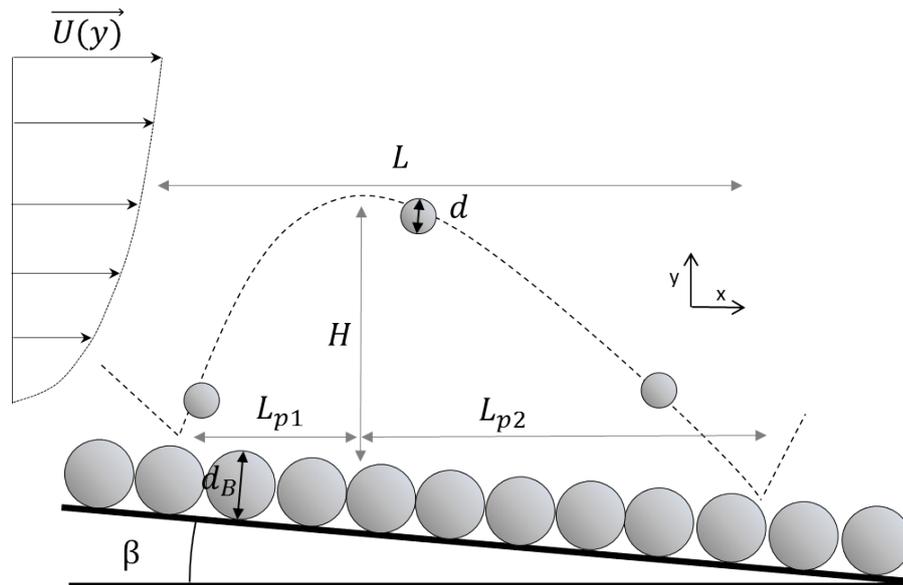


FIGURE 2.8 – Paramètres intervenant dans les caractéristiques de saut de la particule lors d'un mouvement par saltation.

sur les hauteurs et longueurs moyennes de saut suivant les critères suivants :

- La pente** : Au delà de son rôle dans la mise en mouvement de la particule, la pente influence également la trajectoire. Son augmentation, diminue la hauteur et la longueur de saut [Ancy et al., 2002, Auel et al., 2017]. Cette différence est de moins de 10% entre un fond plat et un fond pentu.
- La taille de la particule** : Le ratio L_{p2}/L_{p1} (longueur de la phase descendante de la particule/ longueur de la phase ascendante), (figure 2.8) varie en fonction de la taille de la particule. Plus celle-ci diminue, plus ce ratio augmente [Auel et al., 2017]. On identifie également une diminution de la longueur et de la hauteur de saut pour des conditions expérimentales identiques (Re et k_s identique) lorsque la taille de la particule (d) augmente [Bhattacharyya et al., 2013].
- La forme de la particule** : [Auel et al., 2017] teste des cailloutis de rivière et des billes de tailles respectivement proches, sous les mêmes conditions expérimentales. Aucune différence notable n'apparaît. On peut donc considérer dans ce cas de figure qu'une variation de forme n'intervient pas forcément sur la trajectoire des particules. Les cailloutis choisis restant relativement ronds, on peut tout de même envisager une variation si la forme globale de la particule s'allonge sachant que

la portance reste fortement influencée par la forme de la particule [Schmeeckle et al., 2007].

- La nature du fond** : Pour un fond meuble on constate un affaiblissement de l'énergie de la particule au moment de l'impact [Valance and Crassous, 2009]. On parle d'effet de "splash". Cet effet permet la mise en mouvement d'autres particules mais atténue le rebond de celles-ci. Sans effet de "splash" la restitution est donc à priori plus importante.
- La taille de la rugosité** : L'impact de la rugosité sur les caractéristiques de saut est en général assimilé à son impact sur l'écoulement. En permettant un écoulement plus rapide, une rugosité faible entraîne des trajectoires moins verticales et plus longues [Lajeunesse et al., 2010, Hodge et al., 2011, Chatanantavet et al., 2013]. D'autres études montrent cependant l'inverse, soit des trajectoires plus longues avec une modélisation d'un fond rugueux qu'avec un fond lisse [Hu and Hui, 1996a].
- L'écoulement** : L'effet de cisaillement est moteur du mouvement des particules. Il est donc cohérent que lorsque l'écoulement augmente, les hauteurs et longueurs de saut également [Hu and Hui, 1996a]. L'écoulement intervient aussi à travers la portance. En augmentant la vitesse, on augmente l'impact de l'effet Magnus qui devient alors conséquent [Lee and Hsu, 1994, Zou et al., 2007] et allonge la trajectoire. La turbulence peut également jouer un rôle moteur sous forme de bouffées entraînant alors des amas de particules [Williams, 1990, Blanpain, 2009]. Ce qui rejoint la constatation de [Bombar et al., 2010], d'un mouvement sporadique des particules.

Définir des lois sur les hauteurs de saut fait partie des objectifs de plusieurs études [Chatanantavet et al., 2013, Aubert et al., 2016, Auel et al., 2017]. Historiquement, c'est le paramètre suivant qui est utilisé :

$$\frac{\tau^* - \tau_c^*}{\tau_c^*} \Rightarrow \frac{\tau^*}{\tau_c^*} - 1 \quad (2.22)$$

Celui-ci, prenant en compte le critère de Shields et le critère de Shields critique, définit l'écart par rapport au seuil.

2.3.6 Le coefficient de restitution

Le coefficient de restitution est le paramètre permettant de caractériser le transfert d'énergie au moment de l'impact de la particule sur le fond. On le détermine expérimentalement à partir de trois éléments du mouvement de la particule : l'angle d'impact θ , la vitesse d'impact \vec{V}_i et la vitesse de rebond \vec{V}_r , correspondant respectivement à la vitesse avant et après contact avec le lit rugueux. Le coefficient de restitution correspond à :

$$e = V_r/V_i \quad (2.23)$$

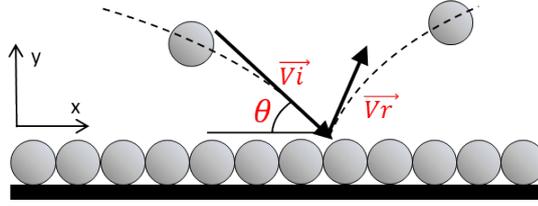


FIGURE 2.9 – Définition des vitesses d'impact et de rebond et de l'angle d'impact.

Si l'on parle de restitution verticale on parle de :

$$e_y = V_{ry}/V_{iy} \quad (2.24)$$

avec V_{ry} et V_{iy} les composantes verticales des vitesses de rebond et d'impact respectivement. On définit l'angle d'impact θ selon :

$$\theta = \tan^{-1}(V_{iy}/V_{ix}) \quad (2.25)$$

avec V_{ix} la composante horizontale de la vitesse d'impact. D'après des résultats expérimentaux [Beladjine et al., 2007], ou numériques [Crassous et al., 2007, Oger et al., 2005], les particules rebondissant sur un lit rugueux suivent une loi de restitution dépendant de l'angle d'impact, de la forme :

$$e = -A \sin \theta + B \quad (2.26)$$

avec A et B des constantes déterminées égales à 0.87 et 0.72 par exemple pour [Beladjine et al., 2007]. [Werner, 1990] et [Beladjine et al., 2007] introduisent une dépendance de e_y à θ . Cette dépendance à θ peut également se retrouver dans le coefficient de restitution avec pour proposition [Werner, 1990, Beladjine et al., 2007] :

$$e_y = A_y / \sin \theta - B_y \quad (2.27)$$

et A_y et B_y déterminées respectivement à 0.30 et 0.15 pour [Beladjine et al., 2007].

Le coefficient de restitution e peut également être dépendant de l'écoulement dans lequel la particule évolue [Zenit and Hunt, 1998]. Cette dépendance peut s'exprimer sous la forme d'une fonction croissante tendant vers une valeur asymptotique mesurée en milieu sec ou dans le vide ayant pour variable le nombre de Stokes [Joseph et al., 2001, Gondret et al., 2002].

2.4 Roulement versus Saltation

L'identification du roulement ou de la saltation est sujet à discussion dans la littérature. Quelle différence y a-t-il entre ces deux modes de transport regroupés sous le nom

de charriage? La qualification du type de mouvement peut présenter des incertitudes compte-tenu par exemple du fait qu'un roulement s'exerce rarement sans rebond, ou que suivant l'accroche du fond, la particule se contente rarement de simplement glisser et qu'un basculement peut être associé à du roulement. [Abbott and Francis, 1977] caractérise ces différents modes en s'appuyant sur son acquisition par photographie de la trajectoire de particule. Il identifie ainsi les différents modes de transport. Le roulement est caractérisé en visualisant un contact qui dure d'image à image, la saltation en analysant l'accélération verticale toujours orientée vers la fond, et la suspension en identifiant des accélérations verticales le long de la trajectoire.

Le scénario généralement accepté est que la majorité des particules roulent ou glissent pour des valeurs de $\tau^* \approx \tau_c^*$ et que la saltation prend le dessus au fur et à mesure que τ^* augmente [Van Rijn, 1984a]. Pourtant des travaux plus récents vont à l'encontre de cette idée et concluent que la saltation est prédominante et qu'elle constitue le mode de transport sédimentaire principal dans la majorité des conditions d'écoulement [Hu and Hui, 1996b]. La saltation peut être définie comme un équilibre constamment rompu comme le décrit [Le Hir, 2008], en raison des fluctuations de la force de soulèvement qui s'opposent à la vitesse de chute. On obtient les trois types de mouvement dans des proportions variables sur une même trajectoire comme l'on peut le constater sur la figure 2.10 représentant la répartition des différents régimes d'écoulement proposée par [Abbott and Francis, 1977].

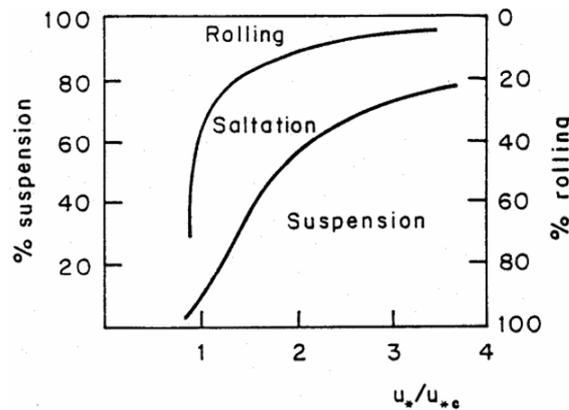


FIGURE 2.10 – Représentation de la répartition des régimes de transport sédimentaire. (D'après [Abbott and Francis, 1977])

Concernant l'identification de la saltation versus le roulement ou le glissement, [Lajeunesse et al., 2010] identifient le type de déplacement en basant leur étude sur la vitesse horizontale V_x de la particule en fonction de sa position x horizontale (figure 2.11). Lors d'un mouvement de roulement, V_x est plus faible compte tenu d'interactions prolongées avec le fond rugueux. De plus, on obtient une croissance et une décroissance de V_x selon

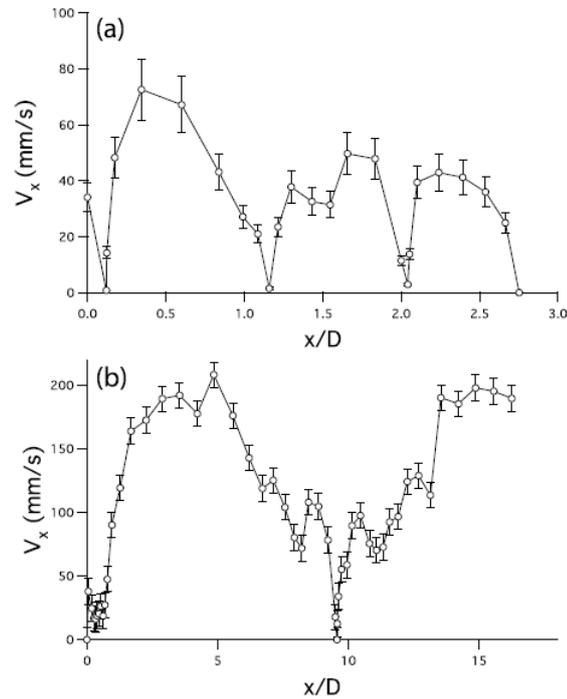


FIGURE 2.11 – Détection du régime du mouvement par analyse des variations de vitesse horizontale versus position horizontale. Le paramètre D correspond au diamètre des particules du fond. La figure (a) caractérise un mouvement de roulement avec un minimum périodique à chaque unité, la figure (b), caractérise une trajectoire de saut avec des minima de vitesse horizontale beaucoup plus espacés et une vitesse en moyenne plus élevée. Source : [Lajeunesse et al., 2010]

une longueur d'onde proche de la taille de la rugosité. Soit, en utilisant comme axe des abscisses x/d_B , d_B étant le diamètre des particules composant le fond, on obtient une périodicité des minima de vitesse arrivant toutes les unités approximativement (figure 2.11(a)). A l'inverse, un mouvement de saut sera caractérisé par des sauts plus longs avec une phase courte d'accélération et une longue phase de décélération progressive. Leurs observations mènent à la conclusion que le transport par charriage est largement dominé par la saut, qui représente entre 70% et 100% du mouvement, et ce même à proximité du seuil de mise en mouvement. Cette étude va donc, comme l'auteur le reconnaît lui-même, à l'encontre du scénario généralement accepté. Une autre manière de distinguer la saut du roulement est de définir une valeur de hauteur de saut de trajectoire minimale. [Auel et al., 2017] prennent pour valeur $0.6d_B$, correspondant à une limite basse de saut et différenciant un mouvement de saut d'une trajectoire de roulement hachurée par la rugosité. On remarquera que ce choix de valeur correspond à la position initiale de stabilité proposée par [Van Rijn, 1984a], que l'on retrouve sur la

figure 2.12.

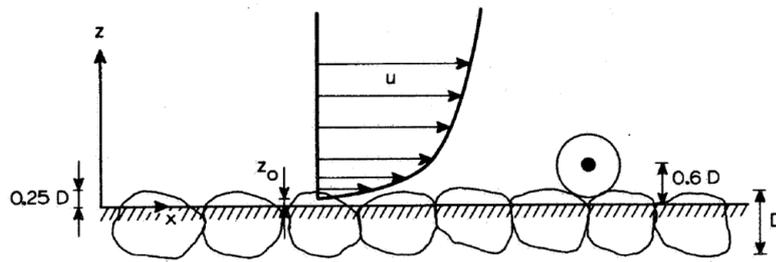


FIGURE 2.12 – Représentation de la position initiale de la particule selon [Van Rijn, 1984a].

Chapitre 3

Analyse expérimentale

Introduction

Notre objectif est de modéliser le phénomène de saltation à fort nombre de Stokes dans un contexte de courant de marée. On s'intéresse au côté non gravitaire des courants de marée donc non tributaire de la pente, ce qui modifie les paramètres et différencie cette expérimentation de celles axées sur des rivières. Les conditions de vitesse du raz Blanchard peuvent atteindre 5 m.s^{-1} lors des grandes marées et l'on envisage le déplacement de particules de plusieurs centimètres de diamètre. Quant à la nature du fond, les études sédimentaires font état de zones sans dépôt de sédiment de type plati-rocheux, ce qui correspond à une rugosité supposée grossière mais non meuble ou mobile.

Étudier selon les conditions que l'on peut trouver dans le raz Blanchard, nécessite des infrastructures dont nous ne disposons pas. De plus, la littérature ne présente que trois cas d'étude portant sur des particules de diamètre supérieur à 1 cm [Ishibashi, 1983, Niño et al., 1994, Auel et al., 2017]. Ces études portent sur des rugosités de fond k_s très faibles, reposant sur des modélisations planes type plexiglas, mortier ou de type alluvions mobiles. Pour obtenir de telles vitesses d'écoulement, la pente du lit est assez marquée. Celle-ci joue un rôle sur le paramètre du transport sédimentaire comme on a pu le constater dans la littérature.

Compte tenu de ces conditions expérimentales déjà étudiées, il existe un nombre important de paramètres à soustraire ou ajouter aux différentes études existantes afin de se rapprocher du raz Blanchard. Une étude s'appuyant sur un k_s élevé, sans pente, avec des particules de taille de l'ordre du centimètre n'a pour l'instant pas été réalisée et présente néanmoins des questionnements que l'on va retrouver sur notre zone d'étude. Quel rôle jouera la rugosité pour des particules de telle taille ? Comment va réagir l'écoulement

sous une telle rugosité ? De quels paramètres dépendront les trajectoires de particules sous un Stokes élevé dans ces conditions ?

Pour tenter de répondre à ces questions, des choix ont été réalisés en se basant sur les capacités maximales de nos équipements. Ces choix portent sur la taille des particules, la rugosité choisie et modélisée et sur l'utilisation d'un écoulement non gravitaire le plus important que l'on pouvait atteindre compte tenu des infrastructures. L'ensemble de nos expériences a été réalisé au sein de l'Institut Physique de Rennes (IPR).

3.1 Description du matériel expérimental

3.1.1 Dispositif expérimental et instruments de mesure

Le chenal

Le chenal utilisé pour l'expérimentation est celui de l'IPR (Institut de Physique de Rennes). Il est présenté sur la figure 3.1. Ses dimensions sont de 5 m de long avec une hauteur de 60 cm et une largeur de 40 cm. L'écoulement se fait en circuit fermé à surface libre (figure 3.1). L'eau est acheminée par les pompes depuis la cuve à l'entrée du chenal. Afin de limiter la turbulence engendrée par les pompes et les coudes du circuit hydraulique, l'eau arrive dans un premier temps dans une chambre à l'entrée du chenal, puis traverse une structure en nid d'abeille permettant ainsi de rendre l'écoulement le plus laminaire possible. La structure complète du chenal est inclinable avec un angle maximal de 10° . Toutefois, dans le cadre de nos expériences, l'inclinaison a été prise nulle. Composé de deux pompes d'une puissance de 40 l/s, il dispose en théorie d'un débit maximal de 80 l/s. Néanmoins, en pratique, compte tenu des pertes de charges dues à l'installation, il ne délivre qu'un débit d'écoulement de l'ordre de 65 l/s. Ce débit pour un chenal à plat permet d'obtenir une vitesse de l'ordre de 107 cm/s en surface.

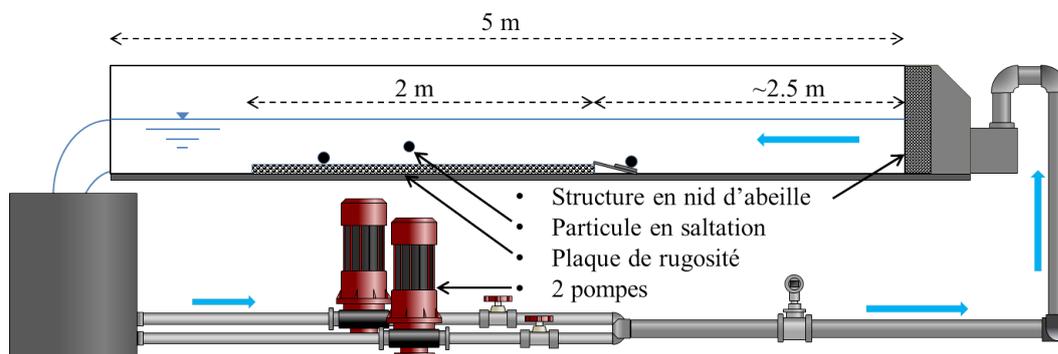


FIGURE 3.1 – Schéma du chenal de l'IPR.

La sonde Nixon

Une sonde Nixon streamflow, modèle 403 (figure 3.2), nous a permis de mesurer la vitesse d'écoulement le long du chenal. Cette sonde est composée d'une tête de mesure reliée aux fiches de connections par un tube fin. La tête de mesure comprend une hélice en PVC à cinq pales montées sur un broche en acier se terminant par un pivot conique sur un cadre. Cette configuration permet de limiter au maximum la résistance en friction.

Ce système nous fournit une mesure en Hz caractérisant la rotation de l'hélice, soit la vitesse de l'écoulement. La sonde renvoie une valeur résultant de la tension engendrée par cette rotation, puis cette valeur est convertie à partir de la droite étalon dont on extrait l'équation (voir annexe B) : $Y = \frac{55}{70}X + \frac{50}{70}$ Avec Y en cm.s^{-1} et X en Hz.



FIGURE 3.2 – Sonde Nixon streamflow dans le chenal. La mesure à partir de la règle permet de fixer la position verticale de la sonde afin d'établir le profil d'écoulement.

On a ainsi une relation linéaire nous permettant de proposer des valeurs de vitesse en cm.s^{-1} . En effectuant des mesures ponctuelles à différentes élévations dans la colonne d'eau (figure 3.2), on obtient le profil de vitesse. La précision du vélocimètre donnée par le constructeur est de $\pm 1.5\%$ de la vitesse réelle mesurée, cependant du fait de la taille de l'hélice (0.8 cm), on obtient une vitesse moyennée sur cette hauteur. Enfin, la position de l'hélice est évaluée à 2 mm près. Cette incertitude provient de la mesure de sa position à l'aide d'une règle verticale, reposant sur la rugosité à côté de la sonde. On obtient donc des erreurs dues à la visée optique, le positionnement de la règle sur le fond, etc. . . . En tenant compte de ces incertitudes sur la position et la taille de l'hélice, l'erreur est de l'ordre du centimètre sur la verticale pour chaque point mesuré, ce qui donne un profil précis au centimètre.

La caméra rapide

L'acquisition des vidéos servant au suivi des particules en mouvement est réalisée grâce à une FastCam Photron Mini (Caméra rapide). Avec une vitesse de capture de plusieurs milliers d'images par seconde comme capacité maximale, la décomposition du mouvement peut se faire de manière précise. On utilise, pour notre configuration, une

fréquence de capture de 500 Hz. A cause de cette vitesse d'acquisition, deux spots à led sont nécessaires. En effet, à cette fréquence la luminosité doit être renforcée sans quoi l'exposition des capteurs est trop brève et ne permettrait pas d'obtenir une image nette avec une simple ampoule électrique. On arrive également à une fréquence de capture où l'éclairement par courant alternatif devient visible sur les images. Pour obtenir une acquisition homogène et fluide, les spots deviennent donc essentiels. Le positionnement

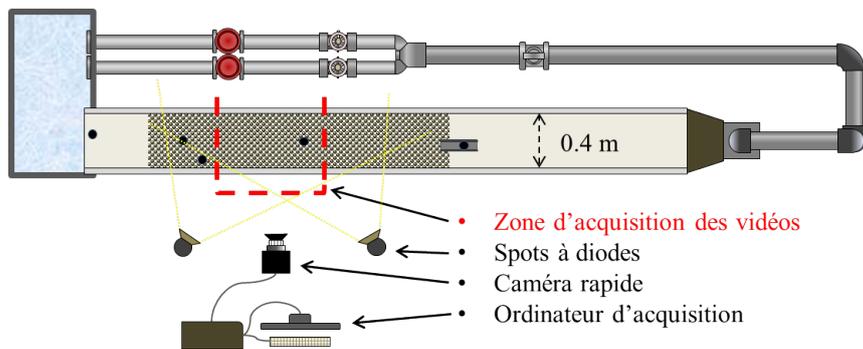


FIGURE 3.3 – Vue en plan des installations permettant l'acquisition des vidéos.

des installations est représenté sur la figure 3.3.

3.1.2 Modélisation d'une rugosité

La modélisation de la saltation de manière empirique, nécessite l'établissement d'une rugosité sur laquelle les particules se déplacent. Sans cette rugosité, le déplacement des particules est majoritairement de type roulement ou glissement. Différentes manières de modéliser cette rugosité ont été envisagées et répertoriées dans l'annexe A.1.

Le choix final, pour des raisons de temps et de simplicité, s'est porté sur la réalisation de plaques en acier inoxydable sur lesquelles des billes ont été collées. En modifiant la taille des billes servant de fond rugueux, on peut changer les caractéristiques de cette rugosité. On a défini ainsi 3 types de rugosités réalisées à partir de trois tailles de billes, de diamètres respectifs 1.2 cm, 1.6 cm et 2.6 cm (figure 3.4). Celles-ci sont collées sur des plaques en acier inoxydable composant la base (figure 3.5) en faisant attention à ne pas créer de structure cristalline. Une telle structure créerait un phénomène de turbulence trop particulier que l'on souhaite éviter.

Le choix de la colle s'est fait à partir de différents tests de résistance. Les impératifs à respecter sont de coller à la fois sur de l'acier inoxydable et sur du verre, de tenir sous l'eau et de présenter une fixation dure afin d'éviter tout phénomène d'amortissement qui fausserait les mesures en introduisant un facteur d'absorption. En considérant ces

trois impératifs, la colle polyuréthane a présenté en premier lieu une solution et a été utilisée sur les premières plaques. Toutefois, cette colle devient cassante dans le temps créant des problèmes de transport et de manipulation des plaques. On arrive également à une situation où le simple choc des particules en déplacement désolidarise les particules constituant la rugosité. L'araldite ou un dérivé a présenté une meilleure solution de fixation et a été utilisé pour les dernières plaques. Concernant la structure, on a un taux

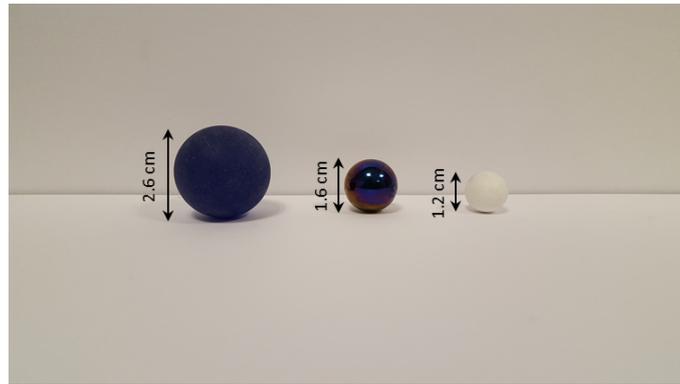


FIGURE 3.4 – Billes représentant les particules composant la rugosité. La rugosité est ensuite caractérisée par leurs différents diamètres d_B .

de recouvrement (densité de surface recouverte par les billes) donné dans le tableau 3.1. Ce taux de recouvrement caractérise la surface créée.

Rugosité (d_B)	Nombre de billes/plaques	densité
1.2	2510	0.71
1.6	1450	0.73
2.6	605	0.80

TABLE 3.1 – Taux de recouvrement des différentes rugosités. On remarque une densité plus importante pour les billes de diamètre 2.6 cm.

Sur ce tableau, on peut noter une densité qui augmente avec la taille des billes composant la rugosité.

De cette manière, on a obtenu trois rugosités différentes avec un contrôle sur la forme et la densité de particules les composant.



FIGURE 3.5 – Mise en place de la rugosité. Le collage permet d’obtenir une réalisation assez simple avec un contrôle sur cette rugosité. Ici, il s’agit de la rugosité composée des billes de diamètre $d_B=1.6$ cm.

3.1.3 Descriptif des particules suivies

On dispose de 3 tailles de particules en saltation, $d=1.6$ cm, $d=3$ cm et $d=5$ cm (cf figure 3.6).

TABLE 3.2 – Caractéristiques des billes

Taille d	1.6 cm	3 cm	5 cm
Fournisseur	Le Marchand de sable	Marteau & Lemarié	Marteau & Lemarié
Grade	-	G200	G200
Diamètre	± 0.7 mm	± 5.00 μm	± 5.00 μm
Rugosité	-	0.150 μm	0.150 μm
Nature	Verre	Soda lime	Soda lime
Masse volumique	2.47g/cm ³	2.5 g/cm ³	2.5 g/cm ³
Module d'Young	-	68 Gpa	68 Gpa

Les particules transparentes sont difficiles à voir à travers la caméra. Différents tests ont donc été menés avec différentes colorations (annexe A.2) (Dessin schématique sur la bille, coloration blanche avec différents types de peinture...). Ce qui facilite la détection par un logiciel de suivi de particules, c'est la réflexion des spots sur la bille. Un point lumineux apparaît, facile à suivre pour le logiciel. Pour arriver à cette détection aisée, une coloration en noir est la plus appropriée. Les caractéristiques des billes recensées dans le tableau 3.2 reposent sur les données avant coloration. On remarquera une précision beaucoup moins importante pour les billes de diamètre 1.6 cm. Cependant, étant déjà colorées, elle ne sont pas impactées par l'ajout d'une coloration.

La coloration n'étant pas durable, au fil de l'expérimentation, elle doit être renouvelée afin d'éviter tout problème de détection par le logiciel de traitement d'image. Cette coloration doit au maximum limiter la variation de rugosité de surface. [Auel et al., 2017] explique bien que la couche de peinture qu'il utilise sur ses particules en mouvement crée une surface rugueuse et affecte la vitesse de rotation de celles-ci. La vitesse de rotation étant directement liée à la portance via l'effet Magnus, cette modification entraîne des variations de trajectoires. Il ne les a toutefois pas quantifiées faute de mesures de rotation. Mais il suppose que cette rugosité supplémentaire a affecté ses résultats. Le feutre indélébile est une bonne option pour s'affranchir au maximum de ce phénomène du fait qu'il altère peu la surface des billes. Un changement de rugosité de surface est néanmoins toujours présent, mais nous n'avons pas pu le quantifier et l'estimons négligeable. Les différents tests de peinture ou de schéma sont repris et présentés dans l'annexe A.1

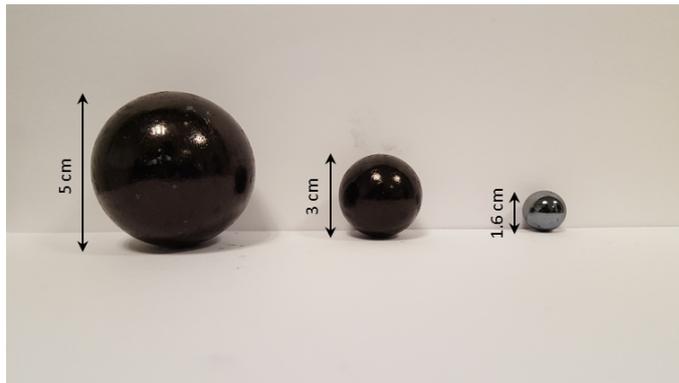


FIGURE 3.6 – Billes représentant les particules en mouvement. Elles seront caractérisées ensuite dans le manuscrit par leurs différents diamètres d .

3.2 Paramètres analysés

Les paramètres que l'on souhaite étudier pour établir des lois sur la saltation sont L et H correspondant respectivement à la longueur et la hauteur du saut, $U(y)$ au profil de vitesse, enfin (V_{rx}, V_{ry}) la vitesse de la particule saltante après le rebond et (V_{ix}, V_{iy}) avant l'impact (figure 3.7) :

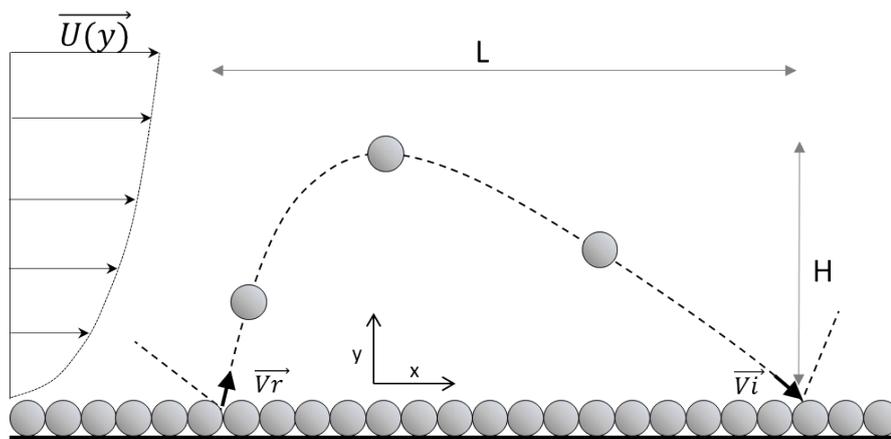


FIGURE 3.7 – Représentation des paramètres qui nous intéressent sur le phénomène de saltation.

La trajectoire nous intéresse également mais elle reste marginalement présentée dans notre étude du fait de sa variation importante. Celle-ci dépend beaucoup de la configu-

ration de l'impact entre la particule en mouvement et le fond.

3.3 Protocole expérimental

On a présenté dans la partie précédente les différents instruments ayant servi à acquérir les données expérimentales. Le protocole expérimental doit permettre une bonne acquisition du déplacement de la bille afin d'être le plus précis possible sur l'analyse des trajectoires. Il doit de plus, ne pas introduire un mouvement aux particules autre que celui généré par l'écoulement du fluide. La configuration de notre expérience est décrite sur les figures 3.1 et 3.3. La bille représentant la particule en saltation est introduite



FIGURE 3.8 – Acquisition des données au sous-sol de l'IPR. La manipulation doit être éclairée au spot lumineux afin de compenser le faible temps d'ouverture de la caméra rapide.

juste avant la rugosité. Le lâché de bille est réalisé manuellement au milieu du chenal, dans un rail (figure 3.9). L'objectif est de guider les billes sur la surface rugueuse sans avoir de marche à franchir lors de la transition plexiglas/rugosité.

Le rail est de plus recouvert d'adhésif pour amortir les chocs et éviter tout apport d'énergie verticale initiale dû à l'impact d'arrivée. Ainsi la particule rentre sur la rugosité sans apport de vitesse verticale ni horizontale initiale excepté l'entraînement par le fluide exercé lors de la remontée du rail. Sa mise en mouvement est donc contrôlée uniquement par l'écoulement. L'acquisition est réalisée à un mètre de distance du début de la rugosité,



FIGURE 3.9 – Système de goulotte à surface libre faisant office de rampe pour les particules en mouvement afin de pénétrer sur la rugosité. La surface en scotch permet l'absorption du choc lors du dépôt de la bille et apporte du frottement (adhérence de la surface du scotch) qui permet à la bille de rouler et non glisser, et de prendre ainsi de la vitesse.

ainsi, grâce à ces deux précautions, aucun mouvement n'est imposé initialement.

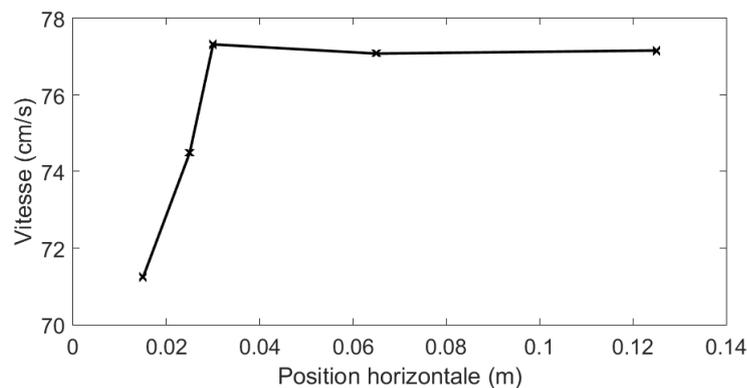


FIGURE 3.10 – Profil horizontale de l'écoulement sur une rugosité $d_B = 1.2$ cm. L'effet de bord est identifiable sur les 4 premiers centimètres.

La position du rail n'est pas nécessairement centrée (figure 3.9). Un effet de bord

est certes constaté, mais il n'intervient que sur les premiers centimètres du bord du chenal (figure 3.10). Au delà de 4 cm, cet effet n'est plus perceptible, de plus une bille trop éloignée du bord est plus difficilement détectée lors du traitement sur l'image de la caméra. Il s'agit donc de trouver un compromis satisfaisant en le plaçant à une dizaine de centimètres du bord. On a décidé d'effectuer une acquisition en 2D en utilisant une seule caméra rapide pour des raisons de temps de traitement et de facilité de mise en œuvre de l'expérience. Ce choix a tout de même dû être confirmé par une mesure à la verticale du déplacement. Différents tests ont été réalisés avec la caméra rapide positionnée à la verticale (figure 3.11). L'objectif étant d'évaluer la déviation de la particule sur le plan horizontal et de mesurer l'incertitude sur le choix d'une étude de trajectoire en 2D. La déviation horizontale est déterminée comme le ratio entre la distance parcourue

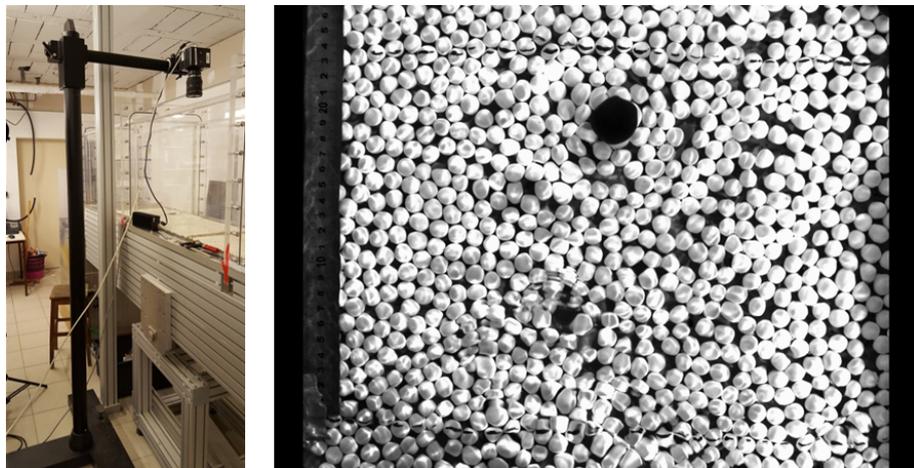


FIGURE 3.11 – Procédure d'acquisition des données à la verticale. Sur la photo de gauche, il s'agit de la mise en place de la caméra à la verticale du chenal. A droite, une capture d'écran de la vidéo enregistrée. Les lignes noires correspondent à la zone analysée. On peut noter que la surface de l'eau forme un moirage modifiant la perception du déplacement de la bille et par conséquent la précision des résultats.

globalement par la particule sur le plan perpendiculaire à l'écoulement et la longueur parcourue de manière parallèle à l'écoulement. La mesure est réalisée sur 28 cm de long en considérant 25 particules. On obtient une estimation à 9.8 % à vitesse faible ($U_s = 65$ cm/s) pour des particules sphériques de 1.6 cm de diamètre, soit lorsque la déviation peut être maximale. En effet, pour des vitesses plus élevées d'écoulement ou avec des particules plus grosses, cette estimation diminue compte tenu d'une influence plus importante du courant ou d'un impact plus modéré de la rugosité. Ce faible ratio confirme que le mouvement a lieu essentiellement dans la direction de l'écoulement et nous permet donc d'accepter l'hypothèse d'un mouvement en 2D de la particule et de l'étudier de cette façon.

3.4 Analyse des résultats

L'analyse est réalisée sous deux logiciels. Un premier traitement des vidéos sous le logiciel Tracker [Brown, 2018] permet d'obtenir la trajectoire de chaque particule lâchée dans le courant en 2D, puis un second sous Matlab permet de décomposer la trajectoire enregistrée, d'obtenir les paramètres recherchés (figure 3.7) et d'analyser ces résultats.

3.4.1 Traitement des vidéos sous Tracker

Tracker est un logiciel gratuit permettant l'analyse de vidéo et notamment le suivi de particules.

Procédure de traitement

Le logiciel fonctionne sur le suivi d'un pattern à travers les différentes images de la vidéo. On identifie dans un premier temps le repère dans lequel les mesures seront référencées. On fixe ensuite l'échelle en identifiant la taille de la particule que l'on va suivre. Cette manière de procéder permet de s'affranchir au maximum des erreurs géométriques dues au plan de déplacement de la particule. On dessine ensuite un pattern sur la particule que l'on souhaite suivre ainsi qu'une zone de recherche attenante associée à la position du pattern entre deux images. On procède alors à l'acquisition de la trajectoire. La procédure de suivi est automatique, toutefois notre mesure étant réalisée en milieu aquatique, avec une dérive possible due à un contraste peu marqué entre deux images ou une légère variation du plan de déplacement de la particule, une dérive de la position ou une perte de la position de la particule est à prévoir. Un contrôle visuel du déplacement du pattern est donc nécessaire tout au long de la procédure. Il est assez souvent nécessaire de le réajuster. On peut donc parler de mesure semi-automatique incluant une correction manuelle de la position de la particule quand cela semble nécessaire.

Le logiciel ne permettant pas de suivre plusieurs particules à la fois et pour éviter des erreurs d'analyse supplémentaires, il est plus simple, lors de l'acquisition, de lâcher une particule à la fois dans le chenal. On peut également noter l'intégration de la trajectoire et de la vitesse en chaque point par le logiciel grâce à la prise en compte du pas de temps de la caméra. Ceci permet de contrôler le bon déroulement du traitement.

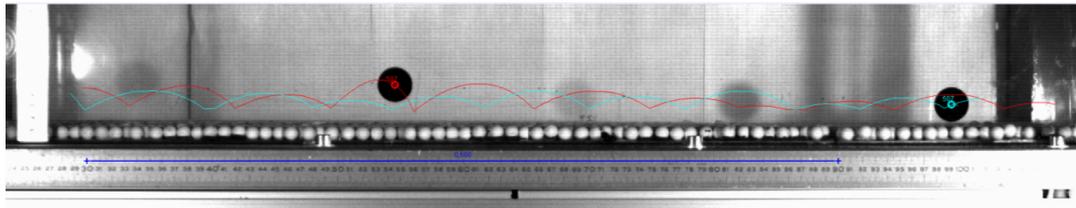


FIGURE 3.12 – Capture d'écran du traitement sous Tracker.

Erreurs associées

La résolution de l'analyse d'image varie suivant le positionnement de la caméra par rapport à la particule suivie. L'échelle est fixée sur la particule que l'on veut suivre, on obtient ainsi différentes résolutions associées. Ce choix joue donc un rôle sur la résolution de l'image et sur l'écart-type des précisions de mesure.

TABLE 3.3 – Analyse des erreurs associées à la taille des particules suivies sous le logiciel Tracker. Le nombre de pixels moyen correspond à une moyenne obtenue sur 15 échelles établies dans des vidéos d'acquisition différentes.

	d=1.6 cm	d=3 cm	d=5 cm
Nombre de pixels (moyenne)	23.8	43.8	66.7
Résolution (cm)	0.067	0.068	0.075
Écart type (cm)	0.06	0.13	0.27

On remarquera une résolution plus fine pour les grosses particules associées à un écart-type plus important.

3.4.2 Traitement des trajectoires sous Matlab

L'analyse des résultats est ensuite réalisée sous Matlab, où l'on va extraire les caractéristiques de chaque saut. Il faut, dans un premier temps, identifier et décomposer la trajectoire globale en identifiant les points de contact de la particule avec la rugosité.

On propose un raisonnement basé sur la hauteur de trajectoire de la particule en fonction du temps, avec comme condition d'identification les minimas de hauteur comme point d'impact avec le fond rugueux. On identifie manuellement la position sur la courbe

temporelle du point de contact. Puis, en effectuant un contrôle automatique sur les points voisins, on sélectionne la plus faible valeur en ordonnée. Une identification uniquement spatiale peut engendrer une mauvaise détection. En effet, lors de certains cas d'acquisition, on peut disposer de deux valeurs à l'ordonnée pour une valeur à l'abscisse, la recherche du minima est donc faussée. Ceci se produit lors d'un point d'impact où la restitution est dans le sens inverse de l'écoulement (figure 3.13), d'où un raisonnement en temporel.

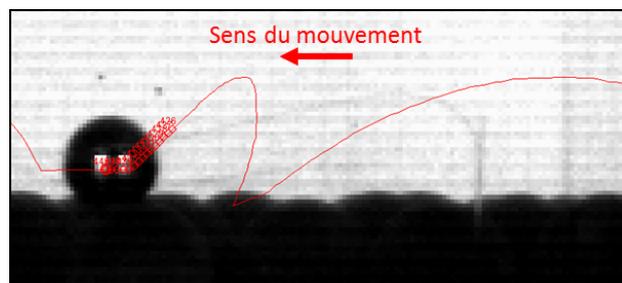


FIGURE 3.13 – Compte tenu de l'angle d'impact, la vitesse horizontale change de sens et l'on obtient deux valeurs d'ordonnée pour une abscisse donnée. Ce type de trajectoire est intéressant puisqu'il traduit pleinement l'impact du courant sur celle-ci.

Les trois étapes du protocole de traitement sont représentées sur la figure 3.14. On identifie la capture de la trajectoire sous Tracker, l'identification de la position des minima en temporel puis la coordonnée exacte du point de contact en spatial.

Une fois les minima identifiés et validés (figure 3.14(c)), la distance entre les minima est calculée ainsi que la hauteur en soustrayant à l'ordonnée maximale atteinte au cours de la trajectoire l'ordonnée du premier minima. On obtient ainsi les paramètres L et H . L'identification de (V_{ix}, V_{iy}) et (V_{rx}, V_{ry}) est réalisée en choisissant la valeur absolue maximale de vitesse verticale des 5 mesures avant le minima et celles des 5 mesures après selon que l'on cherche V_i ou V_r (figure 3.15). Cette méthode permet de s'assurer qu'on est au plus proche de la vraie vitesse d'impact. En se contentant de choisir la vitesse avant ou après l'impact, une erreur est possible, même avec la fréquence de capture de la caméra rapide. On ne peut en effet pas garantir l'exactitude du point de contact avec la rugosité.

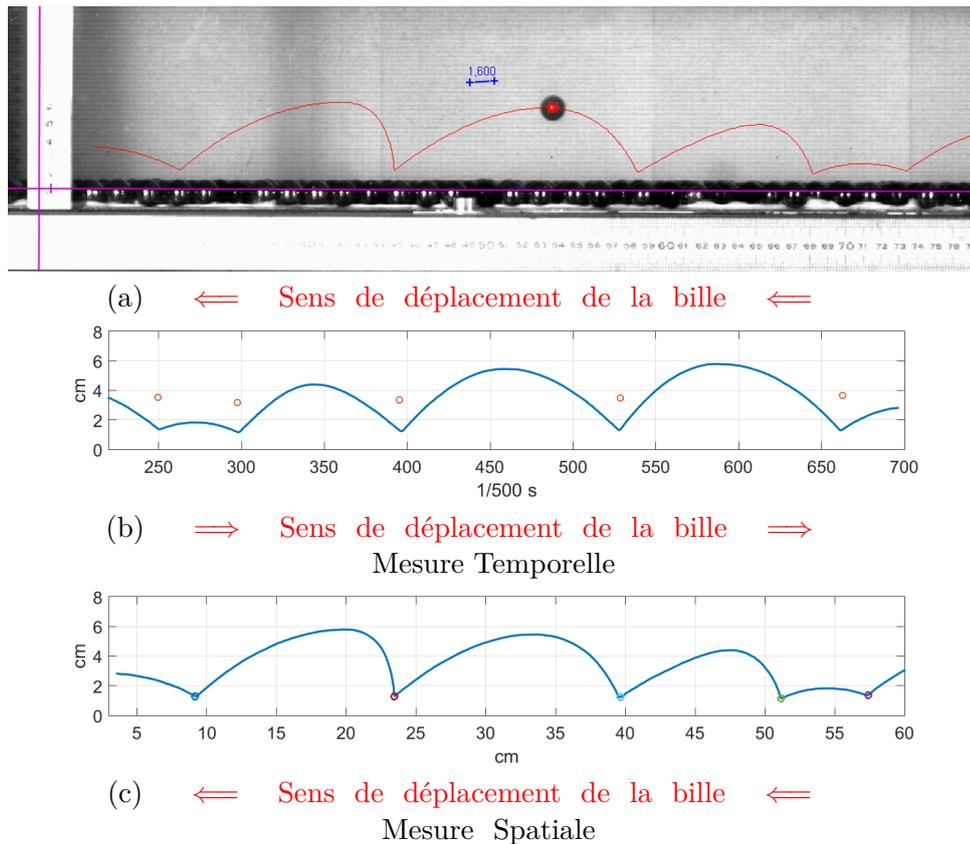


FIGURE 3.14 – L’acquisition de la trajectoire (a) est effectuée sous Tracker. La détection des minima de position se fait en temporel (b) sous Matlab. On identifie dans un intervalle de $1/50$ s la valeur minimale de hauteur obtenue correspondant au point d’impact. Puis on repasse en spatial (c) en identifiant la position horizontale et verticale du point d’impact. Le déplacement de la particule en saut (bille) se retrouve inversé entre la mesure temporelle et spatiale compte-tenu de la position de la caméra par rapport au chenal et de la définition de notre repère. On retrouve en temporel la trajectoire parabolique propre à un mouvement gravitaire que l’on ne retrouve pas forcément en spatial.

3.5 Qualification du mouvement

3.5.1 Problématique

Le mouvement des particules se fait sur un fond rugueux modélisé par des billes collées sur des plaques en acier. Cette manière de modéliser la rugosité entraîne un déplacement se faisant essentiellement par des chocs verre-verre. En supposant la particule

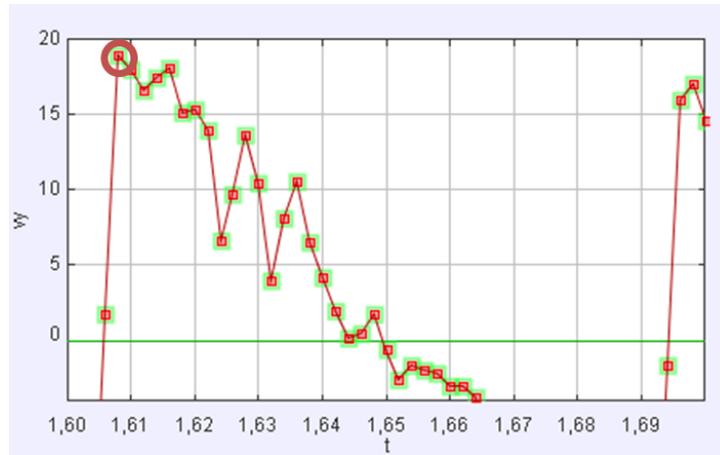


FIGURE 3.15 – Identification du maximum de vitesse verticale après l’impact. Ce cas correspond à un saut sous une configuration : $[d = 3 \text{ cm} ; d_B = 1.6 \text{ cm}, U_s = 85 \text{ l/s}]$

capable de rester au contact du fond rugueux, elle va à priori suivre le relief créé et donc avoir une trajectoire courbe même dans une situation de roulement. De plus, la présence d’une configuration de rugosité désordonnée peut créer des trajectoires parasites entre deux billes. Ce mouvement, pouvant être confondu avec une trajectoire de saltation, ne relève pas des mesures que l’on souhaite réaliser. A l’inverse de [Auel et al., 2017], notre rugosité est beaucoup plus prononcée et nous oblige à proposer différents critères d’identification de la saltation. L’utilisation d’une valeur fixe se basant sur la taille de la rugosité éliminerait des sauts correspondant à de la saltation. Le fait que l’on soit sur un contact verre-verre limite aussi l’utilisation de la vitesse horizontale que propose [Lajeunesse et al., 2010]. Il n’y a pas de différence marquée entre les vitesses de roulement et celles de saut de saltation.

On se propose donc d’établir les critères permettant d’identifier une trajectoire de saltation, d’une trajectoire de glissement ou de roulement.

3.5.2 Méthode et choix réalisés

La figure 3.16 regroupe les différents cas où l’identification du type de déplacement peut poser problème. Sur les cas 3.16 a et 3.16 b, on représente deux billes de tailles différentes roulant sur la rugosité. Sur le cas 3.16 a, la taille de la bille en mouvement d est équivalente à celle composant le fond d_B . Du fait de la nature particulière du fond, le roulement peut être confondu avec de la saltation. On identifie donc un δH correspondant à la hauteur minimale de saut associée à un mouvement de saltation. La figure 3.17 schématise ce calcul. Si la hauteur de la trajectoire calculée est inférieure à

la valeur δH , le déplacement se fait par roulement.

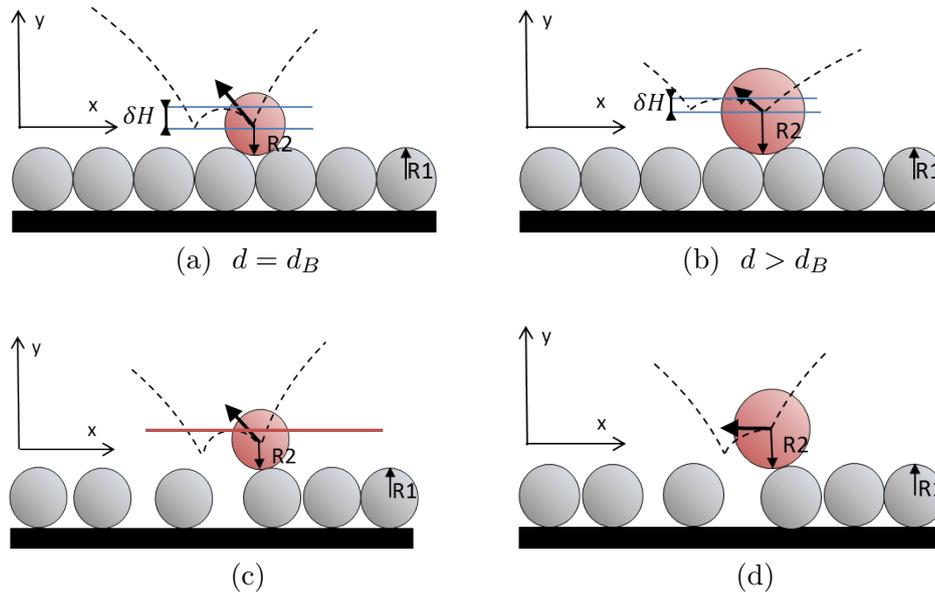


FIGURE 3.16 – Représentation des différents mouvements pouvant être associés à du roulement. Les cas (a) et (b) schématisent respectivement δH (Hauteur minimale de saut associée à la saltation) pour une bille de taille équivalente à la taille de la rugosité et une seconde de taille supérieure à la rugosité. Les cas (c) et (d) présentent l'identification d'une élévation minimale par rapport à la rugosité, liée aux vides présents dans la structure non cristalline de la rugosité.

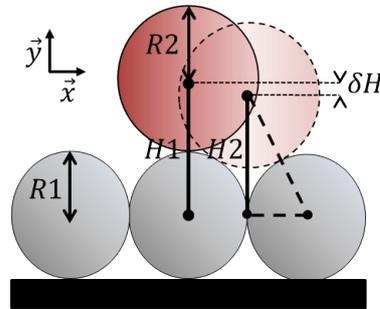


FIGURE 3.17 – Représentation de la hauteur minimale de saut. On obtient :

$$\delta H = (R_1 + R_2) - \sqrt{(R_1 + R_2)^2 - R_1^2}$$

Géométriquement on obtient les hauteurs δH propres à chacun de nos cas (tableau 3.4). On note la diminution de cette valeur lorsque la particule grossit.

Les cas présentés sur la figure 3.16 c et 3.16 d sont eux liés à la configuration non

TABLE 3.4 – Hauteur minimale δH déterminée par la géométrie (cm)

	d=1.6 cm	d=3 cm	d=5 cm
Rugosité $d_B = 1.2$ cm			
δH	0.14	0.09	0.06
Rugosité $d_B = 1.6$ cm			
δH	0.21	0.14	0.10
Rugosité $d_B = 2.6$ cm			
δH	0.45	0.32	0.23

crystalline de la rugosité. L'écart présent entre deux billes va provoquer la chute de la bille ou une trajectoire de rebond par dessus cet interstice. On peut ainsi obtenir un saut (cas (c)) qui pourrait potentiellement avoir une hauteur de saut supérieure au δH défini plus haut. Toutefois ce saut est artificiellement amplifié par la disposition de la rugosité et est donc associé dans notre cas au roulement. Cette identification se fait grâce à une position limite par rapport à la plaque en acier que doit atteindre la particule pour être validée.

Dans le cas (d), la situation est plus particulière. La bille après un contact sur la rugosité, ne repart pas mais tombe du fait de l'interstice. C'est un phénomène que l'on a constaté plusieurs fois comme on peut le voir sur la figure 3.18.

Cette trajectoire qui s'identifie comme un second saut suivant un saut plus conséquent et qui est dû à un angle d'impact ne permettant pas une restitution verticale importante est considérée comme du roulement et est donc éliminée également des trajectoires de saltation.

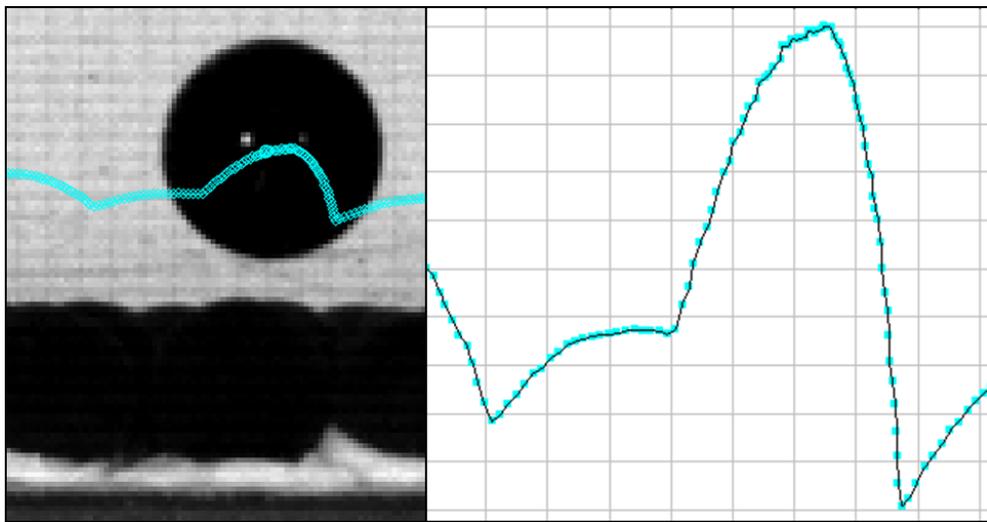


FIGURE 3.18 – Présentation d'un cas de la configuration 3.16 d. Les deux images proviennent du logiciel Tracker. La première correspond au suivi de particule sur le logiciel, la seconde au graphique obtenu correspondant à sa trajectoire.

3.5.3 Exemple d'identification

Pour conclure, un cas assez simple d'identification du roulement/glisement lors de la trajectoire d'une particule est présenté sur la figure 3.19. On distingue lors de la phase temporelle un déplacement de fond de la particule qui ne peut être associé à de la saltation. En effet, la trajectoire est soit linéaire soit d'amplitude trop basse et entre donc dans la catégorie des cas de la figure 3.16. Ces zones sont donc éliminées de nos mesures de trajectoire et regroupées dans une matrice contenant les données de mouvement non sautant. Ces données (rolling ratio ou taux de roulement) vont par la suite servir à identifier la valeur du Shields critique pour chaque cas d'étude. On obtient le tableau 3.5.

L'identification sous Matlab peut être simple. Elle repose sur l'analyse visuelle de la trajectoire. On peut, dans la majorité des cas, aisément séparer les trajectoires de particules propres à la saltation de celles associées à un mouvement de roulement ou de glissement. La seule difficulté réside dans l'élimination des points entre deux sauts qui peuvent soit venir d'une erreur d'acquisition du logiciel Tracker (la détection de la particule se retrouve gênée par le fond rugueux ou par une zone d'ombre) soit d'un déplacement en roulement qui suit. On distingue bien sur la figure 3.19 les sauts propres à la saltation et ceux plus spécifiques au roulement de par leur taille. Avec une configuration différente entraînant plus de bruit sur la mesure par exemple, moins de luminosité ou encore une détection difficile de la particule pour le logiciel Tracker, l'identification est beaucoup moins évidente. Ces différentes difficultés sont présentées dans l'annexe A.3.

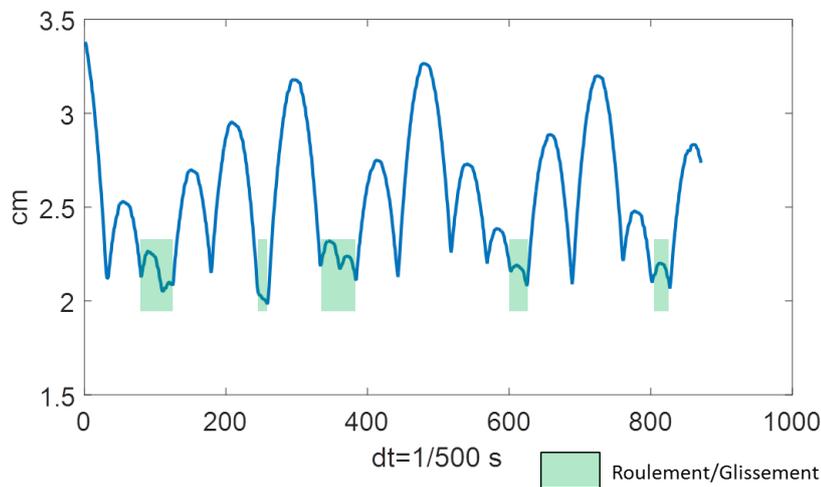


FIGURE 3.19 – Identification des zones de roulement/glisement dans un cas simple. [$d=1.6$ cm ; $d_B=2.6$ cm ; $U_s=1.07$ m/s]

3.5.4 Taux de roulement

Le tableau 3.5 regroupe les taux de roulement selon les différentes conditions expérimentales testées. Dans certains cas, les billes, faisant office de particules saltantes, n'ont

TABLE 3.5 – Taux de roulement (%).

Vitesse U_s Diamètre d (cm)	0.65 m/s			0.85 m/s			1.07 m/s		
	1.6	3	5	1.6	3	5	1.6	3	5
Rugosité $d_B = 1.2$ cm									
Ratio (%)	23.2	100	100	10.4	16	35.5	4.8	5.2	12.2
Rugosité $d_B = 1.6$ cm									
Ratio (%)	100	100	100	7.4	41.4	39.12	2.01	0	12.47
Rugosité $d_B = 2.6$ cm									
Ratio (%)	100	100	100	100	100	100	4.19	33.36	100

pas forcément traversé le champ de la caméra. On considère alors un taux de roulement équivalent à 100 %. On peut noter, dans nos expériences, que le roulement lorsqu'il a lieu et permet d'effectuer des mesures, est invariablement accompagné de saltation et qu'il domine les mouvements de roulement/glissement, ce qui suit les allégations de [Lajeunesse et al., 2010] ou [Hu and Hui, 1996b]. Le mélange quasi systématique dans les modes de transport suit l'idée d'un équilibre rompu décrit par [Le Hir, 2008]. Le taux de roulement diminue avec l'augmentation de la vitesse de surface U_s ainsi qu'avec la taille de la rugosité relative. Celle-ci correspond au rapport entre la taille de la particule du fond d_B et la taille de la particule saltante d , soit d_B/d . Le cas [$d=3$ cm ; $d_B=1.6$ cm ; $U_s=1.07$ m/s] est l'unique exception parmi nos mesures concernant cette diminution avec un taux de roulement égal à 0.

Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit le protocole de mesure que l'on a appliqué ainsi que la mise en place de l'expérimentation avec la réalisation des différentes rugosités et la résolution des problèmes de mesures. Grâce à cela, on a pu tirer des résultats de 27 cas, en modélisant trois rugosités différentes ($d_B=1.2$ cm, 1.6 cm, 2.6 cm), en utilisant trois écoulements différents ($U_s=65$ cm/s, 85 cm/s, 107 cm/s) et en utilisant trois tailles de particules différentes ($d=1.6$ cm (± 0.7 mm), 3 cm (± 5.0 μ m), 5 cm (± 5.00 μ m)).

Des données de trajectoires de saltation, on a extrait pour chaque saut, la vitesse d'impact V_i , la vitesse de restitution V_r , la longueur L et la hauteur H ainsi que les angles d'impact θ_i et de restitution θ_r . Les capacités de la caméra ainsi que le montage de notre expérience, nous ont permis d'obtenir une résolution variant de 0.067 à 0.075 cm sur les trajectoires. Les vitesses d'écoulement obtenues au vélocimètre sont précises à ± 1.5 % avec des mesures se positionnant sur la verticale à 1cm près. Enfin les trajectoires ont été obtenues avec une déviation horizontale de 9.8 %.

Chapitre 4

Résultats Expérimentaux

Ce chapitre a fait l'objet de 2 posters [Minster et al., 2016, Minster et al., 2018] et d'une présentation en conférence internationale [Minster et al., 2017]. Un article est en cours de relecture par les co-auteurs et sera soumis au journal JGR Oceans.

Introduction

Lors du chapitre précédent, on s'est intéressé au protocole expérimental de notre étude ainsi qu'à la fiabilité de nos mesures. Ce chapitre présente l'ensemble de nos résultats portant sur la partie expérimentation en chenal. Cela consiste en 27 expériences réalisées à partir de trois rugosités différentes ($d_B=1.2$ cm, 1.6 cm, 2.6 cm), trois écoulements différents ($U_s=65$ cm/s, 85 cm/s, 107 cm/s) et trois tailles de particules différentes ($d=1.6$ cm, 3 cm, 5 cm). En premier lieu, on s'intéresse aux profils d'écoulement acquis grâce à la sonde Nixon. En comparant les profils de vitesse au profil log le plus proche, le nombre de Shields associé à chaque écoulement est déterminé. On s'intéresse ensuite à la détermination du Shields critique qui nous servira dans la comparaison avec la littérature des hauteurs et longueurs caractéristiques des sauts en fonction des conditions expérimentales. L'identification de lois permettant de les relier à l'environnement va être mise en place en se basant sur les valeurs moyennes de hauteurs et longueurs de saut. On s'intéresse en particulier à la rugosité relative, un paramètre peu exploité dans la littérature et qui pourtant joue un rôle prépondérant dans la dynamique de la saltation. L'analyse du rôle de la rugosité relative sur le coefficient de restitution est lui aussi abordé. Différentes lois sont proposées, s'appuyant sur l'angle d'impact et la rugosité relative. Les variations de rugosités peuvent en effet entraîner à la fois une diminution des amplitudes de hauteur ou à l'inverse introduire la probabilité statistique de sauts extrêmes dépassant les paramètres moyens.

4.1 Analyse des profils d'écoulement

Les profils de vitesse sont déterminés au milieu du chenal selon un axe vertical grâce à une sonde de vitesse Nixon (figure 3.1.1). L'influence de la couche limite sur les bords est mesurée jusqu'à environ 4 cm des parois du chenal. En effectuant le profil au centre, on évite cet effet indésirable. On doit également tenir compte des interférences provenant des pompes ou de vortex résiduels dus à la mise en route du chenal. L'objectif est d'obtenir un profil d'écoulement établi, entre la mise en route du chenal et le début de la mesure ; pour cela, une période d'attente de 10 minutes est nécessaire. On fait ensuite varier la position verticale du vélocimètre au milieu du chenal pour obtenir un profil complet. L'acquisition déjà moyennée par l'appareil sur 10 secondes est effectuée pendant 5 minutes afin d'obtenir un écart-type réduit à 1.5 cm.s^{-1} pour les moins bonnes mesures.

On détermine la valeur de la vitesse dans le chenal à partir de l'équation 2.2.1. Soit une projection logarithmique de la forme :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$$

L'objectif est de déterminer u_* et z_0 , κ la constante de von Karman est prise égale à 0.41. Ce choix repose sur le fait que notre approche du problème est lagrangienne et à faible concentration en sédiments. On suit chaque particule désolidarisée les unes des autres. Dans la littérature, cette constante peut varier. La présence importante de sédiments dans l'écoulement peut entraîner une diminution de cette valeur [Castro-Orgaz et al., 2012]. Dans le cas d'un écoulement diphasé, avec une phase chargée en sédiments et une autre libre, le choix de définir deux valeurs de cette constante peut être réalisé [Revil-Baudard and Chauchat, 2013]. Considérant notre cas, on peut considérer une particule et donc une concentration très faible, d'où cette valeur de 0.41 pour la constante de von Karman correspondant à une concentration nulle de particule.

La détermination de la rugosité hydraulique z_0 se fait selon l'équation 2.2.2, soit $z_0 = k_s/30$ venant de [Nikuradse, 1933]. La formulation pour k_s est dans un premier cas la plus courante soit $k_s = 2.5d_{B50}$. d_{B50} ayant pour valeur 1.2, 1.6 et 2.6 cm d'après les caractéristiques de nos expérimentations et que l'on procède à une modélisation de la rugosité à partir d'un type de bille à la fois. Afin d'obtenir un ajustement optimal et compte tenu de la diversité des définitions de k_s , on propose une nouvelle loi de restitution se basant également sur la taille des particules composant le lit rugueux que l'on définit comme la rugosité ajustée.

On obtient des profils verticaux de mesures nous permettant de proposer des profils logarithmiques liés à chaque rugosité de fond. La figure 4.1 représente les deux propositions de coefficients k_s , ajustée à partir de l'équation 2.2.1 sur nos points de mesures.

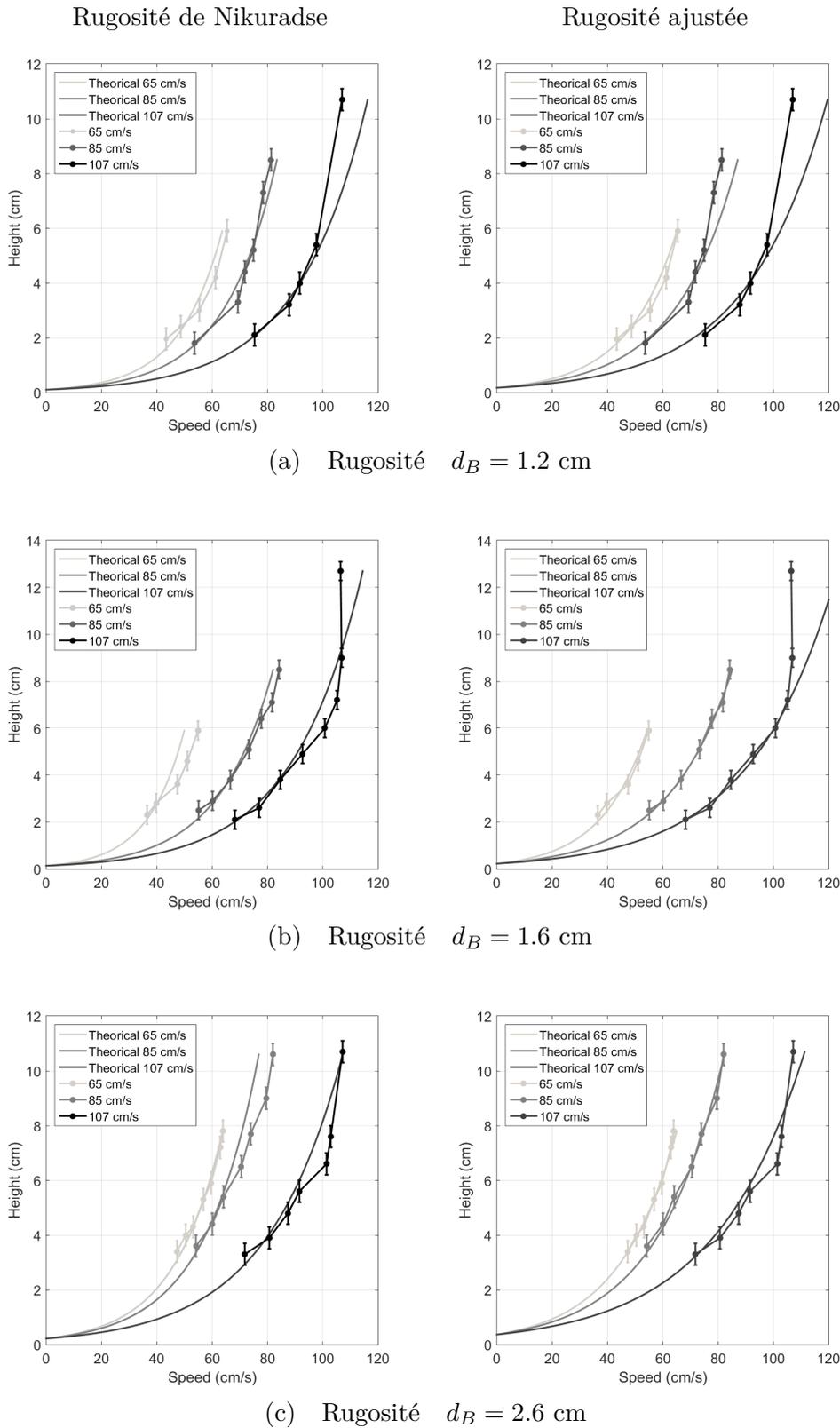


FIGURE 4.1 – Profils d'écoulement et profils logarithmiques associés utilisant la définition de la rugosité de Nikuradse (colonne de gauche) ou une définition adaptée (colonne de droite) pour une vitesse de surface $U_s = 65 \text{ cm.s}^{-1}$ (gris clair), $U_s = 85 \text{ cm.s}^{-1}$ (gris foncé), $U_s = 107 \text{ cm.s}^{-1}$ (noir), pour une rugosité de fond de 1.2 cm (a), 1.6 cm (b), 2.6 cm (c).

Sur les graphiques de gauche, les coefficients dépendent de la valeur de k_s provenant de [Nikuradse, 1933] et sur ceux de droite de la valeur ajustée à nos données de k_s . On obtient comme définition, $k_s = 2.5d_{B50}$ pour la rugosité de Nikuradse et $k_s = 4.2d_{B50}$ pour notre cas ajusté. On obtient une absence de recollement entre nos mesures et la courbe associée à la rugosité de Nikuradse, en particulier pour les cas [$d_B = 1.6$ cm ; $U_s = 65$ cm.s⁻¹] et [$d_B = 2.6$ cm ; $U_s = 85$ cm.s⁻¹]. Les profils de Nikuradse sont moins ajustés que ceux proposés par notre coefficient k_s . En ne tenant pas compte de cet écart, on impose une variation sur la détermination du u_* puis sur la valeur du Shields utilisée pour comparer et analyser les mesures. Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.1.

TABLE 4.1 – Contrainte de cisaillement de fond associée à la taille de la rugosité. Rappel : Coefficient de rugosité de Nikuradse [$k_s = 2.5d_{50}$] ; Coefficient ajusté [$k_s = 4.2d_{50}$]

Vitesse de surface U_s (cm/s)	loi de Nikuradse			Projection ajustée		
	65	85	107	65	85	107
Rugosité $d_B = 1.2$ cm						
z_0	0.1	0.1	0.1	0.17	0.17	0.17
u_*	6.4	7.7	10.2	7.5	9.1	11.8
Rugosité $d_B = 1.6$ cm						
z_0	0.13	0.13	0.13	0.22	0.22	0.22
u_*	5.4	6.3	10.1	6.8	9.6	12.5
Rugosité $d_B = 2.6$ cm						
z_0	0.22	0.22	0.22	0.36	0.36	0.36
u_*	7.3	8.1	11.1	8.7	10	13.5

On peut noter que notre choix sur l'expression de k_s entraîne une augmentation des valeurs de u_* .

4.2 Détermination du nombre de Shields

On s'intéresse maintenant à la valeur du critère de Shields associée à nos mesures.

4.2.1 Calcul du Shields à partir de la tension de fond

On a besoin pour déterminer la valeur du Shields, τ^* , définie via l'équation 2.2.3, de la contrainte de cisaillement, τ_0 , définie dans le paragraphe 2.2.1. En combinant ces deux équations, on obtient :

$$\tau^* = \frac{\rho_f u_*^2}{g(\rho_s - \rho_f)d} \quad (4.1)$$

Les résultats précédents reposant sur l'ajustement du profil de vitesse ont permis de déterminer les valeurs de u_* associées aux différentes vitesses d'écoulement sur chacune des rugosités de fond. Les valeurs de ρ_s associées aux billes ont été référencées dans le tableau 3.2. Pour la masse volumique du fluide, on prendra $\rho_f = 1 \text{ g/cm}^3$ considérant qu'il s'agit d'eau.

Les différentes valeurs de Shields obtenues correspondant aux différents cas sont regroupées dans le tableau 4.2 pour un coefficient de rugosité de Nikuradse (gauche) ou d'une rugosité adaptée (droite).

Compte tenu de l'équation 4.1, les différences que l'on a noté entre l'utilisation du coefficient de Nikuradse et celui que l'on a proposé sont amplifiées dans la valeur du Shields, du fait de la mise au carré du paramètre u_* . Cette différence amène une valeur de Shields pouvant varier jusqu'à 2.5 fois entre la valeur du coefficient obtenue par la loi de Nikuradse et notre proposition. En moyenne la valeur du Shields est multipliée par 1.5. Cette constatation nous confirme l'importance de bien définir l'écoulement et justifie de l'utilisation d'une valeur de k_s ajustée. Pour la suite de notre étude, seule la projection ajustée est conservée.

TABLE 4.2 – Valeurs de Shields obtenues pour les différentes contraintes de fond.

Vitesse de surface V_s (cm/s)	loi de Nikuradse			Projection ajustée		
	65	85	107	65	85	107
Rugosité $d_B = 1.2\text{cm}$						
d=1.6	0.016	0.024	0.041	0.022	0.033	0.055
d=3	0.009	0.013	0.022	0.012	0.018	0.030
d=5	0.005	0.008	0.013	0.007	0.011	0.018
Rugosité $d_B = 1.6\text{cm}$						
d=1.6	0.012	0.016	0.041	0.018	0.037	0.062
d=3	0.006	0.008	0.022	0.010	0.020	0.033
d=5	0.004	0.005	0.013	0.006	0.012	0.020
Rugosité $d_B = 2.6\text{cm}$						
d=1.6	0.021	0.026	0.049	0.030	0.040	0.073
d=3	0.011	0.014	0.026	0.016	0.021	0.039
d=5	0.007	0.008	0.016	0.010	0.013	0.023

4.2.2 Détermination du Shields critique

On s'intéresse maintenant au Shields critique τ_c^* associé dans notre cas au démarrage du régime de saltation. Compte tenu des remarques de la littérature, le choix de définir l'identification du régime de saltation comme méthode pour identifier le Shields critique peut prêter à confusion. Si l'on reprend les remarques de la littérature, selon [Le Hir, 2008], la saltation sera toujours présente dans un régime de transport sédimentaire en proportion variable. Cette proportion pourrait être très faible si l'on se base sur les travaux de [Van Rijn, 1984b] pour des τ^* proche de τ_c^* . Et pourtant [Hu and Hui, 1996b] présente la saltation comme le mode de transport sédimentaire principal. A travers nos résultats, on constate l'omniprésence de la saltation lorsqu'il y a transport de sédiments. On choisit donc pour définir le Shields critique la valeur interpolée d'un taux de roulement de 50%. Ainsi, on se rapproche des travaux de [Van Rijn, 1984b] tout en restant cohérent avec notre choix d'associer le Shields critique au régime de saltation.

L'interpolation est modélisée à partir de nos 27 cas expérimentaux (figure 4.2). Vu la dépendance de la loi de restitution pour la longueur de rugosité, on se propose d'établir une valeur distinctive du critère de Shields critique pour chaque rugosité. Une échelle de couleur correspondant au taux de roulement est utilisée pour la représentation de l'interpolation. Chacun des cas, qu'il y ait eu déplacement ou non, est représenté et sert à cette interpolation.

De cette manière, on obtient une identification spécifique du Shields critique différente pour chaque rugosité. Déterminer le Shields critique par des données terrain est compliqué, pourtant ce paramètre est utilisé dans la comparaison de données issues de sources différentes. [Sklar and Dietrich, 2004] puis [Auel et al., 2017] utilisent la différence à l'écart entre la valeur du Shields et celle du Shields critique pour classer leurs résultats. Soit :

$$\tau^*/\tau_c^* - 1 = (\tau^* - \tau_c)/\tau_c$$

Il apparaît donc nécessaire d'obtenir un Shields critique inférieur au Shields lorsqu'il y a déplacement, ce qui n'est pas forcément le cas si l'on se base sur les équations proposées dans la littérature.

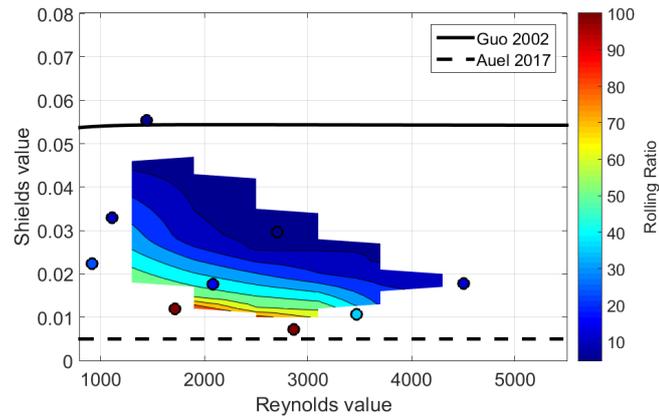
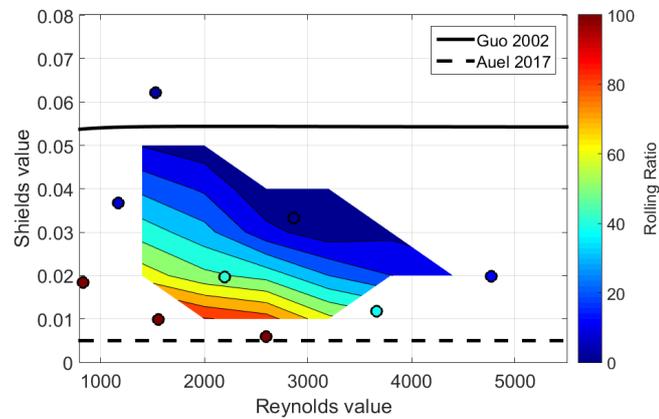
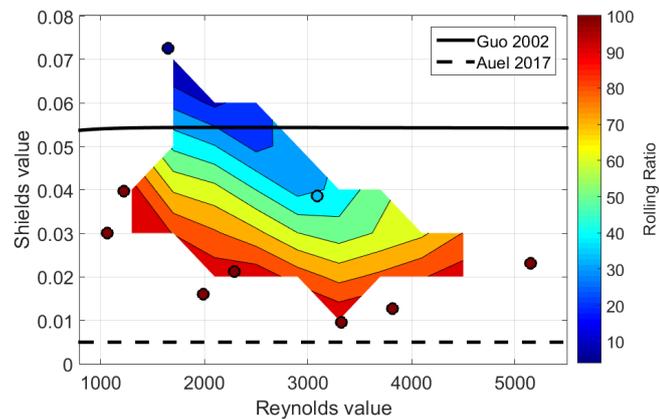
(a) $d_B = 1.2$ cm(b) $d_B = 1.6$ cm(c) $d_B = 2.6$ cm

FIGURE 4.2 – Détermination par interpolation du taux de roulement en fonction de la valeur du Shields, τ^* , et du nombre de Reynolds (selon la formule $R = u_* d / \nu$) à partir de nos cas expérimentaux (Points) et pour chaque rugosité de fond. L'équation 2.3.2 est représentée (courbe continue noire) ainsi que la valeur de 0.005 choisie par [Auel et al., 2017] comme détermination du Shields critique τ_c^* . En identifiant la valeur du Shields critique comme correspondant à un taux de roulement de 50%, on déduit de cette interpolation cette valeur pour chaque cas expérimental.

TABLE 4.3 – Valeurs du Shields critique obtenues à partir des différentes contraintes de cisaillement en s'appuyant sur la figure 4.2. La valeur est déterminée pour chaque cas, à partir de l'interpolation du taux de roulement en fonction de la valeur du Shields, τ^* , et du nombre de Reynolds particulaire. La valeur de τ_c^* associée à chacun de nos cas expérimentaux correspond à la valeur de τ^* pour un taux de roulement de 50% avec une valeur de Reynolds particulaire correspondante.

Vitesse de surface U_s (cm/s)	65	85	107
Rugosité $d_B = 1.2$ cm			
d=1.6	0.016	0.016	0.015
d=3	0.015	0.014	0.012
d=5	0.012	0.010	0.008
Rugosité $d_B = 1.6$ cm			
d=1.6	0.029	0.026	0.022
d=3	0.022	0.018	0.015
d=5	0.016	0.008	0.007
Rugosité $d_B = 2.6$ cm			
d=1.6	0.05	0.05	0.049
d=3	0.043	0.041	0.032
d=5	0.032	0.031	0.030

On obtient une valeur du Shields critique établie pour des valeurs de nombres de Reynolds particulières comprises entre 1000 et 5000. Ces valeurs de Shields critique oscillent entre 0.007 et 0.02 pour la valeur de $d_B = 1.2$ cm, entre 0.01 et 0.024 pour $d_B = 1.6$ cm et entre 0.03 et 0.05 pour $d_B = 2.6$ cm. Tous les résultats sont regroupés dans le tableau 4.3.

Sur la figure 4.2, deux courbes sont représentées. La première est associée à l'équation 2.3.2, tirée de [Guo, 2002], et la seconde courbe à la valeur constante de 0.005 choisie par [Auel et al., 2017] comme valeur de Shields critique. L'équation proposée par [Guo, 2002], repose sur la courbe établie par [Shields, 1936]. Elle correspond donc à une définition de la valeur de Shields associée à un Reynolds compris entre 10^0 et 10^3 et est prolongée au delà par une valeur quasi constante. Or, la littérature fait état pour des sédiments grossiers d'une surestimation d'un facteur 2 de cette courbe [Neill and Yalin, 1969, Gessler, 1970]. Considérant nos caractéristiques physiques d'expérimentation, nos mesures se placent dans un régime inertiel ($Re > 10^3$). De plus, en considérant les tailles allouées à d , on peut en déduire que nos particules sont grossières. Cette surestimation concerne donc nos mesures puisqu'elles s'intègrent entre les courbes de [Guo, 2002] et [Auel et al., 2017]. Le choix d'un Shields critique constant dans ce contexte est discuté notamment

par [Chatanantavet et al., 2013] qui considère comme un challenge les études menant à l'établissement d'une détermination du Shields critique via une fonction dépendant de l'état du lit de sédiment, de la pente et des conditions d'écoulement (e.g [Lamb et al., 2008]). Cette détermination est beaucoup plus réaliste et vraie qu'une constante qui ne caractérise pas suffisamment la dynamique de la saltation selon lui. En revanche, la valeur allouée par [Auel et al., 2017] est en accord avec nos mesures, puisque l'on attribue une valeur de Shields critique inférieure à celle où l'on détecte le mouvement, ce qui n'est pas le cas pour les valeurs obtenues avec [Guo, 2002] et pose donc problème pour toutes comparaisons effectuées avec la littérature. On peut donc justifier qu'en séparant les différentes rugosités et en allouant une valeur de Shields critique différente pour chaque mesure, on répond au mieux au problème de détermination de ce paramètre.

On notera l'effet du fond sur cette valeur via l'effet de couche limite, la topographie intervient sur l'importance du piégeage des particules. La décroissance des valeurs est associée à la décroissance de la taille de la rugosité comme on peut le constater sur la figure 4.3.

4.3 Résultats statistiques

Avec une moyenne de 635 sauts par cas et plusieurs différences dues aux conditions expérimentales, le résultat correspond à une distribution non stochastique.

TABLE 4.4 – Nombre de sauts enregistrés lors de l'expérimentation suivant nos cas d'étude.

Vitesse de surface U_s (cm/s)	Nombre de sauts		
	65	85	107
Rugosité $d_B = 1.2\text{cm}$			
d=1.6 cm	365	1263	596
d=3 cm	-	935	832
d=5 cm	-	704	779
Rugosité $d_B = 1.6\text{cm}$			
d=1.6 cm	-	1247	650
d=3 cm	-	936	613
d=5 cm	-	114	499
Rugosité $d_B = 2.6\text{cm}$			
d=1.6 cm	-	-	643
d=3 cm	-	-	402
d=5 cm	-	-	-

Cet aspect est contrôlé grâce à l'élaboration des histogrammes de répartition des hauteurs et des longueurs de saut (figure 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.8 et 4.9). Pour chaque configuration, on considère que le nombre de sauts enregistrés est représentatif de la distribution possible de saut.

Selon [Hu and Hui, 1996b], qui aborde la distribution stochastique des hauteurs et longueurs de saut, la hauteur et la longueur adimensionnelle suivent une répartition de loi Γ . Son étude porte sur des particules de taille variant de 0.13 cm à 0.76 cm de diamètre, de forme sphérique ou angulaire et de vitesse u^* variant de 2.4 à 9.9 cm/s, soit un nombre de Stokes beaucoup plus faible que nous. On propose donc une comparaison avec nos données en normalisant les histogrammes et en représentant à la fois la loi gamma associée et la loi log-normale (figure 4.7). On obtient une loi Gamma effectivement plus proche de la répartition de nos données que celle de log-normale que l'on avait initialement envisagée. Cette répartition statistique est en revanche à chaque fois rejetée par la loi du Khi2, on ne peut donc pas valider cette loi de répartition (la suite des figures est disponible dans l'annexe C).

Toutefois, cette détermination statistique n'ayant qu'un rôle de validation du nombre de mesure quant à la pertinence de nos résultats, la simple représentation des histogrammes et du nombre de saut permet de justifier que l'on dispose d'une répartition statistique acceptable.

Les valeurs moyennes sont regroupées dans le tableau 4.5 pour les hauteurs de saut et dans le tableau 4.6 pour les longueurs de saut. En analysant les résultats de ces tableaux, on peut noter que plus la vitesse de surface V_s est élevée, plus les hauteurs moyennes des sauts et leurs longueurs augmentent. Les plus petites particules sautent plus haut en général que les plus grosses. Par exemple, pour des sphères de diamètre $d=1.6$ cm, la hauteur de saut moyenne est 2 fois plus grande que pour celles de diamètre $d=5$ cm. En revanche, concernant la longueur de saut et le diamètre des particules, la relation est moins évidente. Concernant l'écart-type de ces mesures, pour la longueur, on obtient une valeur variant entre 20% et 50%, pour la hauteur, cet écart-type est important et dépasse pour chaque cas les 50%. Compte tenu de ces résultats, on peut s'interroger sur la pertinence d'utiliser la valeur moyenne de nos mesures, puisque l'on peut noter que l'écart-type de la hauteur moyenne dépasse la plupart du temps la moitié de cette même valeur.

La médiane avec cette répartition statistique, nous donne des valeurs de l'ordre de 10% à 20% inférieures sur la hauteur de trajectoire. Celle-ci est aussi par sa définition invariante par rapport aux perturbations apportées par les valeurs extrêmes et s'en affranchit. Cependant, on s'intéresse justement aux cas extrêmes, à la capacité de majorer les résultats afin d'anticiper les problèmes que pourraient causer les sédiments en déplacement. Il est donc plus juste et avisé de traiter la moyenne que la médiane. On peut toutefois mettre en lumière la variance de nos mesures qui reste importante, et ne nous permet pas de maximiser correctement les valeurs de saut de particule.

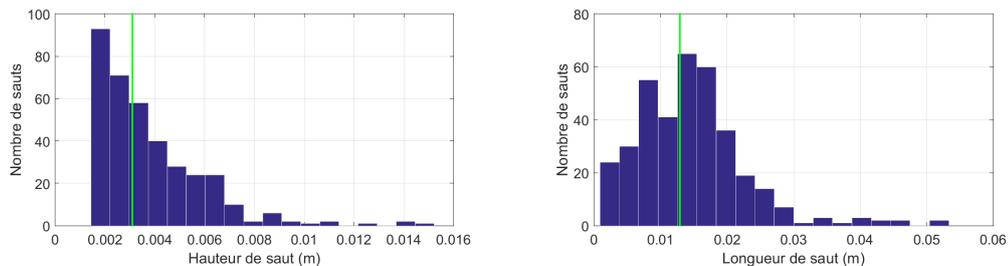


FIGURE 4.3 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 65$ cm/s pour un diamètre de bille, $d = 1.6$ cm. La droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut.

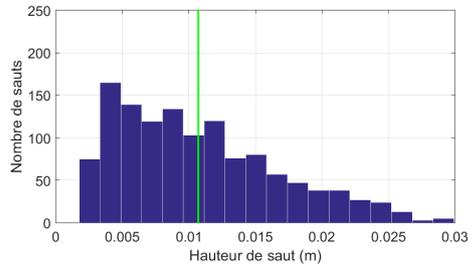
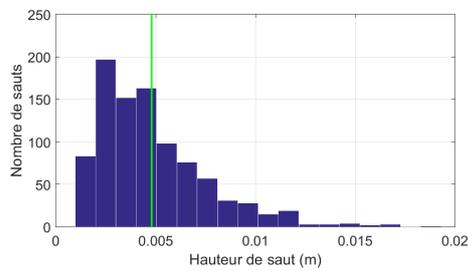
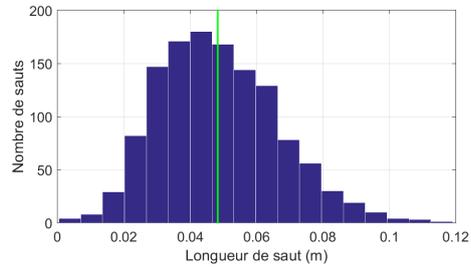
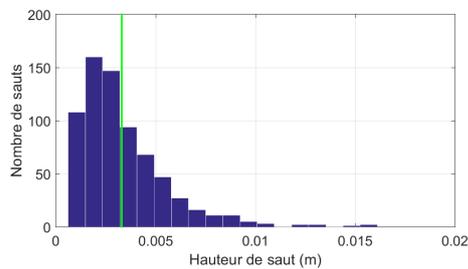
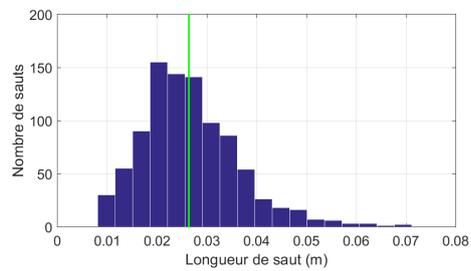
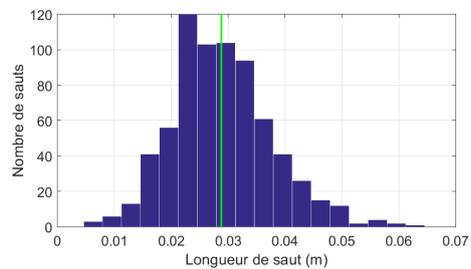
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE 4.4 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut.

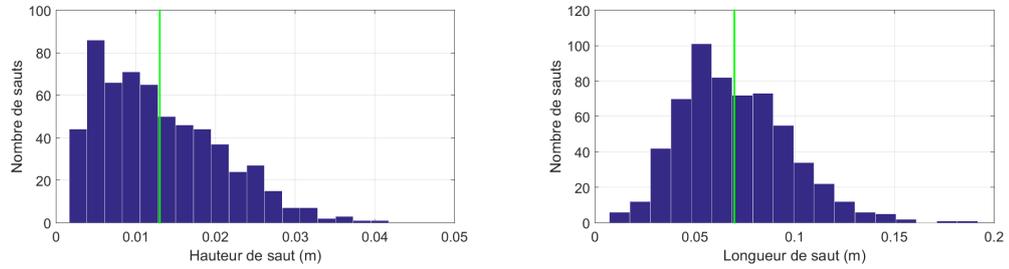
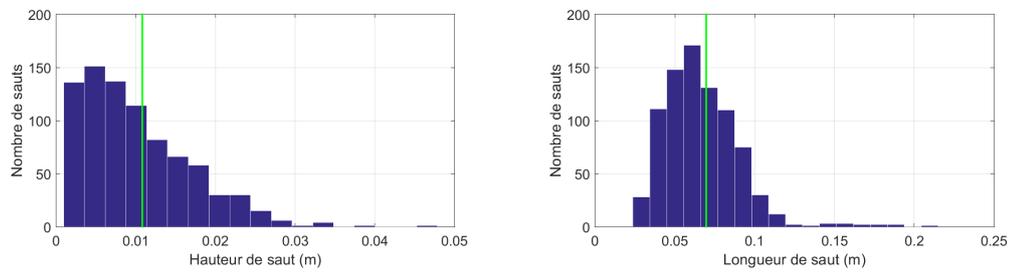
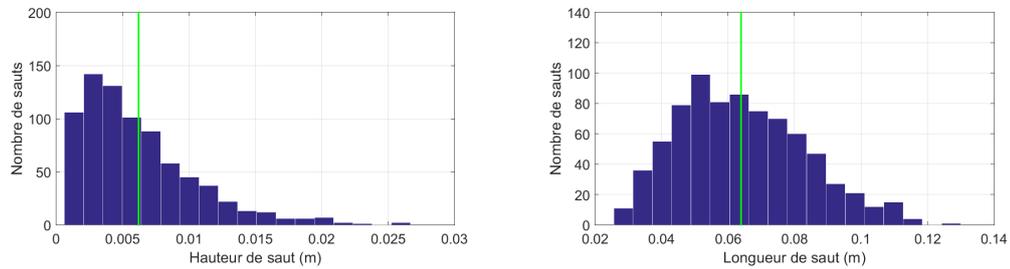
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE 4.5 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut

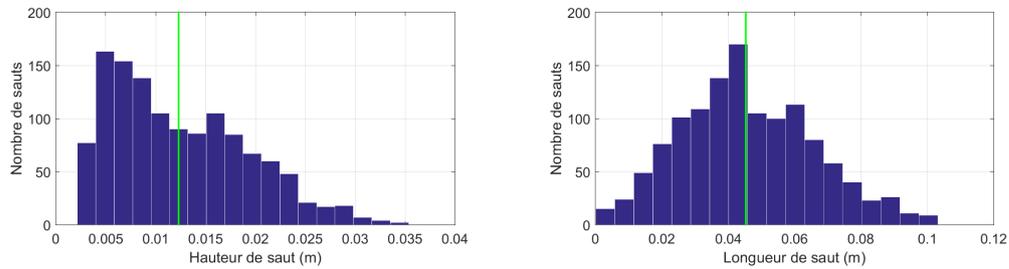
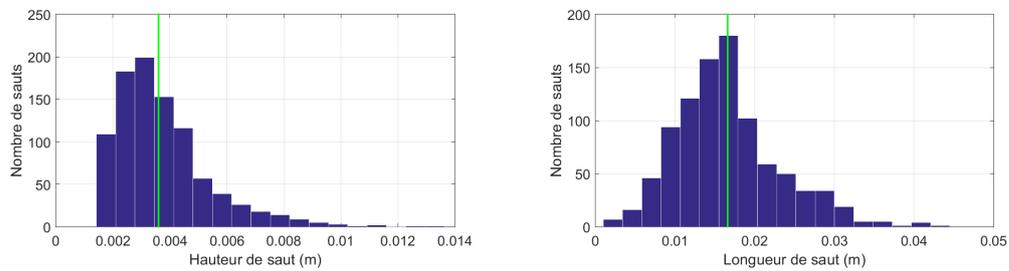
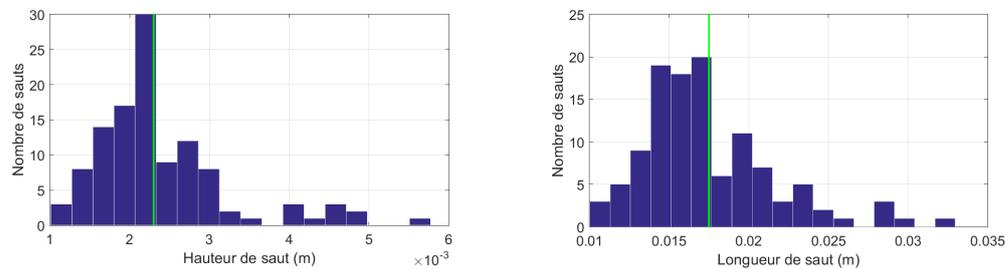
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE 4.6 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut

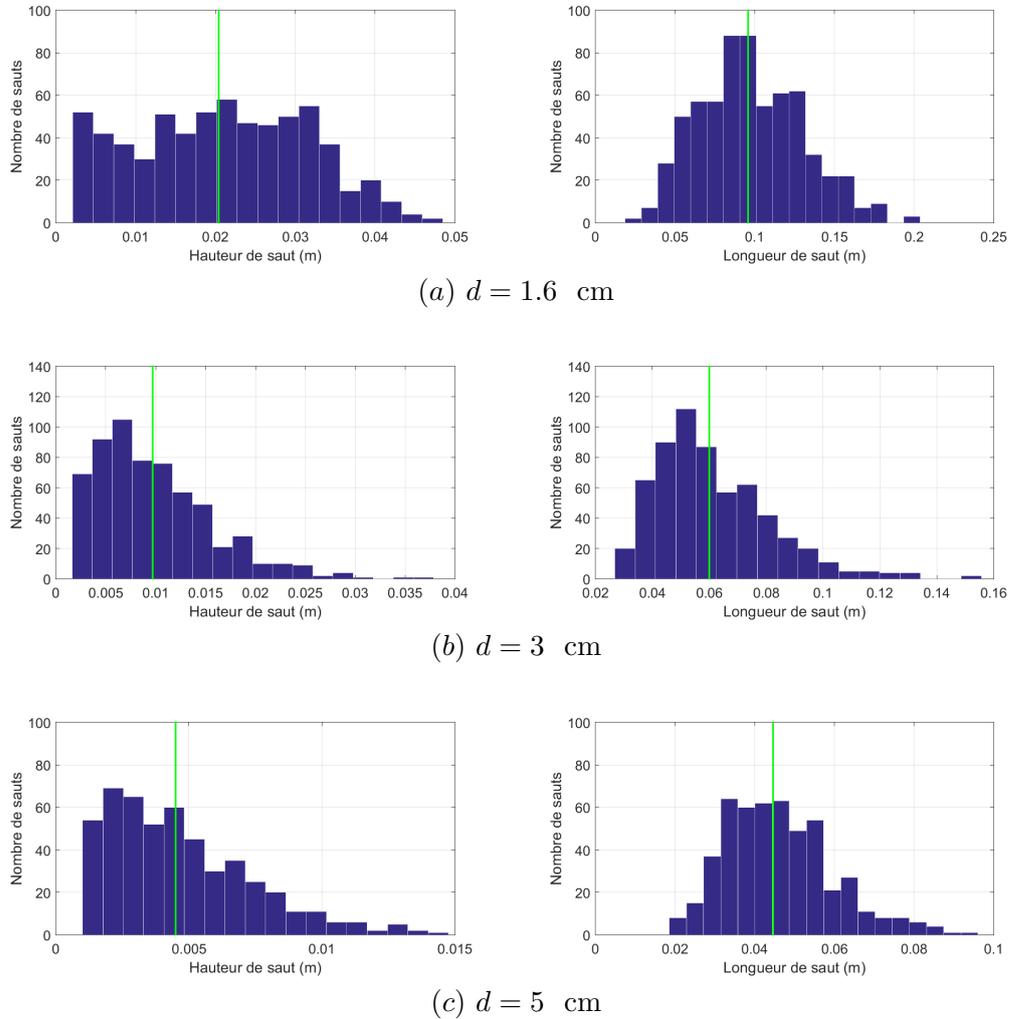


FIGURE 4.8 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut

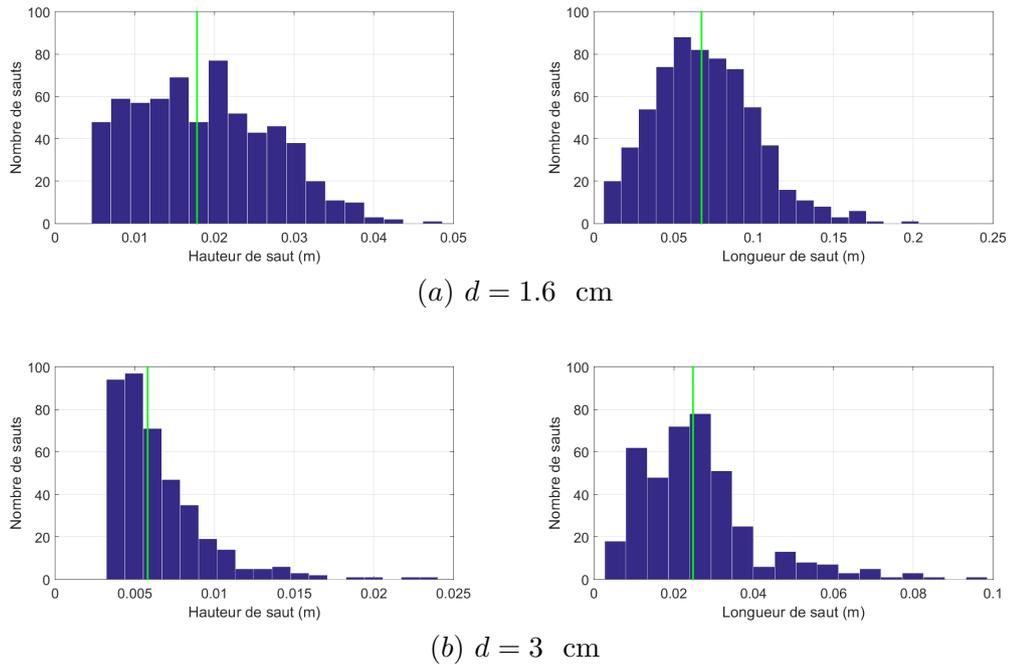


FIGURE 4.9 – Histogrammes de répartition des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 2.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm et (b) $d = 3$ cm. La courbe rouge représente un ajustement par la fonction log-normale la plus proche. Enfin la droite verte représente la valeur moyenne de hauteur ou longueur de saut

TABLE 4.6 – Résultats globaux de l'étude expérimentale. Cas des longueurs de saut.

Vitesse de surface U_s (cm/s)	Longueur Moyenne (cm)			Écart type (cm)		
	65	85	107	65	85	107
Rugosité $d_B = 1.2\text{cm}$						
d=1.6 cm	1.3	4.8	7.0	0.8	1.8	2.8
d=3 cm	-	2.6	7.0	-	1.0	3.8
d=5 cm	-	2.9	6.4	-	0.9	1.9
Rugosité $d_B = 1.6\text{cm}$						
d=1.6 cm	-	4.5	9.6	-	2.0	3.6
d=3 cm	-	1.7	6.0	-	1.1	2.1
d=5 cm	-	1.7	4.5	-	0.4	1.52
Rugosité $d_B = 2.6\text{cm}$						
d=1.6 cm	-	-	6.7	-	-	3.3
d=3 cm	-	-	2.5	-	-	1.6
d=5 cm	-	-	-	-	-	-

4.4 Hauteur et Longueur moyenne des sauts

Suite à l'étude statistique des résultats, on va s'intéresser maintenant aux hauteurs et longueurs moyennes des trajectoires de saltation.

4.4.1 Utilisation du critère de Shields

On étudie dans un premier temps l'impact du critère de Shields sur les caractéristiques de la trajectoire. On souhaite trouver une loi permettant d'établir la hauteur de saut à partir du Shields.

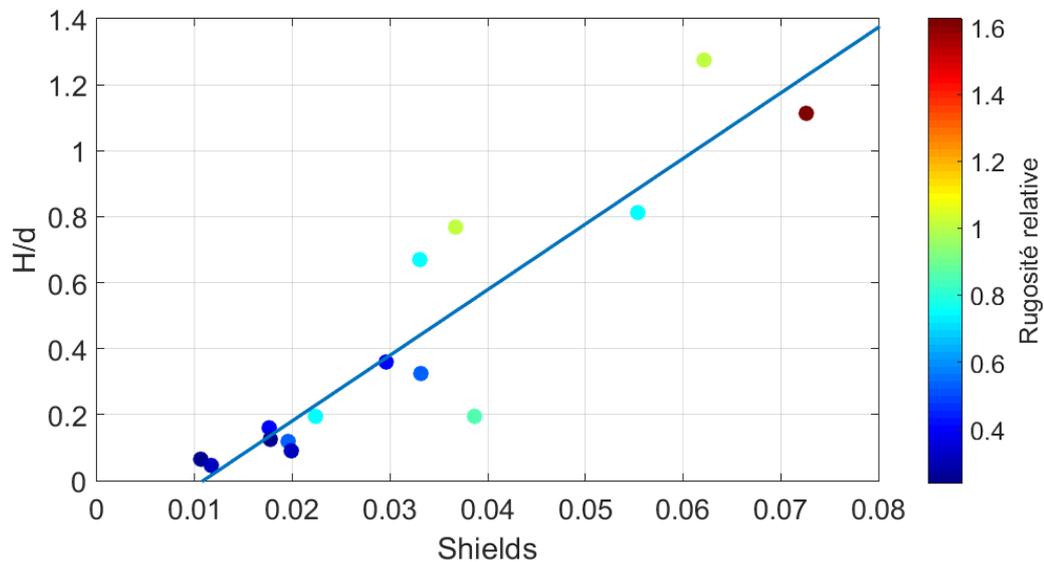


FIGURE 4.10 – Hauteur adimensionnelle de saut versus la valeur du Shields coloré par la rugosité relative.

La figure 4.10 représente H/d en fonction de la valeur du Shields associée. La hauteur adimensionnelle semble évoluer linéairement par rapport à la valeur du Shields. On remarque que plus la rugosité relative est élevée, plus le Shields est élevé. La rugosité relative correspond au rapport entre la taille des billes composant la rugosité, divisée par la taille des particules en mouvement, soit : $\text{Rugosité relative} = d_B/d$. Cette manière d'appréhender le rôle du fond permet de combiner les différents résultats en reliant toutes les configurations possibles. En effet, la rugosité contribue à augmenter la turbulence et donc le cisaillement. L'interpolation linéaire liant le Shields et la hauteur adimensionnelle de saut donne l'équation 4.2. On obtient de plus un coefficient r^2 associé acceptable.

$$H/d = 19.88 \times (\tau^* - 0.011) \quad (r^2 = 0.84) \quad (4.2)$$

La forme de ce résultat conduit à un Shields critique (pour lequel $H/d=0$) égal à 0.011. A partir de l'équation 4.2, la hauteur moyenne de saut peut être déterminée à partir du nombre de Shields.

On procède de la même manière en représentant cette fois-ci la longueur adimensionnelle. On obtient la figure 4.11 nous permettant de visualiser à nouveau une relation relativement linéaire. L'interpolation linéaire liant le Shields et la hauteur adimension-

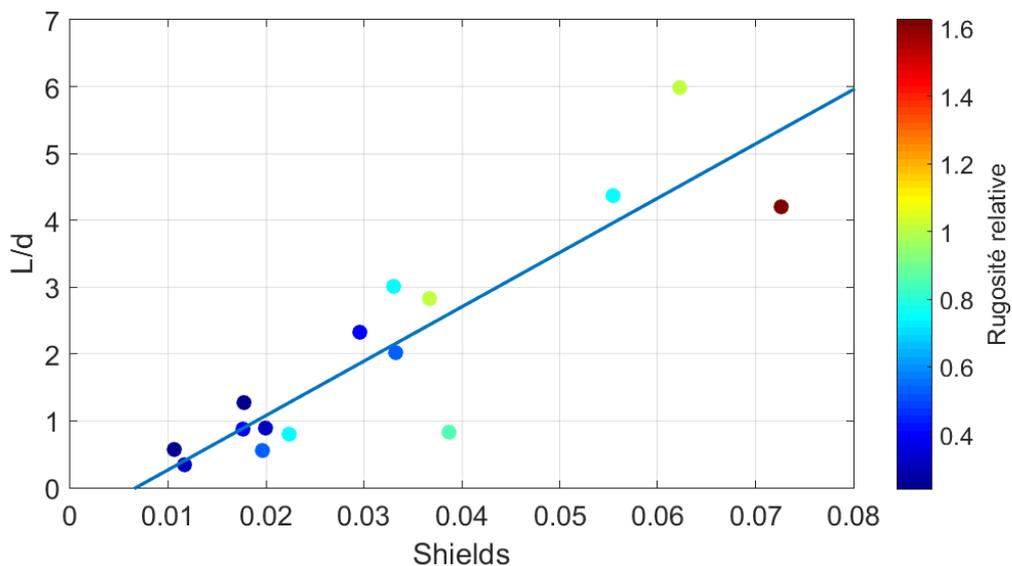


FIGURE 4.11 – Longueur adimensionnelle de saut versus la valeur du Shields coloré par la rugosité relative.

nelle de saut se traduit via l'équation 4.3 :

$$L/d = 81.27 \times (\tau^* - 0.0067) \quad (r^2 = 0.79) \quad (4.3)$$

En prenant la valeur à l'origine $L/d=0$ pour identifier le Shields critique, on arrive cette fois-ci à 0.0067. Dans la pratique, on choisirait donc comme valeur critique 0.011 puisqu'on ne peut obtenir une longueur de saut sans une hauteur associée. Cet écart conséquent témoigne d'une limite à cette loi.

4.4.2 Comparaison et influence du critère de Shields

[Sklar and Dietrich, 2004] et [Auel et al., 2017] proposent une analyse et une détermination de la longueur et de la hauteur de saut en se basant sur différents résultats de la littérature qu'ils joignent à leurs propres expériences. Il s'agit pour [Sklar and Dietrich, 2004] des expériences venant de [Abbott and Francis, 1977, Fernandez Luque and Van Beek, 1976, Francis, 1973, Hu and Hui, 1996a, Lee and Hsu, 1994, Niño and García, 1994, Sekine and Kikkawa, 1992, Wiberg and Smith, 1985]. Ces différentes expérimentations concernent des particules de petites tailles n'excédant pas 9.8 mm de diamètre, excepté pour [Niño and García, 1994] dont les expériences regroupent des valeurs de 15 à 31 mm. Les particules sont prises fixes ou mobiles et sont naturelles ou en verre.

[Auel et al., 2017] effectue ses expériences en procédant au suivi de simples particules en régime d'écoulement super critique. Les mesures sont réalisées en chenal hydraulique plat avec une très faible rugosité relative. Les particules en mouvement vont de 5.3 à 18.5 mm. La rugosité est assimilée à une couche de mortier d'épaisseur 0.20 mm. La pente est de 0.01 à 0.05.

L'établissement de leur loi sur les hauteurs et longueurs de saut repose sur les données de [Lajeunesse et al., 2010, Chatanantavet, 2007, Chatanantavet et al., 2013, Niño and García, 1998, Ancey et al., 2002, Ramesh et al., 2011, Ishibashi, 1983]. Cette étude regroupe plus de cas de lits de particules mobiles ainsi que des fonds plats par rapport aux données de [Sklar and Dietrich, 2004]. Enfin, on se retrouve avec des écoulements plus variés incluant des régimes sub et super critique (Nombre de Froude inférieur à 1 ou supérieur à 1).

Les longueurs et hauteurs adimensionnelles sont représentées en fonction du paramètre $\tau^*/\tau_c^* - 1$, abordé lors de la détermination du Shields critique.

Pour [Sklar and Dietrich, 2004], les équations proposées sont pour la hauteur et la longueur respectivement :

$$H/d = 1.44(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.5} \quad (4.4)$$

$$L/d = 8.0(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.88} \quad (4.5)$$

Pour [Auel et al., 2017] on obtient :

$$H/d = 0.7(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.3} \quad (4.6)$$

$$L/d = 2.3(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.8} \quad (4.7)$$

En représentant ces courbes avec nos données, on obtient les figures 4.12 *a* et *b*. Les deux figures *a* représentent nos données en fonction des valeurs de Shields critique établies selon nos conditions expérimentales. Nos résultats sont sensiblement plus proches de l'équation proposée par [Auel et al., 2017] que celle proposée par [Sklar and Dietrich, 2004]. Si l'on procède à une identification du coefficient r^2 appliquée pour nos points avec les équations de courbes proposées par [Auel et al., 2017], on obtient : $r^2 = 0.63$ pour la hauteur adimensionnelle et $r^2 = 0.73$ pour la longueur adimensionnelle.

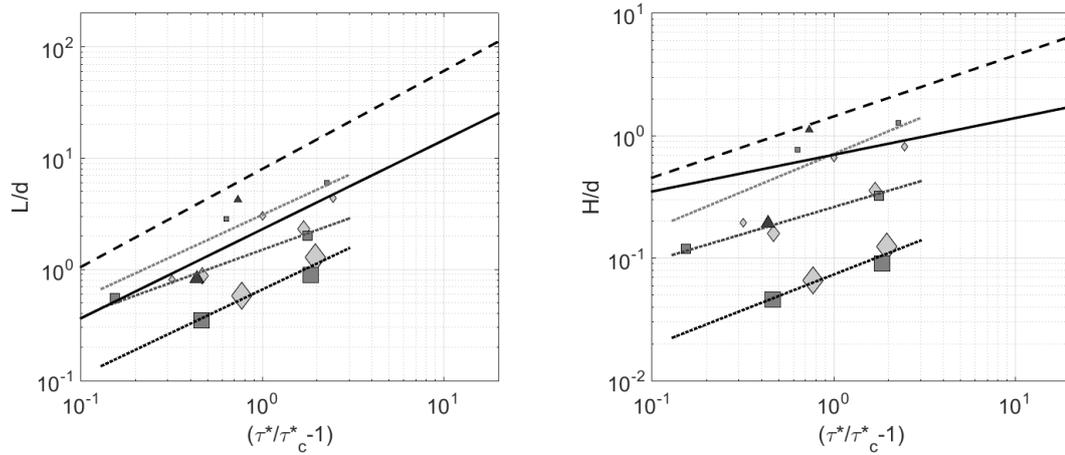
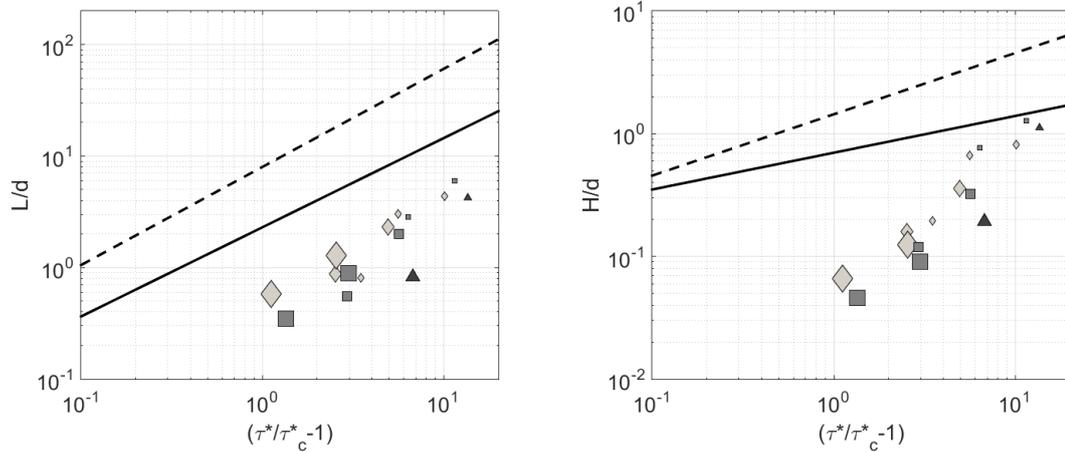
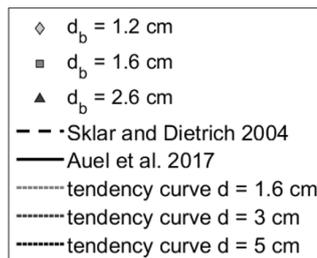
(a) τ_c^* dépend des conditions expérimentales Fig. 4.2(b) $\tau_c^* = 0.005$ 

FIGURE 4.12 – Longueurs (figures de droite) et hauteurs (figures de gauche) moyennes adimensionnelles des sauts par rapport aux équations tirées de [Sklar and Dietrich, 2001] et [Auel et al., 2017] selon le coefficient $\tau^*/\tau_c^* - 1$. Pour les figures *a*, la valeur du τ_c^* provient des résultats de la figure 4.2. Pour les figures *b*, τ_c^* est pris constant égal à 0.005.

Un aspect que l'on peut noter sur les deux figures 4.12a, c'est l'influence de la taille des particules. Celles-ci sont représentées par la taille des médaillons et nous montrent trois tendances différentes suivant approximativement le coefficient directeur des courbes de [Sklar and Dietrich, 2004] et [Auel et al., 2017]. On en a donc extrait trois équations permettant de donner un aperçu de cette tendance. Les trois premières concernent la hauteur adimensionnelle :

$$d = 1.6cm \quad H/d = 0.71(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.61} \quad (r^2 = 0.52) \quad (4.8)$$

$$d = 3cm \quad H/d = 0.26(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.44} \quad (r^2 = 0.95) \quad (4.9)$$

$$d = 5cm \quad H/d = 0.07(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.58} \quad (r^2 = 0.92) \quad (4.10)$$

et les trois suivantes la longueur adimensionnelle :

$$d = 1.6cm \quad L/d = 3.10(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.75} \quad (r^2 = 0.71) \quad (4.11)$$

$$d = 3cm \quad L/d = 1.50(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.59} \quad (r^2 = 0.97) \quad (4.12)$$

$$d = 5cm \quad L/d = 0.66(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.77} \quad (r^2 = 0.94) \quad (4.13)$$

On obtient des pentes relativement semblables entre les différentes tailles de particules, ce qui nous amène à supposer une influence forte de la taille des particules sur la trajectoire. Pourtant, elle ne semblait pas jouer un rôle prépondérant lors de nos mesures et lois précédentes. On dispose en revanche de trop peu de points pour justifier ce phénomène, qui reste moins marqué pour les petites sphères même si celui-ci est bien présent d'après nos graphiques.

Lorsque [Naqshband et al., 2017] déclare que la distance moyenne parcourue par la particule est majoritairement contrôlée par la taille de la particule, cela semble en adéquation avec ce résultat. Si le coefficient directeur des droites semble correspondre, et si l'on s'intéresse à la répartition des données, on se rend vite compte d'un important décalage entre nos mesures et celles provenant des sources de [Sklar and Dietrich, 2004] et de [Auel et al., 2017]. La gamme du paramètre $\tau^*/\tau_c^* - 1$ des résultats présentés dans la littérature est de 10^0 à 10^2 . Nos résultats sont dans la gamme 10^{-1} et 10^0 . Ce décalage pourrait venir de notre détermination du Shields critique. En effet, la pertinence d'effectuer des comparaisons en se basant sur le Shields critique peut être remise en question. Les valeurs de celui-ci sont établies de manière différente suivant les articles présents dans la littérature.

Différentes méthodes d'identification existent. On peut citer l'utilisation d'une valeur constante théorique ajustée grâce à une mesure de l'angle de friction [Chatanantavet et al., 2013], l'augmentation de la vitesse d'écoulement via la pente du chenal globale suivi d'une détection du début du mouvement [Fenton and Abbott, 1977] ou une augmentation de cette pente par des sections fixes sur un chenal en extérieur [Inoue et al.,

2014]. D'autres études se basent sur la méthode de [Novak and Nalluri, 1975] [Ramesh et al., 2011, Beer and Turowski, 2015], ou encore sur les équations théoriques des forces de frottements et de portance s'exerçant sur la particule [Hodge et al., 2011]. Compte tenu de cette diversité de méthodes, [Auel et al., 2017] et [Sklar and Dietrich, 2004] regroupent des valeurs de longueurs et de hauteurs de saut adimensionnelles et en proposent des lois. Malgré ces déterminations différentes, pour l'ensemble des valeurs regroupées dans les études respectives de [Sklar and Dietrich, 2004] et [Auel et al., 2017], les valeurs du paramètre $\tau^*/\tau_c^* - 1$ sont de l'ordre de grandeur de 10^1 . Notre détermination du Shields critique est spécifique à chacun des cas expérimentaux que l'on a réalisés. Celui-ci est déterminé à partir d'une courbe d'estimation du Shields en fonction du Reynolds particulaire et dépend donc à la fois de la rugosité de fond, qui fixe le domaine d'estimation, de la vitesse d'écoulement et de la taille de la particule. Finalement, en choisissant d'utiliser la même valeur constante que [Auel et al., 2017] ($\tau^*=0.005$), nos résultats sont différents (figure 4.12 b). Dans ce cas, nos résultats sont compris dans la gamme 10^0 - 10^1 plus cohérente avec les résultats issus de la littérature. Les figures 4.12 b, elles, représentent ce choix d'un coefficient fixe ; On constate également que la dépendance en d disparaît.

La pertinence d'utiliser un τ_c^* constant a déjà été questionnée par [Chatanantavet et al., 2013] qui a montré la dépendance de τ_c^* aux conditions expérimentales et a proposé une alternative se basant sur le nombre de Froude. Elle est aussi remise en question par [Buffington and Montgomery, 1997] qui conclut sur l'absence de valeur définitive de τ_c^* associée à une rugosité et aux caractéristiques d'un écoulement mais plutôt à l'existence d'un intervalle de valeurs, qui diffère suivant la méthodologie d'acquisition. Ma détermination du Shields critique qui s'est faite expérimentalement repose sur la rugosité et la vitesse d'écoulement. Mes différents cas de figure nous montrent une dépendance marquée à ces paramètres. Il semble donc plus pertinent de ne pas introduire τ_c^* dans la comparaison des mesures afin d'éviter des erreurs et des incertitudes sur les interprétations.

4.4.3 Rôle de la rugosité relative

On souhaite identifier de manière plus précise le rôle de la rugosité relative sur les caractéristiques de la trajectoire de particule. On représente donc, dans les figures 4.13 et 4.14, la longueur et la hauteur moyenne en fonction de d_B/d . Les trois vitesses de surface utilisées lors de nos expériences sont différenciées chacune par une forme différente.

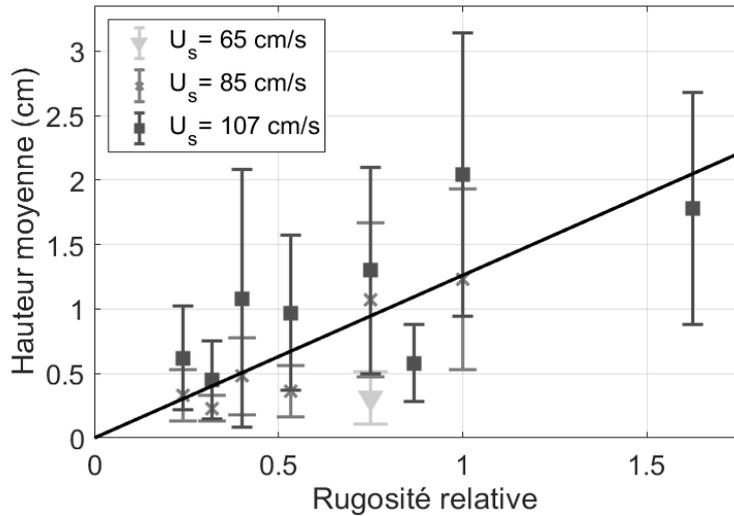


FIGURE 4.13 – Hauteur moyenne des sauts de particules en fonction de la rugosité relative.

On peut constater, dans un premier temps, que la hauteur moyenne semble dépendante de la rugosité relative et que l'on peut en sortir une droite de tendance associée mais avec un coefficient de corrélation faible :

$$H = 1.26 \times d_B/d \quad (r^2 = 0.51) \quad (4.14)$$

On constate également sur la figure que plus la vitesse de surface est élevée, plus la hauteur pour une même rugosité relative est importante. Pour la longueur moyenne, la dispersion est trop grande et une relation linéaire ne permet pas de rendre compte de l'ensemble des résultats. On peut noter comme pour la hauteur, une relation entre la longueur moyenne de saut et U_s . Les courbes de tendances obtenues pour chaque vitesse de surface donnent deux droites ascendantes dont la pente est supérieure pour $U_s = 85$ cm.s^{-1} que pour $U_s = 107$ cm.s^{-1} .

$$L = 3.52 \times d_B/d + 1.14 \quad (r^2 = 0.56) \quad \text{pour} \quad U_s = 85 \text{ cm.s}^{-1} \quad (4.15)$$

$$L = 0.89 \times d_B/d + 5.56 \quad (r^2 = 0.04) \quad \text{pour} \quad U_s = 107 \text{ cm.s}^{-1} \quad (4.16)$$

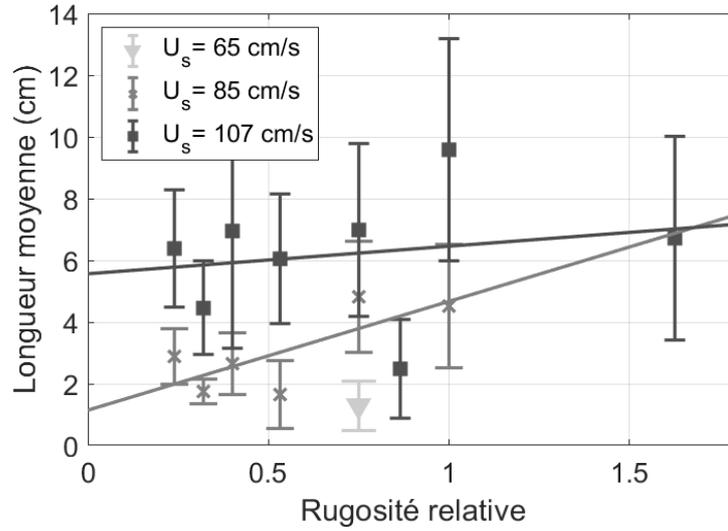


FIGURE 4.14 – Longueur moyenne des sauts de particules en fonction de la rugosité relative.

Ces relations ont des coefficients de corrélation trop faibles et ne rendent pas compte de l'ensemble du processus. On peut quand même noter l'influence de la rugosité relative dans ces représentations, avec un rôle important sur la longueur moyenne des sauts de saltation.

On propose dans la figure 4.15 de représenter la longueur moyenne adimensionnelle L/d versus la hauteur moyenne adimensionnelle H/d des sauts. Ce rapport est présenté en lien avec la rugosité relative grâce à une échelle de couleur. Quatre interpolations linéaires sont proposées pour quatre rugosités relatives différentes (0.3, 0.5, 0.8 et 1.2) présentes dans nos données.

On peut noter de cette figure, que lorsque la rugosité relative croît, le ratio L/H décroît. L'interpolation linéaire correspondant aux quatre rugosités relatives est donnée par les équations 4.17, 4.18, 4.19 et 4.20.

$$L/d = 9.79 \times H/d \quad (d_b/d \approx 0.30) \quad (r^2 = 0.96) \quad (4.17)$$

$$L/d = 6.18 \times H/d \quad (d_b/d \approx 0.50) \quad (r^2 = 0.97) \quad (4.18)$$

$$L/d = 5.00 \times H/d \quad (d_b/d \approx 0.80) \quad (r^2 = 0.97) \quad (4.19)$$

$$L/d = 4.20 \times H/d \quad (d_b/d \approx 1.20) \quad (r^2 = 0.95) \quad (4.20)$$

Le rapport L/H moyen est présenté figure 4.16 en fonction de la rugosité relative.

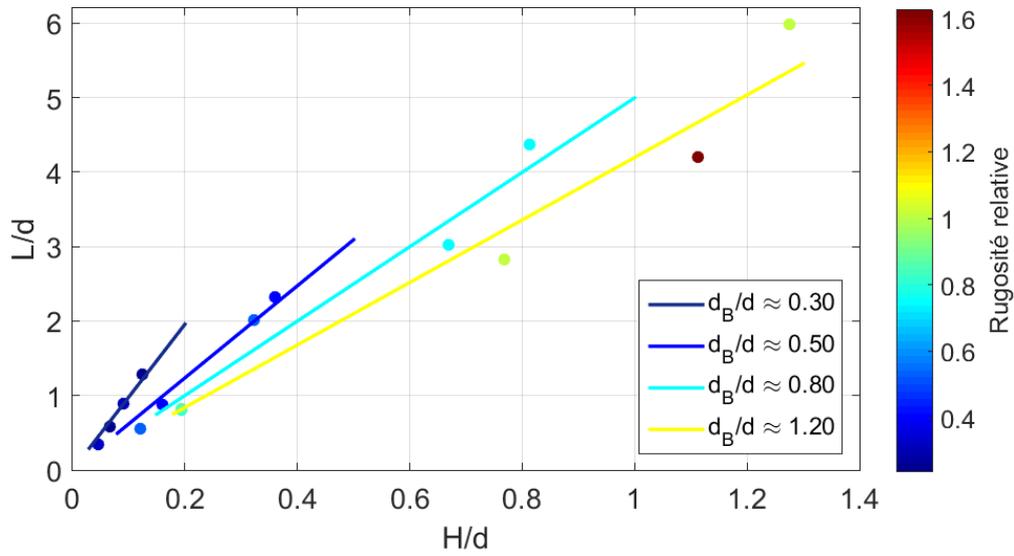


FIGURE 4.15 – Identification de l'impact de la rugosité relative sur le ratio L/d versus H/d .

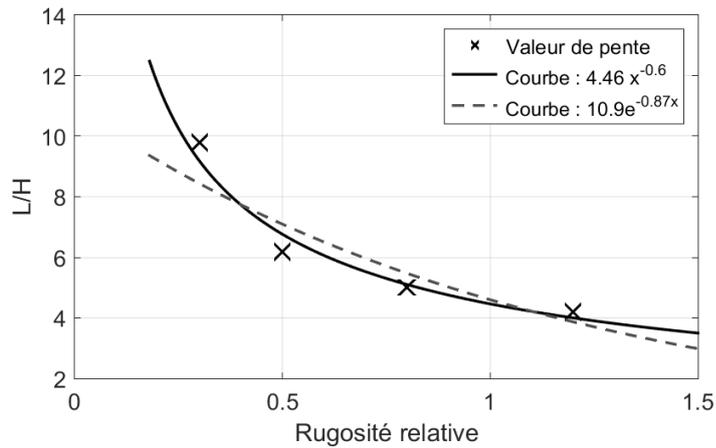


FIGURE 4.16 – Rapport d'aspect moyen des trajectoires de saut L/H en fonction de la rugosité relative.

Cette figure permet de mettre en évidence la relation liant la rugosité relative au rapport d'aspect moyen des trajectoires de saut L/H . Du fait du peu de points dont nous disposons (4), deux relations sont proposées : une loi de puissance et une exponentielle. La loi de puissance en $(d_B/d)^{-0.6}$ semble la plus adaptée. Cette relation conduirait à un rapport d'aspect proche de 0 pour une rugosité relative extrêmement forte, ce qui correspond à une trajectoire uniquement verticale. Raisonner ainsi nous amène à une

transition d'un mouvement horizontal à vertical.

4.5 Rôle et détermination du coefficient de restitution

On s'intéresse dans cette partie au coefficient de restitution ($e = V_r/V_i$). Celui-ci est intrinsèquement lié au type de fond que l'on modélise ainsi qu'à la particule en mouvement. On étudiera donc ce coefficient en fonction de la rugosité relative.

4.5.1 Coefficient de restitution simple associé à la rugosité relative

La représentation du coefficient de restitution en fonction des différentes rugosités relatives modélisées permet d'appréhender le lien entre la taille des particules en mouvement et celles composant le fond. La figure 4.17 représente la vitesse de rebond en fonction de la vitesse d'impact pour chaque saut enregistré lors des expérimentations. Les valeurs sont colorées selon la rugosité relatives associées, le bleu foncé pour $d_B/d = 0.30$, le bleu clair pour $d_B/d = 0.50$, le cyan pour $d_B/d = 0.80$ et le jaune pour $d_B/d = 1.20$.

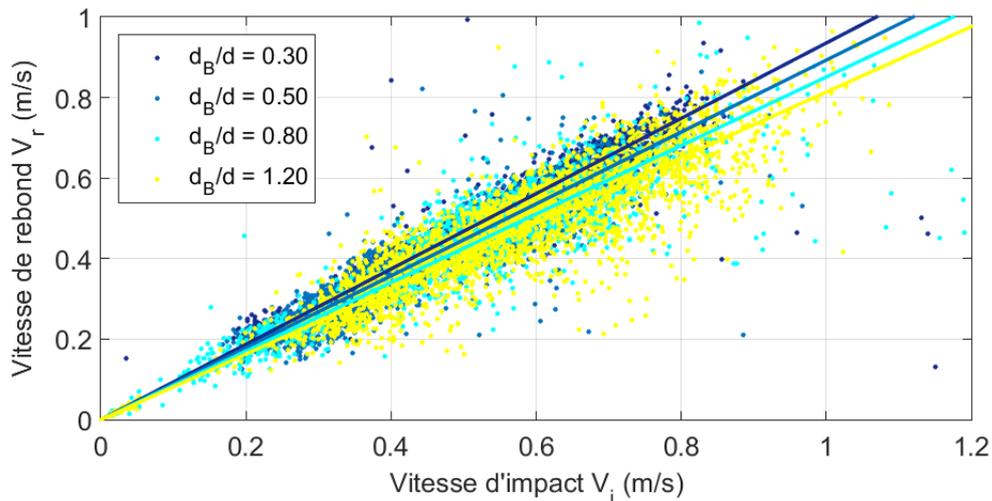


FIGURE 4.17 – Représentation de la vitesse d'impact en fonction de la vitesse de rebond pour différentes rugosités relatives : $d_B/d = 0.30$ (bleu foncé), $d_B/d = 0.50$ (bleu clair), $d_B/d = 0.80$ (cyan), $d_B/d = 1.20$ (jaune). La pente obtenue correspond au coefficient de restitution (V_r/V_i) correspondant au transfert d'énergie.

Quatre coefficients de restitution, associés chacun à une rugosité relative sont obtenus à partir de régressions linéaires. Les résultats en terme de pente et de r^2 sont rassemblés dans le tableau 4.7. Le coefficient de restitution e correspond à la pente de cette interpolation. On remarque ainsi que plus la rugosité relative est importante plus le coefficient de restitution est faible.

TABLE 4.7 – Coefficient de restitution e établi à partir de la rugosité relative d_B/d .

d_B/d	0.30	0.50	0.80	1.20
e	0.93	0.89	0.85	0.81
r^2	0.62	0.78	0.83	0.64

D'après les résultats expérimentaux [Beladjine et al., 2007] et les résultats numériques [Oger et al., 2005, Crassous et al., 2007] issus de la littérature, le rebond de la particule sur le fond suit une loi de restitution après impact dépendant de l'angle d'impact θ . Dans un premier temps, on se propose d'identifier la valeur moyenne de θ et sa répartition statistique pour les différentes rugosités relatives (figure 4.15), puis d'analyser son influence sur le coefficient de restitution global et vertical.

4.5.2 Répartition Statistique Angulaire

Comme présentées précédemment, les rugosités relatives sont séparées en quatre groupements de valeurs, $d_B/d \approx 0.30$, $d_B/d \approx 0.50$, $d_B/d \approx 0.80$ et $d_B/d \approx 1.20$. On réalise un histogramme des valeurs d'angle d'impact selon la valeur de rugosité relative (figure 4.18). Les valeurs d'angles sont arrondies au degré près. Le tableau 4.8 regroupe les différentes valeurs de θ extraites des histogrammes.

TABLE 4.8 – Répartition des angles selon la rugosité relative.

	$d_B/d \approx 0.30$	$d_B/d \approx 0.50$	$d_B/d \approx 0.80$	$d_B/d \approx 1.20$
θ_{mode}	19°	27°	34°	36°
θ_{moyen}	19.5°	28.3°	32.04°	32.6°
$\theta_{médian}$	19°	28°	32.3°	33.5°

On peut noter selon ces résultats une forte dépendance de l'angle d'impact à la rugosité relative avec une croissance de la valeur médiane, du mode et de la moyenne associée à la croissance de la rugosité relative. Le mode est représenté sur la figure 4.18.

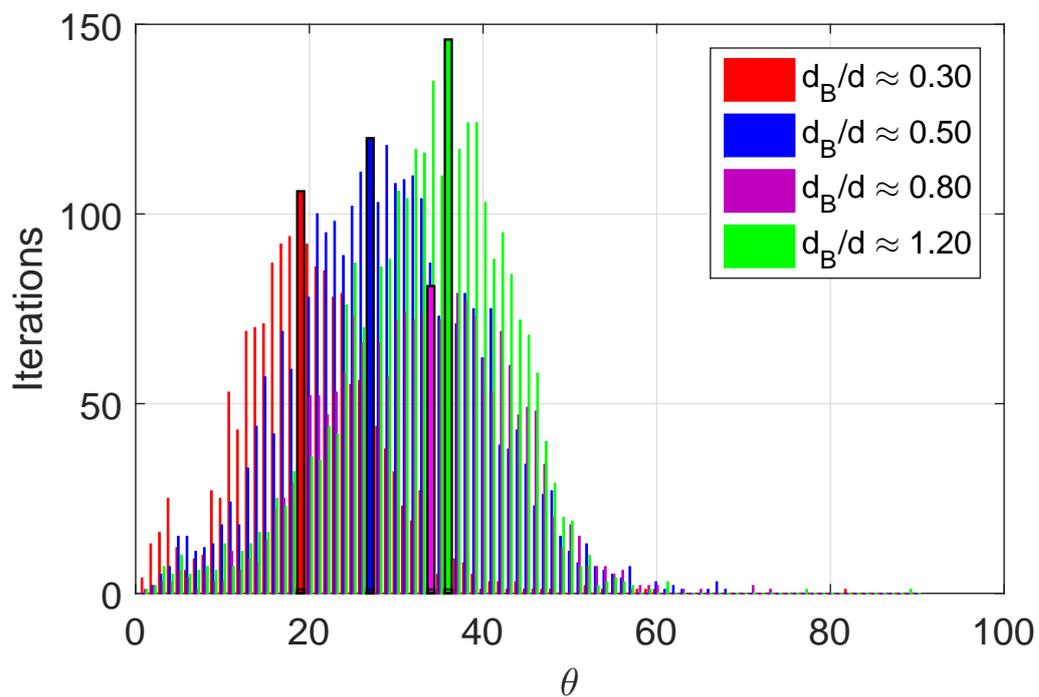


FIGURE 4.18 – Histogramme des différents angles d’impact. La valeur du mode est représentée pour chaque rugosité relative par une barre accentuée.

4.5.3 Influence de l'angle sur le coefficient de restitution

Le coefficient de restitution est tracé en fonction de l'angle d'impact (figure 4.19). Le coefficient de restitution e décroît lorsque l'angle θ croît ce qui est en accord avec

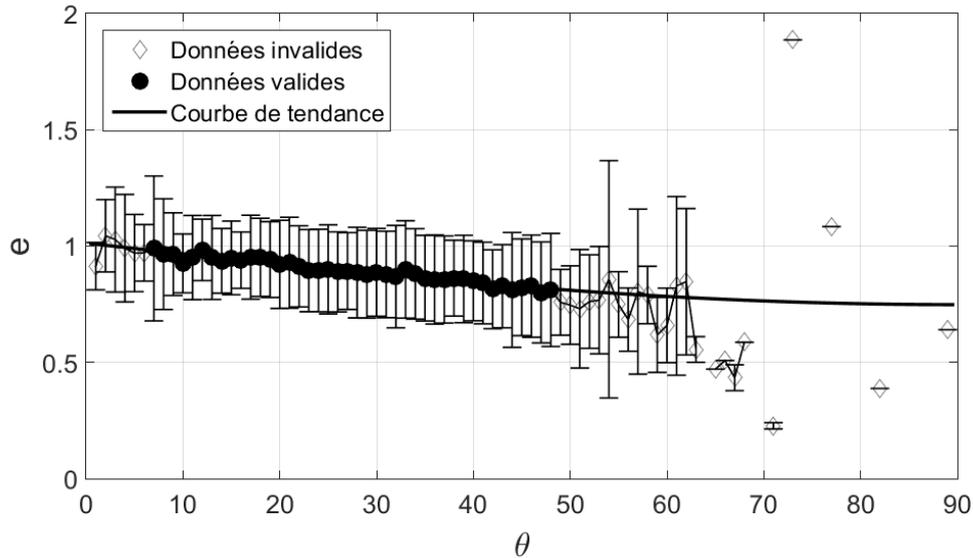


FIGURE 4.19 – Représentation du coefficient de restitution associé à l'angle d'impact θ . L'équation de la courbe est : $e = -0.26\sin(\theta) + 1.01$

[Beladjine et al., 2007] et l'équation qu'il propose en $e = -A_\theta \sin(\theta) + B_\theta$ avec $A_\theta = 0.26$ et $B_\theta = 1.01$ les coefficients déterminés sur la courbe de la figure 4.19. En combinant les valeurs du tableau 4.8 et de la figure 4.19, l'augmentation de la rugosité relative entraîne une augmentation de l'angle d'impact qui lui même entraîne une décroissance du coefficient de restitution globale. Pourtant les hauteurs de saut de particule sont a priori plus élevées pour une rugosité relative plus forte. La raison d'une trajectoire plus verticale et plus grande provient donc d'un autre facteur.

4.5.4 Identification du coefficient de restitution verticale

On s'intéresse maintenant à la restitution verticale de l'énergie lors du choc. En projetant selon l'axe vertical les vitesses, on obtient le coefficient $e_y = V_{ry}/V_{iy}$. On propose une représentation de ce coefficient en fonction de l'angle θ comme le propose [Beladjine et al., 2007] et [Werner, 1988]. Les données sont à nouveau réparties en fonction de nos quatre valeurs de rugosité relatives précédemment choisies (figure 4.20).

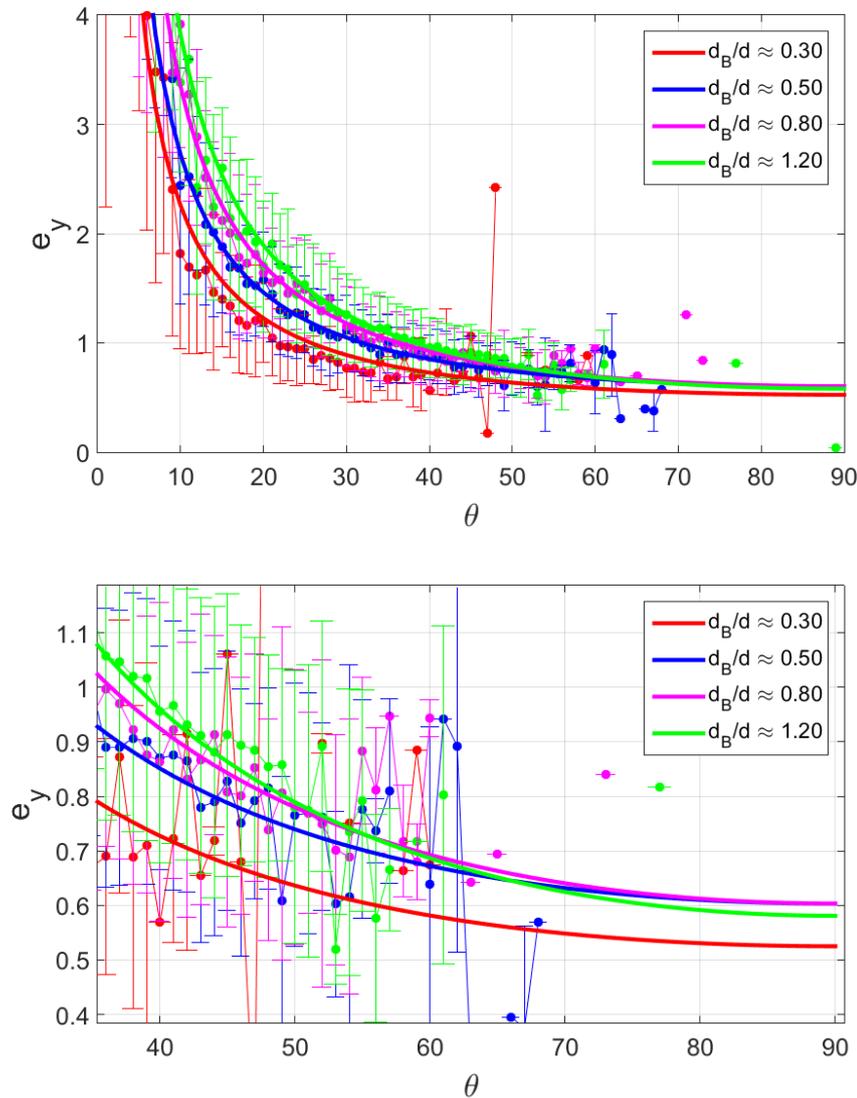


FIGURE 4.20 – Représentation du coefficient de restitution verticale. La seconde figure représente un zoom de ce coefficient pour les angles θ supérieurs à 35° . On remarque que les valeurs de e_y se rejoignent pour un θ supérieur à 60° .

Les quatre courbes sont définies à partir des valeurs moyennes pour chaque angle θ . Les barres d'erreur représentent les écarts-types et restent relativement importantes pour des angles faibles. Lorsque la rugosité relative augmente, le coefficient de restitution vertical pour les faibles angles d'impact ($\theta < 45^\circ$) augmente également. Et pour les forts angles d'impact ($\theta > 55^\circ$), la valeur a tendance à décroître. On peut toutefois noter la faible présence de données pour des angles d'impact supérieur à 60° .

Les courbes de tendance sont de la forme $A/\sin\theta - B$ tirée de [Beladjine et al., 2007] avec les coefficients présentés dans le tableau 4.9.

TABLE 4.9 – Les différentes valeurs des coefficients A_y et B_y associés à l'équation $A_y/\sin\theta - B_y$ correspondant aux courbes de la figure 4.20.

	$d_B/d \approx 0.30$	$d_B/d \approx 0.50$	$d_B/d \approx 0.80$	$d_B/d \approx 1.20$
A_y	0.36	0.45	0.58	0.68
B_y	0.16	0.15	0.03	-0.10

Compte tenu de ces valeurs, on peut conclure que ce phénomène suit bien la loi proposée par [Beladjine et al., 2007] avec une différence marquée entre la rugosité relative $d_B/d = 0.30$ et les autres valeurs.

Ce phénomène de restitution verticale dépendant de la rugosité relative peut s'expliquer de manière géométrique grâce à la dépendance de l'angle d'impact et de sa restitution associée à la rugosité (figure 4.21). On a représenté un angle rasant θ_i permettant un transfert de vitesse de l'horizontal vers le vertical plus important que si l'angle avait été plus grand. Deux rugosités relatives sont représentées pour un même angle d'impact.

Pour une rugosité relative faible, soit une grosse particule se déplaçant sur de petites particules, l'angle de restitution, déterminé géométriquement par rapport à l'axe orthogonal à la surface tangente au point d'impact, ne peut être élevé. Ceci va dépendre de l'angle que peut atteindre la particule en mouvement sur la rugosité. Cette zone O (pour "ombre", car inaccessible) décrite sur la figure est bien plus importante dans le cas (b) que le cas (a). Elle se détermine par le point de contact de la particule lorsqu'elle est posée au creux de la rugosité. La particule, grossière par rapport à la rugosité, va rester en surface de celle-ci. A l'inverse, une petite particule pourra atteindre la rugosité beaucoup plus en profondeur et ainsi engendrer une restitution beaucoup plus marquée ($\theta_{r1} < \theta_{r2}$).

On peut déterminer par symétrie par rapport à l'axe orthogonal du point d'impact avec la rugosité, la direction de la trajectoire qui suit. Compte tenu de l'impossibilité d'avoir un point d'impact bas sur la bille, on ne peut engendrer une restitution permettant un transfert important de vitesse horizontale à une vitesse verticale. A l'inverse pour une rugosité relative élevée, la position potentielle de l'angle d'impact justifie d'une restitution verticale plus importante. [Bialik, 2011] présente la description théorique et numérique de cet impact pour des tailles de particules différentes. Il propose une formulation géométrique d'une collision entre une bille d'une taille donnée et une rugosité de taille différente montrant ainsi l'influence de la différence de taille sur le mécanisme de

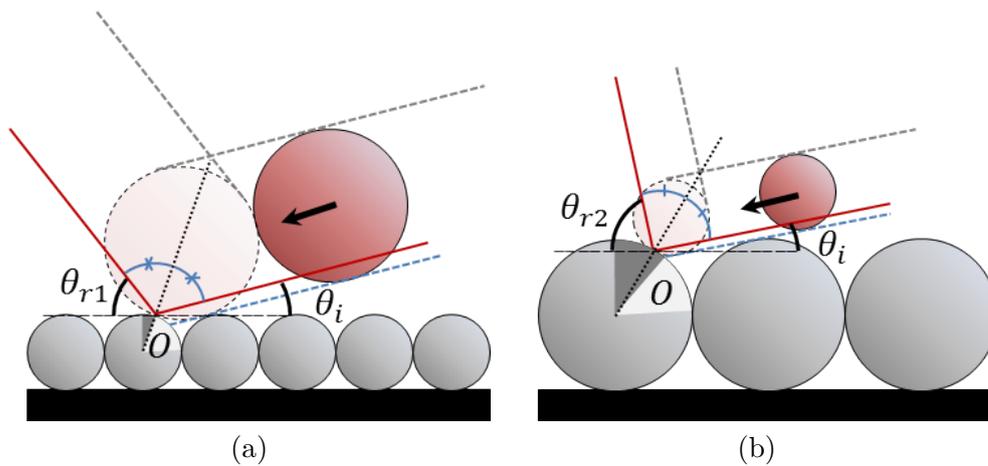


FIGURE 4.21 – Représentation de deux trajectoires rasantes sur deux rugosités relatives différentes. L'angle d'impact θ_i est le même pour ces deux figures mais compte tenu de la rugosité relative la restitution θ_r est différente. O représente la zone d'"ombre" non atteignable de la rugosité (en gris clair). L'angle en gris foncé la zone où on obtiendra $\theta_r \geq \theta_i$.

collision entre la particule et le fond.

A travers la modélisation qu'il utilise ensuite, on constate bien cette différence que l'on peut avoir, les trajectoires les plus hautes étant associées à une différence importante entre la particule en mouvement et celle sur laquelle l'impact a lieu. Ce phénomène décrit sur la figure 4.21 nous montre que la croissance du coefficient de restitution entraîne bien une diminution de la résolution angulaire possible. Si l'on souhaite minimiser un saut, il faut diminuer la rugosité relative.

4.6 Interaction sur la particule

La hauteur que la particule peut atteindre dépend a fortiori de la vitesse de restitution après l'impact. On a vu dans les parties précédentes le rôle prépondérant de la rugosité qui permet une restitution vers la verticale et donc un transfert de l'énergie horizontale obtenue via l'écoulement se traduisant par la vitesse de la particule. Ce qu'on souhaite maintenant regarder, c'est l'énergie perdue ou acquise par la particule lors de sa phase ascendante. On s'intéresse à l'ensemble des données en représentant la hauteur adimensionnelle atteinte en fonction de la vitesse de restitution adimensionnée. L'adimensionnalisation de la vitesse de rebond verticale V_{ry} est obtenue en divisant par :

$$\sqrt{g * d * (\sigma - 1) / \sigma}$$

Concernant la hauteur H , on divise par d . On obtient ainsi la figure 4.22.

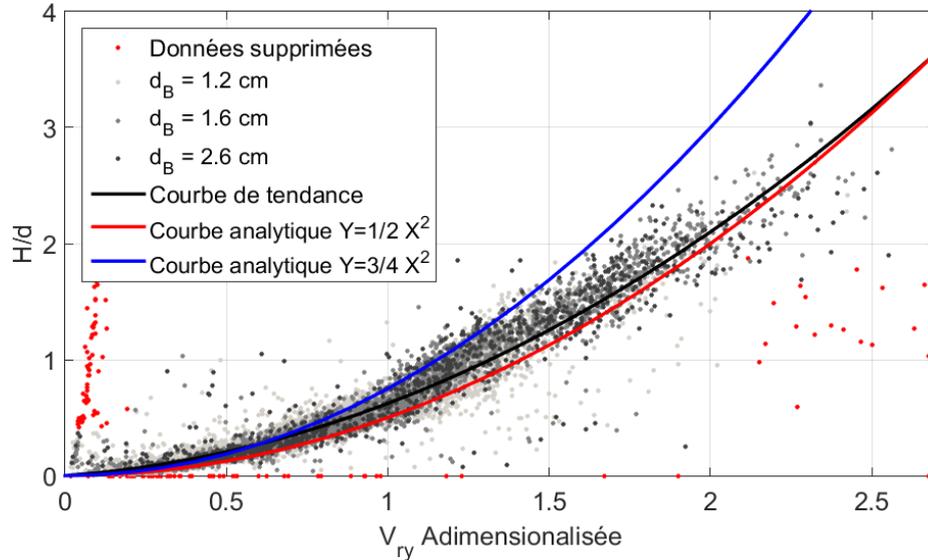


FIGURE 4.22 – Représentation de la vitesse adimensionnelle en fonction de la hauteur adimensionnelle. En rouge est représentée la hauteur atteinte en ne considérant que le poids de la particule. En bleu, on considère également la masse ajoutée. En gris très clair, les points de mesure représentés concernent la rugosité $d_B = 1.2$ cm, en gris clair la rugosité $d_B = 1.6$ cm et en gris foncé la rugosité $d_B = 2.6$ cm. La courbe noire correspond à la courbe de tendance de l'ensemble des points.

On représente trois courbes sur la figure 4.22. La courbe de tendance (courbe noire) est obtenue à partir de l'ensemble des données et a pour équation :

$$H/d = 0.43 \times V_{ry} a^2 + 0.19 \times V_{ry} a \quad (4.21)$$

La courbe rouge, elle, représente la solution analytique associée à l'interaction de la force de pesanteur qui correspond à l'équation :

$$H/d = 1/2V_{ry}a^2 \quad (4.22)$$

Compte tenu du fait que la particule se déplace en milieu aqueux, les frottements fluides sont censés la ralentir et diminuer son ascension. Dans un cas idéal, la hauteur adimensionnelle devrait donc atteindre $1/2V_{ry}a^2$ soit la courbe rouge. Pourtant, on constate qu'il y a un écart important. On suppose le rôle d'interactions favorisant une trajectoire ascendante de la particule. L'effet Magnus influe sur la portance et pourrait donc jouer ce rôle. Soit, si l'on définit la force correspondant à l'effet Magnus M_g par l'équation :

$$M_g = \pi\left(\frac{d}{2}\right)^3\rho_f\omega V_x \quad (4.23)$$

avec dans nos conditions expérimentales, une vitesse relative horizontale de la particule observée V_x de l'ordre de 0 à 0.3 m/s. On obtient ainsi une accélération due à l'effet Magnus pouvant atteindre 13% de g , soit $M_g = 1.35 \text{ m/s}^2$. Ce qui donnerait comme vitesse de rotation, $\omega=55 \text{ rad/s}$ pour $d = 5 \text{ cm}$ et $\omega=1685 \text{ rad/s}$ pour $d = 1.6 \text{ cm}$. Même si l'on n'a mesuré aucune vitesse de rotation lors de notre expérience, cette vitesse est clairement inatteignable dans nos conditions expérimentales. L'effet Magnus n'est donc pas suffisant pour expliquer cet écart.

Si l'on prend en compte l'effet de masse ajoutée sur la trajectoire, cette force contribue positivement durant la phase ascendante. Étant donnée que la masse ajoutée d'une sphère correspond à la moitié de sa masse on obtient comme équation de hauteur maximum :

$$H/d = \left(1/2 + \frac{1}{4\sigma}\right)V_{ry}a^2 \quad (4.24)$$

Cette courbe est représentée en bleu sur la figure 4.22. On constate que la courbe de tendance obtenue via l'ensemble des données s'insère entre la courbe associée au poids et à la masse ajoutée, et celle associée uniquement au poids. En considérant ce résultat, la masse ajoutée joue bien un rôle moteur sur la trajectoire ascendante et justifie la position de nos résultats.

Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, on a analysé les différentes configurations expérimentales décrites dans le chapitre 3. Les profils d'écoulement sont établis pour trois débits et trois rugosités de fond. La contrainte de cisaillement est alors déduite en assimilant les profils mesurés à des profils logarithmiques type profil de Prandtl. Une formulation de la longueur de rugosité k_s proche de la formule usuelle de Nikuradse est adaptée afin de reproduire au mieux nos profils mesurés. On introduit le taux de roulement comme le rapport entre la distance parcourue en roulant et la distance totale parcourue par la bille dans le chenal. Pour chaque rugosité, le nombre de Shields de chaque cas est tracé en fonction du nombre de Reynolds particulaire. Le nombre de Shields critique correspond à l'extrapolation pour un taux de roulement de 50%. Ce Shields critique correspond en premier lieu à l'initiation de la saltation. En réalité, il est observé que lorsqu'il n'y a que du roulement, la particule s'arrête. En conséquence, ce Shields critique correspond également à l'initiation du mouvement.

Le Shields critique diminue avec le Reynolds particulaire et la rugosité. Il semble donc que le Shields critique dépend des conditions expérimentales [Chatanantavet et al., 2013]. Il est compris entre 0.01 et 0.045 pour des Reynolds particuliers compris entre 1000 et 4000. Dans la littérature, les travaux basés sur la détermination de la courbe de Shields montrent des Shields critique constants à partir d'un nombre de Reynolds particulaire de l'ordre de 500, égaux à des valeurs de l'ordre de 0.05 [Guo, 2002]. Des travaux plus récents, basés sur des études expérimentales de la saltation notamment, montrent des Shields critique plus bas, inférieurs à 0.01 (0.005 pour : [Auel et al., 2017]).

Après avoir vérifié la représentativité statistique de nos résultats, on s'intéresse aux paramètres moyens de caractéristiques de sauts tels que la hauteur et la longueur des sauts de billes.

La hauteur moyenne des sauts augmente avec le Shields. En effet, plus le cisaillement est important, plus le saut est haut. Le rapport d'aspect des sauts L/H diminue quand la rugosité relative augmente, conduisant à des trajectoires plus verticales. Pour une rugosité relative variant de 0.30 à 1.20, le rapport d'aspect passe de 9.79 à 4.20.

En suivant un raisonnement géométrique, [Tsuchiya, 1969] propose que la manière dont la collision se produit (son angle et sa restitution) joue un rôle plus important sur la trajectoire que l'effet de rotation de la particule, les forces de frictions tangentielles et les forces de frottements, ce qui correspond à nos conclusions en régime très inertiel. Cette supposition est réfutée par [Abbott and Francis, 1977] et [Bhattacharyya et al., 2013], mais en considérant leurs données expérimentales se basant sur de plus fines particules (6.4 à 8 mm et 1 à 2 mm respectivement) que nous dans des courants moindres, soit pour des Stokes moins élevés que nous, avec de plus faibles rugosités relatives ($k_s = 4.8$

à 9.6 et 1 à 2), il semble cohérent que la viscosité et la portance jouent un rôle plus important pour eux. On raisonne dans leurs conditions expérimentales sur des vortex de turbulence de la taille des particules ou supérieur à celles-ci. Notre cas fait état de particules beaucoup plus grossières, on peut donc supposer un rôle amoindri de ce phénomène.

De ces relations, on peut ainsi définir la trajectoire moyenne des particules en fonction de l'environnement dans lequel elles se trouvent. En utilisant la relation liant la hauteur adimensionnelle au Shields et la relation reliant le rapport d'aspect L/H à la rugosité relative, on peut déterminer les caractéristiques de trajectoires associées à la connaissance du fond (rugosité), à celle de l'écoulement (profil de vitesse) et des particules en mouvement (diamètre des particules). Le raisonnement se fait sur les valeurs moyennes de saut. Afin de déterminer les caractéristiques extrêmes des sauts, il serait intéressant de réaliser la même étude sur le tiers supérieur des paramètres par exemple. Cette méthodologie est déjà pratiquée dans l'étude des hauteurs significatives de vagues.

La figure 4.15 montre que lorsque la rugosité relative croît, la trajectoire se verticalise. On montre également que l'angle d'impact moyen augmente avec la rugosité relative (figure 4.18). On en déduit une dépendance entre la restitution d'énergie et l'angle d'impact. Les relations entre le coefficient de restitution global et le coefficient de restitution vertical correspondent aux relations établies par [Beladjine et al., 2007] en $A/\sin\theta - B$. On note que plus la rugosité relative augmente, plus les coefficients A et B augmentent.

La répartition angulaire en fonction de la rugosité relative nous montre que les trajectoires moyennes se font pour des valeurs de coefficient de restitution verticale autour de 1 (figure 4.20), conduisant à un équilibre : un premier saut bas, rasant va conduire à une restitution verticale importante (>1) et donc un second saut haut avec potentiellement un angle d'impact plus grand et une restitution faible (<1) conduisant à nouveau vers une trajectoire plus rasante. L'hypothèse d'atteindre une périodicité des trajectoires quand le cisaillement est suffisant semble cohérente avec nos résultats.

Cela peut être mis en relation avec ce que note [Auel et al., 2017] et [Ancey et al., 2002] sur l'influence de la pente sur la trajectoire. On peut relier l'angle d'impact à la pente. L'accroissement de la pente va engendrer une augmentation de la taille de la zone d'"ombre" (voir figure 4.21), rendant la possibilité de trajectoires rasantes plus compliquée voire impossible. Cette augmentation de la zone d'ombre va à priori engendrer des trajectoires plus planes et moins verticales.

Une alternative pour notre étude serait de procéder de la même manière que [Chatanavet et al., 2013] qui effectue une analyse à partir du nombre de Froude se définissant par $Fr = \frac{U}{\sqrt{gL_c}}$ avec U la vitesse de l'écoulement, g l'accélération de la pesanteur et L_c la longueur caractéristique définie dans ce cas comme la hauteur de l'écoulement. Cette alternative est possible puisque l'on a une modélisation en chenal. [Auel et al., 2017] qui

base son expérimentation dans des conditions spécifiques aux rivières, utilise lui aussi cette analyse. Toutefois, si cette approche a l'avantage d'être indépendante de la valeur critique du Shields, elle introduit la gravité induite par la hauteur d'eau. Ceci la rend particulièrement efficace dans le cas des rivières mais peu propice à l'utilisation en milieu marin. On cherche à déterminer des cas de courant de marée donc avec un écoulement indépendant de la pente. Le paramètre de Shields ne tient pas compte des données gravitaires. Reposant sur l'écoulement, il est applicable sans s'intéresser à la taille de la colonne d'eau.

Chapitre 5

Modélisation

Introduction

Nous souhaitons relier notre étude sur le processus de saltation à l'échelle du Raz-Blanchard. Le changement d'échelle est un problème scientifique récurrent, qui trouve peu de réponse dans la littérature. Dans le cadre de notre étude, il s'agirait de passer de l'étude de la saltation d'une particule, au flux de particules en saltation selon la position verticale dans une zone de l'océan en connaissant les conditions environnementales suffisantes déterminées au préalable dans l'étude du processus.

Pour cela, nous avons travaillé dans un premier temps à partir d'un modèle numérique basé sur la compréhension d'un flux de particules réalisant un saut, puis nous avons ensuite travaillé à partir des données issues d'un modèle océanographique régional. Cette partie ayant été traitée en fin de thèse, elle constitue la partie la moins aboutie de mon travail. Une procédure de changement d'échelle simplifiée est proposée, les perspectives pour aboutir à un changement d'échelle plus abouti sont détaillées à la fin de ce chapitre. En général, ce type de phénomène n'est étudié qu'à l'échelle de la particule (e.g. [Bialik, 2011]) ou alors à celle d'une région (e.g. [Thiébot et al., 2015]). Mais certaines s'étalent sur plusieurs échelles [Nikora et al., 2001], toutefois ce genre d'approche est plutôt rare. Ce que l'on va appeler "micro-échelle", repose sur le suivi ou la trajectoire d'une ou plusieurs particules. On lie donc cette échelle à la taille de la particule (soit autour du centimètre) et donc aux lois et interactions régissant son mouvement. L'échelle régionale, elle, s'intéresse au phénomène de transport dans sa globalité (l'échelle est de l'ordre de la dizaine de mètres). En général, ce sont des lois de flux qui sont appliquées [Einstein et al., 1950, Meyer-Peter and Müller, 1948]. La modélisation micro-échelle que l'on va présenter dans cette partie s'appuie sur le modèle que l'on retrouve dans [Jenkins and Valance, 2014] et [Berzi et al., 2016]. Cette modélisation a essentiellement pour objectif de tester les lois produites expérimentalement en chenal et d'analyser leur fonctionnement dans un

modèle simple. Ce modèle permettrait, si il était validé, d'étendre la gamme des valeurs testées et donc d'aboutir à des relations entre les paramètres plus précises. Il permettrait également de calibrer des formules de flux de particules par position verticale en fonction des conditions environnementales (taille de particules, rugosité de fond et cisaillement). Le modèle numérique océanographique TELEMAC3D a ensuite été utilisé afin d'intégrer nos lois à une échelle régionale.

5.1 Modèle Micro-échelle

5.1.1 Introduction à la modélisation Micro-échelle

La modélisation du processus de saltation est réalisée numériquement à l'échelle de la particule. On s'intéresse à la particule de manière Lagrangienne, en modélisant son déplacement et ses interactions avec son environnement. L'objectif de ce chapitre est de comparer nos résultats expérimentaux avec un modèle micro-échelle afin de retrouver et de discuter de la prolongation des lois que l'on a établies à travers la modélisation en chenal. On retrouve deux approches dans l'étude portant sur les trajectoires de particules. Une approche en 2D de la modélisation du saut de particule permet une simplicité du modèle [Lukerchenko et al., 2006, Bialik, 2011, Moreno and Bombardelli, 2012, Berzi et al., 2016] tout en permettant tout de même une analyse des effets d'un fond non uniforme [Bialik, 2011] En 3D, les possibilités de trajectoires réelles sont encore plus intéressantes mais nécessitent plus de temps de calcul [Sekine and Kikkawa, 1992, Hardy, 2005, Lukerchenko et al., 2009, Bialik et al., 2012, Kharlamova and Vlasak, 2014]. Dans ce genre d'études, en général, le fond est représenté par une surface plane [Berzi et al., 2016] dont on peut faire varier le coefficient de restitution ce qui permet de modéliser théoriquement des fonds particuliers, ou alors modéliser par des sphères [Schmeeckle et al., 2007, Bialik, 2011, Kharlamova and Vlasak, 2014] pouvant être agencées ou réparties de telle sorte qu'un fond le plus réaliste possible soit réalisé [Sekine and Kikkawa, 1992]. Mais on peut aussi trouver une modélisation numérique reposant sur une microtopographie [Hardy, 2005]. Ainsi, la trajectoire de la particule est calculée comme si elle se déplaçait sur un fond réel. On peut également s'intéresser à tout ce qui modélise le simple mécanisme de la trajectoire de saltation. On parle par exemple du choc interparticulaire [Lee et al., 2002, Li et al., 2013, Oger et al., 2005, Moreno and Bombardelli, 2012], qui s'il n'est pas abordé explicitement dans notre étude présente le même principe géométrique que l'on a pu aborder dans le chapitre précédent avec le coefficient de restitution. De plus, ce genre de chocs peut se produire en plein vol entre deux particules en saltation [Lee et al., 2002] et donc changer complètement les paramètres de sauts. L'objectif de cette section est de modéliser de manière simple la trajectoire des particules à travers le modèle de [Berzi et al., 2016], de vérifier si ce modèle est capable de reproduire nos essais expérimentaux, d'étendre nos gammes de valeurs expérimentales, de

calibrer des formulations de flux de particules selon la position verticale pour différentes conditions environnementales et d'appréhender les limites de ce type de modélisation.

5.1.2 Description du modèle utilisé

Le modèle utilisé et présenté dans cette étude est celui de [Jenkins and Valance, 2014] et [Berzi et al., 2016]. Il aborde la modélisation du processus de saltation en résolvant le principe fondamental de la dynamique sur une sphère de masse uniforme et de diamètre constant. La résolution se veut périodique : on situe donc notre étude dans un régime hypercritique, c'est-à-dire loin de la mise en mouvement des sédiments avec des valeurs de Shields supérieures au Shields critique. Les paramètres propres de cette modélisation numérique sont les suivants :

- V est la vitesse de la particule
- U la vitesse du fluide

La vitesse de la particule peut se décomposer en deux parties :

- V^+ la vitesse ascendante
- V^- la vitesse descendante

De même on écrira :

- V_x la vitesse horizontale de la particule
- V_y la vitesse verticale de la particule.

Ces indices fonctionnent pour l'ensemble des paramètres utilisés dans ce chapitre. On rappelle également le nombre de Reynolds particulaire défini ici par :

$$Re_p = \rho_f \sqrt{g(\sigma - 1)/\sigma} d^{3/2} / \mu \quad (5.1)$$

avec $\sigma = \rho_s/\rho_f$ le rapport entre la densité des particules et la densité du fluide.

Ainsi que le nombre de Stokes qui est défini par :

$$St = \sigma Re_p \quad (5.2)$$

On se trouve dans un cas de modélisation qui considère le poids et le frottement visqueux comme interactions sur la particule. On prend pour coefficient de frottement s'exerçant sur la particule, l'équation :

$$D = \frac{0.3}{\sigma} \sqrt{(U - V_x)^2 + V_y^2} + \frac{18}{St} \quad (5.3)$$

Le mouvement de la particule est décomposé en fonction de la trajectoire ascendante ou descendante de manière adimensionnelle. L'adimensionnalisation se fait sur les caractéristiques de la particule. On divise les distances par d et les vitesses par $\sqrt{gd(\sigma - 1)/\sigma}$. Les équations qui suivent correspondent à la projection du principe fondamental de la

dynamique sur l'horizontale et la verticale en considérant le poids et les frottements sur la particule. Soit :

$$V_y^+ \frac{dV_x^+}{dy} = D^+(U - V_x^+) \quad (5.4)$$

$$V_y^+ \frac{dV_y^+}{dy} = -1 - D^+V_y^+ \quad (5.5)$$

et

$$V_y^- \frac{dV_x^-}{dy} = D^-(U - V_x^-) \quad (5.6)$$

$$V_y^- \frac{dV_y^-}{dy} = -1 - D^-V_y^- \quad (5.7)$$

Les coordonnées horizontales x^+ et x^- sont fonction de la coordonnée verticale y . On peut exprimer le temps en fonction des coordonnées spatiales compte tenu du fait que l'on se trouve en représentation Lagrangienne.

$$V_y^+ \frac{dx^+}{dy} = V_x^+ \quad (5.8)$$

$$V_y^- \frac{dx^-}{dy} = V_x^- \quad (5.9)$$

Enfin, la vitesse moyenne de la particule V et la contrainte de cisaillement sur la particule s sont :

$$V = c^+V_x^+ + c^-V_x^- / (c^+ + c^-) \quad (5.10)$$

$$s = -(c^+V_y^+V_x^+ + c^-V_y^-V_x^-) \quad (5.11)$$

où c est la concentration en particules.

L'écoulement est fixé comme un profil logarithmique suivant l'hypothèse de Prandtl, l'interaction avec la concentration en particules est prise en compte :

$$\frac{dU}{dy} = \frac{(\sigma S)^{1/2}}{\kappa(y - y_0)} \quad (5.12)$$

avec S défini par : $S = \tau^* - s$ afin de prendre en compte les interactions entre les particules. Le système d'équations permet de déterminer 7 inconnues V_x^+ , V_y^+ , V_x^- , V_y^- , x^+ , x^- et U . On applique donc les conditions aux limites :

$$x^+(0) = 0 \quad ; \quad x^-(0) = L \quad ; \quad x^+(H) = x^-(H)$$

$$V_x^+(H) = V_x^-(H) \quad ; \quad V_y^+(H) = V_y^-(H) = 0$$

avec H et L la hauteur et la longueur de la trajectoire de la particule. Et la condition de non glissement :

$$U(0) = 0$$

Compte tenu du phénomène que l'on souhaite modéliser, c'est-à-dire le suivi d'une particule grossière isolée, la rétroaction des particules sur le fluide est complètement négligée. Enfin, le coefficient de restitution joue le rôle dans cette modélisation de modificateur de la nature du fond. On retrouve les équations présentées dans le chapitre précédent. Soit :

$$e = A - B \sin \theta$$

$$e_y = A_y / \sin \theta - B_y$$

avec comme choix pour le code en général les valeurs de [Beladjine et al., 2007], soit $A = 0.87$, $B = 0.72$, $A_y = 0.30$ et $B_y = 0.15$ validées pour des impacts de sphères en 3 dimensions sur un lit de sphères. Dans le cadre de notre modélisation qui se rapproche de nos conditions d'expérimentation, on a appliqué les coefficients A , B , A_y et B_y que l'on avait obtenus pour chaque cas.

5.1.3 Stabilité du modèle

Il arrive qu'une double solution, l'une physique et l'autre non, soit proposée lors de l'utilisation de ce code. On propose ici de tester la stabilité du code en variant la vitesse maximale d'écoulement (Vitesse de surface U_s) et le diamètre d de la particule en mouvement. Les paramètres utilisés lors de cette modélisation sont réalisés avec une densité de 2.8 et une viscosité cinématique de $0.0014 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Le code fonctionnant de manière semi analytique, la solution est obtenue à partir d'une solution initiale. Quand on obtient une solution non physique ou instable, la résolution du code avec cette solution dérive et n'aboutit pas. On choisit donc comme procédure d'identifier comme solution stable, une solution servant de solution initiale et ne changeant pas entre deux itérations. La dérive n'intervenant parfois qu'au bout de 2 ou 3 itérations, on procède au calcul en boucle 4 fois de suite. Si la solution n'a pas dérivé, elle est considérée comme stable. On obtient de cette manière la figure 5.1.

La stabilité du code peut se traduire par l'existence ou non d'une solution périodique. La frontière entre zone stable et instable correspond à la valeur de Shields de 0.2. Le problème de ce code repose sur son intervalle de détermination. Il est censé fonctionner pour des trajectoires périodiques et stables. A priori nous serions tentés d'y voir une

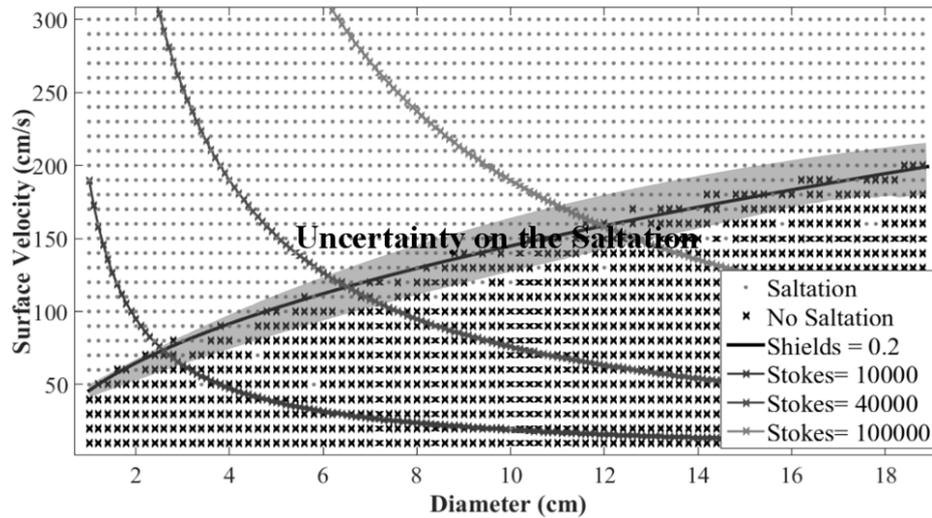


FIGURE 5.1 – Projection de la stabilité du code en fonction des paramètres d’entrée de la vitesse U_s et du diamètre d . Les points correspondent à une solution stable, les croix à une solution instable.

représentation du Shields critique, toutefois un régime de saltation périodique devrait y être respecté, or même si l’on a vu que la saltation représente le régime de transport le plus important, les conditions nécessaires à l’établissement d’un régime périodique nécessite d’accéder à un régime hypercritique. La simulation nous montre une situation où le régime est atteint pour une valeur très élevée, bien supérieure à nos résultats expérimentaux et supérieure à 0.05 qui est la valeur établie par la courbe de Shields [Shields, 1936] pour ce genre de diamètre. Cela reste justifiable vu le régime que ce modèle simule. La bascule de stabilité du code ne peut donc pas être identifiée comme la détermination du Shields critique, mais comme une valeur critique associée à un régime périodique de saltation.

5.1.4 Analyse et prolongation des lois établies en chenal

Au cours du chapitre 4, on a proposé différentes lois permettant d’extraire les paramètres de trajectoire des particules. L’intérêt est maintenant de vérifier leurs tendances via le code numérique de [Berzi et al., 2016]. Celui-ci va nous permettre de donner un aperçu des perspectives à envisager pour valider nos données dans des conditions non mesurées.

Loi de dépendance au Shields

La première loi que l'on souhaite contrôler concerne la relation linéaire entre le Shields et la hauteur adimensionnelle de la trajectoire. Pour rappel, la loi linéaire que l'on a déterminée est :

$$H/d = 19.88 \times (\tau^* - 0.011)$$

On simule trois rugosités relatives différentes représentant le panel des possibilités que l'on a modélisées en chenal. Les paramètres examinés sont les suivants :

$$d_B/d = 0.40$$

$$d_B/d = 0.75$$

$$d_B/d = 1.62$$

L'idée de cette simulation est de modifier la valeur du Shields pour chaque rugosité relative choisie et de les comparer à la loi obtenue. On projette donc trois courbes, associées respectivement à ces rugosités (figure 5.2).

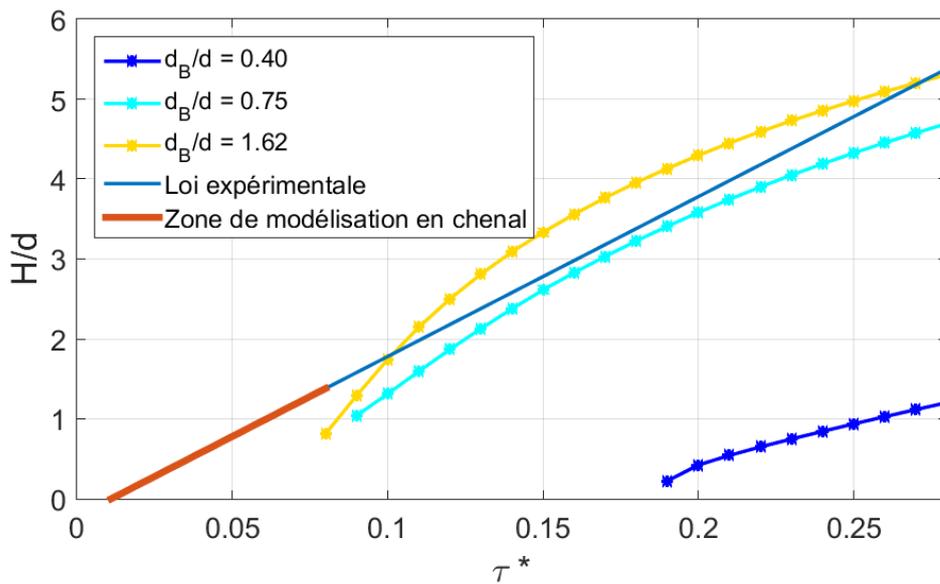


FIGURE 5.2 – Hauteur adimensionnelle de saut en fonction du nombre de Shields : loi expérimentale (trait plein) et résultats numériques (trait et symboles)

Pour les trois rugosités relatives modélisées, on obtient une concordance avec $d_B/d = 1.62$ et $d_B/d = 0.75$. En revanche pour la rugosité relative $d_B/d = 0.40$, l'écart est important. Concernant l'aspect des courbes, et en ne tenant pas compte du résultat apporté par la faible rugosité relative, on ne retrouve pas la relation linéaire proposée en expérimentation.

Loi de ratio Longueur versus Hauteur

On s'intéresse maintenant à l'impact de la rugosité relative sur le ratio L/H . Les ratios obtenus expérimentalement en chenal sont pour rappel :

$$L/d = 9.79 \times H/d \quad (d_B/d \approx 0.30)$$

$$L/d = 6.18 \times H/d \quad (d_B/d \approx 0.50)$$

$$L/d = 5.00 \times H/d \quad (d_B/d \approx 0.80)$$

$$L/d = 4.20 \times H/d \quad (d_B/d \approx 1.20)$$

On obtient ici, en procédant de la même manière à partir de nos différents cas de rugosité relative et en modifiant le paramètre du Shields, les trois courbes associées aux rugosités relatives présentées précédemment.

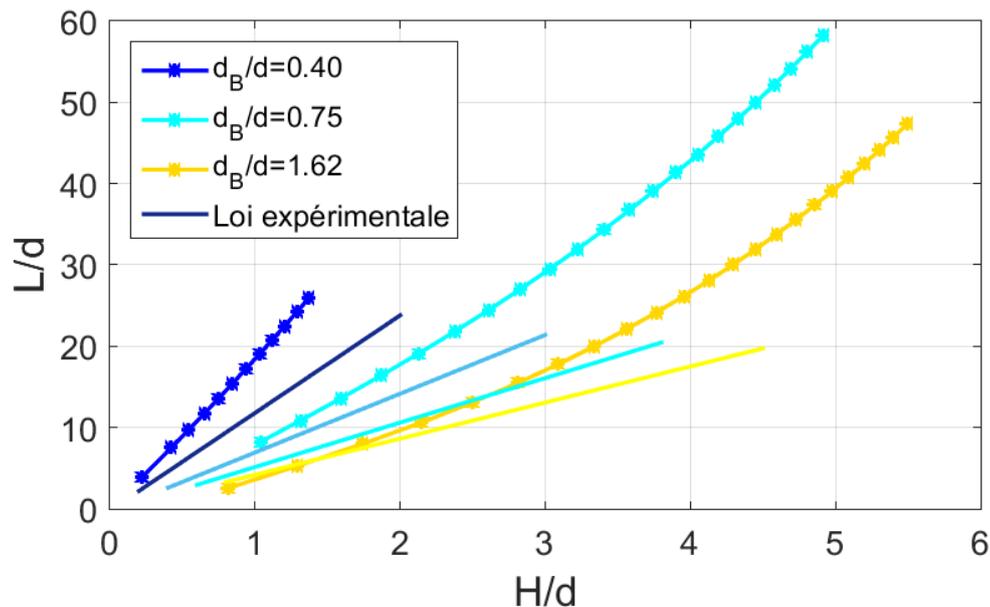


FIGURE 5.3 – Identification de la concordance de la modélisation numérique avec les lois expérimentales par rapport à l'impact de la rugosité relative sur L/d versus H/d . Les courbes représentent la modélisation pour trois rugosités relatives différentes : Bleu foncé $d_B/d = 0.40$; Turquoise $d_B/d = 0.75$; Jaune $d_B/d = 1.62$.

Les droites correspondent aux lois expérimentales déterminées dans le chapitre 4 : Bleu foncé $d_B/d \approx 0.30$; Bleu clair $d_B/d \approx 0.50$; Turquoise $d_B/d \approx 0.80$; Jaune $d_B/d \approx 1.20$

Les courbes obtenues numériquement montrent que plus on diminue la rugosité relative, plus le rapport L/H diminue aussi. Compte-tenu de la résolution de nos droites qui s'établissent à partir de faibles valeurs de Shields en chenal (nos valeurs varient entre 0.01 et 0.08 sur nos mesures), il convient d'effectuer la comparaison à proximité de l'origine.

Si l'on considère la courbe associée à la rugosité relative $d_B/d=1.62$, le résultat numérique est proche des données analytiques. En revanche, dès que l'on diminue cette rugosité relative, cette concordance diminue elle aussi. On s'écarte peu à peu des lois établies, avec pour la rugosité relative $d_B/d=0.40$ une valeur de presque 2 pour le rapport L/H . Enfin la linéarité établie pour notre gamme de valeurs ne s'étend pas au-delà. On constate que si l'on arrive à des hauteurs plus importantes, la trajectoire s'allongerait (L/H augmente avec H).

5.1.5 Étude des trajectoires de saltation

Lors de la phase expérimentale, l'étude de la trajectoire était assez délicate. Compte tenu de notre rugosité très marquée, la particule peut entrer en contact avec le fond avec des angles d'incidence très variés et avoir un rebond très différent d'un saut à l'autre. La figure 5.5 montre des exemples de trajectoires pour 3 cas différents. Ces trajectoires sont choisies de telle sorte qu'elles illustrent à la fois des cas extrêmes et particuliers et aussi des trajectoires moyennes. La quantité de trajectoires possibles peut être considérée comme infinie. En revanche, si l'on considère le modèle de [Berzi et al., 2016], sachant que l'on recherche une saltation périodique, sa trajectoire est fixée. En effet, elle doit rester stable et être entretenue par le courant. Dans un premier temps, on compare les trajectoires fixées par le code de [Berzi et al., 2016] pour différentes rugosités à celle proposée par [Bhattacharyya et al., 2013] (figure 5.4). L'intérêt du cas présenté par [Bhattacharyya et al., 2013] est qu'il repose sur la variation de rugosités relatives utilisées expérimentalement, ce qui en fait un sujet d'étude proche du nôtre. Dans son cas, les valeurs de d_B/d varient de 0.5 à 2. En revanche il s'agit de particules plus fines (1 mm à 2 mm).

L'équation de trajectoire proposée par [Bhattacharyya et al., 2013] est la suivante :

$$Y_+ = -4.0511X_+^2 + 4.0547X_+ - 0.045 \quad (5.13)$$

Avec $Y_+ = y/H$ et $X_+ = x/L$. Elle repose sur une normalisation des valeurs de position de la particule.

La figure 5.4 présente les trajectoires des trois rugosités relatives $d_B/d = 0.40$, $d_B/d =$

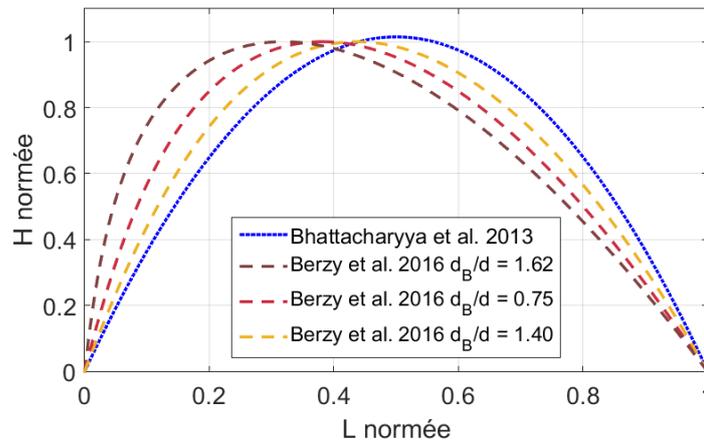


FIGURE 5.4 – Trajectoires obtenues en variant les paramètres de modélisation du code de [Berzi et al., 2016]. La courbe marron correspond à une rugosité relative $d_B/d = 1.62$, la courbe rouge à $d_B/d = 0.75$ et la courbe jaune à $d_B/d = 0.40$. La courbe bleue est associée à l'équation de trajectoire proposée par [Bhattacharyya et al., 2013].

0.75 et $d_B/d = 1.62$. On remarque que l'impact de la rugosité relative que l'on a exprimé via le coefficient de restitution se visualise sur une courbe qui devient de plus en plus gaussienne lorsqu'on augmente la rugosité relative. Or, dans la partie expérimentale, on avait noté un accroissement de l'angle d'impact moyen associé à l'augmentation de la rugosité relative. Ceci, pour une trajectoire théorique, se traduit par une trajectoire plus centrée, ce que l'on retrouve numériquement. La courbe proposée par [Bhattacharyya et al., 2013] pourrait, elle, être assimilée à une rugosité inférieure à 0.40 dans le cadre d'une modélisation via le code de [Berzi et al., 2016]. D'autres que [Bhattacharyya et al., 2013] ont proposé des équations de trajectoire comme [Ancy et al., 2002] par exemple.

On projette sur la figure 5.5 différentes trajectoires extraites de nos mesures en chenal. Ce que l'on constate, c'est que donner une trajectoire type a peu de sens dans notre cas expérimental. En effet, avec une forte rugosité, les impacts influent grandement sur les tracés. En revanche, l'existence des trajectoires proposées par [Berzi et al., 2016] est validée puisqu'a priori on retrouve des trajectoires avec des angles de restitution plus faibles et plus élevés que ceux établis numériquement. Ceci nous donne un panel de trajectoires possibles encadrant celles proposées par le code numérique.

On a vu le lien entre la rugosité relative et le ratio H/L . Compte tenu de la normalisation de la trajectoire, ce ratio peut a priori s'exprimer à travers la normalisation par la valeur $1 = f(x)$, et f étant la fonction de la trajectoire. Plus x est grand, plus la rugosité relative est élevée plus L/H est faible. On trouve dans différentes conditions expérimentales des angles de restitution témoignant d'un transfert vertical de vitesse important. La rugosité relative accentue fortement cet effet. On ne retrouve par exemple

pas de trajectoires du type des figures 5.5 (g) et (h) en dehors de celles où la rugosité est égale à $d_B = 2.6$ cm.

Pour conclure, la nécessité de raisonner sur une trajectoire moyenne est intéressante mais comme on peut le constater par rapport à nos résultats extraits, la variation entre une trajectoire "type" et celle représentée peut être importante.

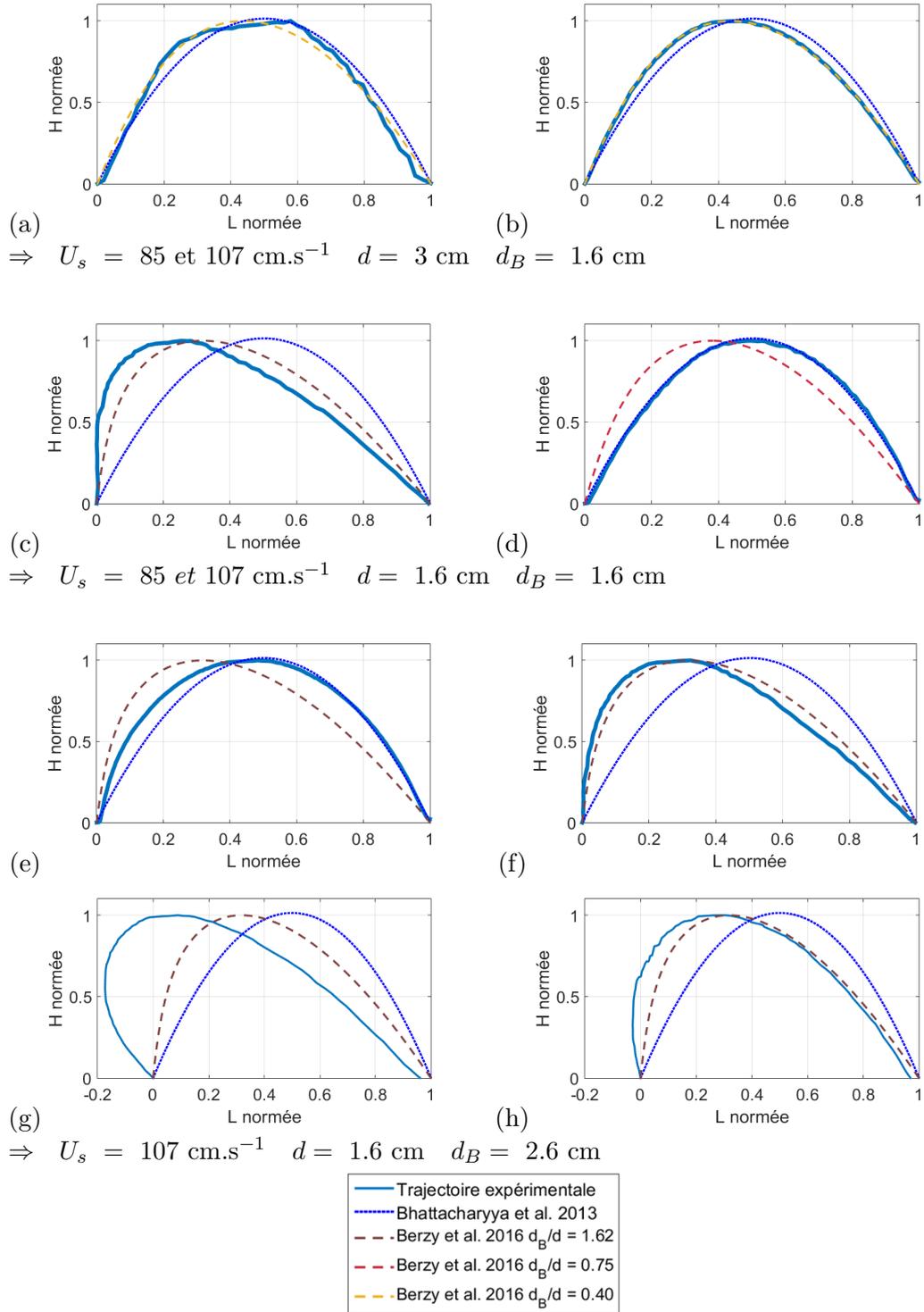


FIGURE 5.5 – Analyse de différentes trajectoires. Pour les figures (a) et (b) la trajectoire expérimentale correspond aux diamètres $d = 3 \text{ cm}$ et $d_B = 1.6 \text{ cm}$ avec $U_s = 85 \text{ cm.s}^{-1}$ en (a) et $U_s = 107 \text{ cm.s}^{-1}$ en (b). Pour les figures (c) et (d) $d = 1.6 \text{ cm}$ et $d_B = 1.6 \text{ cm}$ avec $U_s = 85 \text{ cm.s}^{-1}$ en (c) et $U_s = 107 \text{ cm.s}^{-1}$ en (d). Pour les figures (e), (f), (g) et (h) $d = 1.6 \text{ cm}$ et $d_B = 2.6 \text{ cm}$ avec $U_s = 107 \text{ cm.s}^{-1}$. L'équation tirée de [Bhattacharyya et al., 2013] est représentée en pointillé, quant à la trajectoire correspondant à la rugosité relative la plus proche tirée du code de [Berzi et al., 2016], elle est représentée en tirets.

5.1.6 Bilan sur l'étude numérique de la saltation à micro échelle

La modélisation Lagrangienne proposée par [Berzi et al., 2016] ainsi que nos expériences montrent que le rapport L/d augmente linéairement pour de faibles valeurs de H/d , selon la rugosité relative. Le rapport L/H est alors constant pour une rugosité relative donnée. Pour des valeurs de H/d plus grandes, le rapport L/H augmente avec H/d selon la modélisation numérique périodique. Le modèle et l'expérience montrent donc une trajectoire devenant de plus en plus verticale lorsque la rugosité relative diminue, avec cependant une variabilité de trajectoire importante en expérimentale pour des rugosités relatives supérieures à 1. Le modèle se place dans un régime de trajectoire périodique que l'on peut qualifier d'hypercritique car on aborde les cas où la valeur du Shields est largement supérieure au Shields critique. Ceci ne correspond pas forcément au cas expérimental où on se situe dans un régime de saltation intermittent proche du Shields critique de mise en mouvement.

Toutefois, afin d'étendre nos gammes de valeurs dans le but de calibrer précisément nos lois sur les paramètres de saut, il reste important de trouver une modélisation pertinente. Une autre solution serait d'utiliser un modèle DEM (Discret Element Model) qui, étant instationnaire, serait plus en concordance avec le régime observé. Dans le cadre d'un partenariat avec l'IPR, une modélisation sous DEM a été envisagée. Des premiers résultats ont montré la possibilité de modéliser des sauts variés dans une même configuration (figure 5.6).

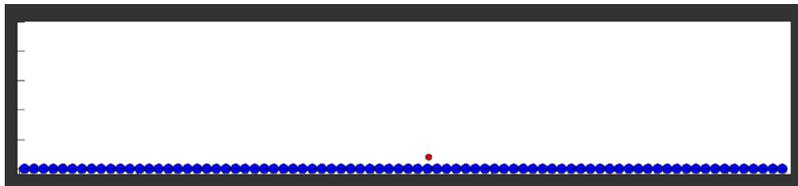


FIGURE 5.6 – Modélisation DEM du transport de billes sur fond rugueux. La possibilité de modéliser les interactions avec le fond permet de se rapprocher au mieux de nos expériences en chenal. Sources : Alexandre Valance.

5.2 Introduction à la modélisation régionale

Jusqu'à présent, les travaux de cette thèse se sont concentrés sur le phénomène de saltation à l'échelle du processus, de manière expérimentale puis numérique en s'appuyant sur le modèle de [Berzi et al., 2016].

L'objectif, pour répondre aux enjeux du projet PHYSIC, est d'obtenir une hauteur maximale de saltation sur les points de la zone du raz Blanchard à partir des conditions de rugosité de fond, de la taille des sédiments et de l'hydrodynamisme qu'on y trouve.

La première partie de cette modélisation sera axée sur une modélisation plus classique réalisée avec le logiciel TELEMAC. La seconde partie consiste à appliquer sur une carte du raz Blanchard les lois établies dans notre modélisation. Pour cela, en se basant sur les cartes du Shom présentées dans la partie 1.2, on va appliquer les lois tirées de l'expérimentation en chenal.

5.3 TELEMAC

5.3.1 Introduction au modèle TELEMAC

Nous nous intéresserons à la construction d'un modèle numérique à l'aide du code de calcul TELEMAC [Hervouet, 2003]. L'objectif est de développer un modèle hydrodynamique sous TELEMAC3D [EDF, 2007] couplé avec le module sédimentaire SISYPHE [EDF, 2014] (cette dernière étape n'a pu être mise en place faute de temps et reste donc une perspective à notre étude). Un modèle numérique de marée a déjà été développé avec TELEMAC dans la région du Raz Blanchard [Thiébot et al., 2015], mais il s'agissait d'un modèle 2D. Ici, afin de mieux représenter les courants au fond, moteurs du transport sédimentaire, nous avons choisi de développer un modèle 3D. La première étape va consister à construire le modèle et y intégrer la marée. Les résultats du modèle seront confrontés aux observations de marée disponibles dans la région pour évaluer sa précision. Il sera utilisé pour appréhender le comportement des marées dans le Raz Blanchard.

5.3.2 Équations du modèle hydrodynamique

Les courants et les variations du niveau marin provoqués par les marées peuvent être déterminés à partir des équations de Navier-Stokes complétées par l'équation de continuité. La résolution de ces équations en 3 dimensions nécessite des ressources infor-

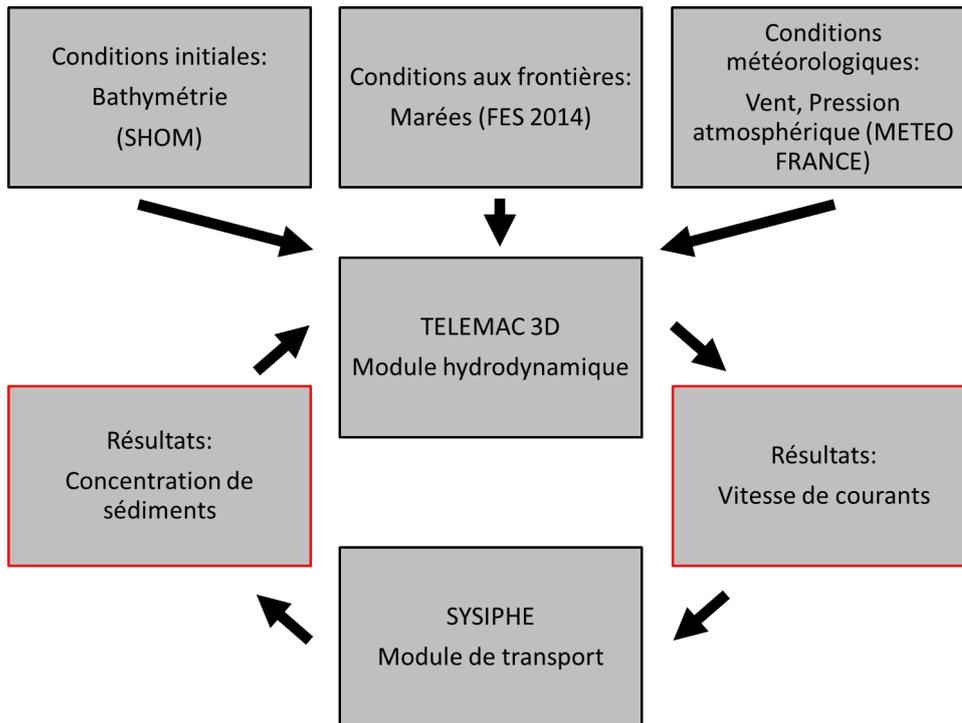


FIGURE 5.7 – Schéma général de fonctionnement du modèle TELEMAC

matiques extrêmement importantes. Cependant, la marée étant une onde longue (profondeur / longueur d'onde $\ll 1$), et la vitesse horizontale étant quasiment uniforme sur la verticale, les équations 3D peuvent être simplifiées en les moyennant sur la profondeur. Les équations obtenues ainsi sont celles de Saint-Venant (1887) [Hervouet, 2003].

- Continuité (l'eau de mer étant considérée comme un fluide incompressible) :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla}(h) + h \operatorname{div}(\vec{u}) = S_h \quad (5.14)$$

- Conservation de la quantité de mouvement selon x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla}(u) = -g \frac{\partial Z}{\partial x} + S_x + \frac{1}{h} \operatorname{div}(hK \vec{\nabla} u) \quad (5.15)$$

- Conservation de la quantité de mouvement selon y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla}(v) = -g \frac{\partial Z}{\partial y} + S_y + \frac{1}{h} \operatorname{div}(hK \vec{\nabla} v) \quad (5.16)$$

Avec h la hauteur d'eau (m), u et v les composantes horizontales de la vitesse moyennée sur la verticale (m.s^{-1}), Z la cote de la surface libre (m), g l'accélération de la pesanteur

($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$), t le temps (s), x et y les composantes d'espace horizontales (m), Sh la source ou puits de fluide ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), S_x et S_y les termes sources ou puits des équations dynamiques ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$) et K le coefficient de diffusion de la vitesse ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)

Pour résoudre ces équations, nous avons donc utilisé le logiciel TELEMAC, développé à EDF RetD LNHE (Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement) [Hervouet, 2003], qui emploie la méthode des éléments finis. Le domaine d'étude est couvert par un maillage non structuré composé de mailles triangulaires (figure 5.8).

5.3.3 Maillage

La méthode des éléments finis a pour principal avantage une flexibilité qui permet de mieux représenter la variabilité du trait de côte. Le domaine modélisé est découpé en mailles de taille variable. Nous pouvons établir un maillage qui dépend de la bathymétrie et donc plus raffiné près des côtes qu'au large.

Le maillage est réalisé à l'aide du mailleur Bluekenue [CHC, 2010]. Il est composé d'éléments triangulaires (figure 5.8). Le domaine a une largeur maximum de 50 km et une longueur maximum de 76 km. Le maillage utilisé est constitué de 18046 mailles de 3 nœuds. Le nombre total de nœuds est 33718. La largeur des mailles varie de 10 m près des côtes à 1 km au large.

Le choix d'inclure le Raz Blanchard au centre du maillage permet d'éviter les erreurs de bords engendrées lors de la modélisation. L'intégration du port de Cherbourg dans le maillage permet d'effectuer les contrôles liés à la marée compte tenu de la présence d'une station marégraphique du Shom enregistrant ces données depuis 1943. La figure 5.8 présente ce maillage associé à la bathymétrie du raz Blanchard. 4 zooms associés aux points de mesure pour notre contrôle de marée ont été réalisés : un pour le port de l'île d'Aurigny, un pour celui de Goury face à l'île d'Aurigny, un pour le port d'Omonville faisant face à Cherbourg et enfin un pour le port de Cherbourg lui-même. Ces nœuds ont été choisis à l'extérieur des différents ports, ceci afin d'éviter tout problème de modélisation de la marée dû à la représentation du trait de côte terrestre. Ce trait de côte a été simplifié afin d'obtenir le moins d'interférence locale possible. Par exemple, la digue fermant le port de Cherbourg a été supprimée sur notre maillage. On dispose donc maintenant d'un maillage relativement dense nous permettant d'effectuer les premières modélisations sous TELEMAC.

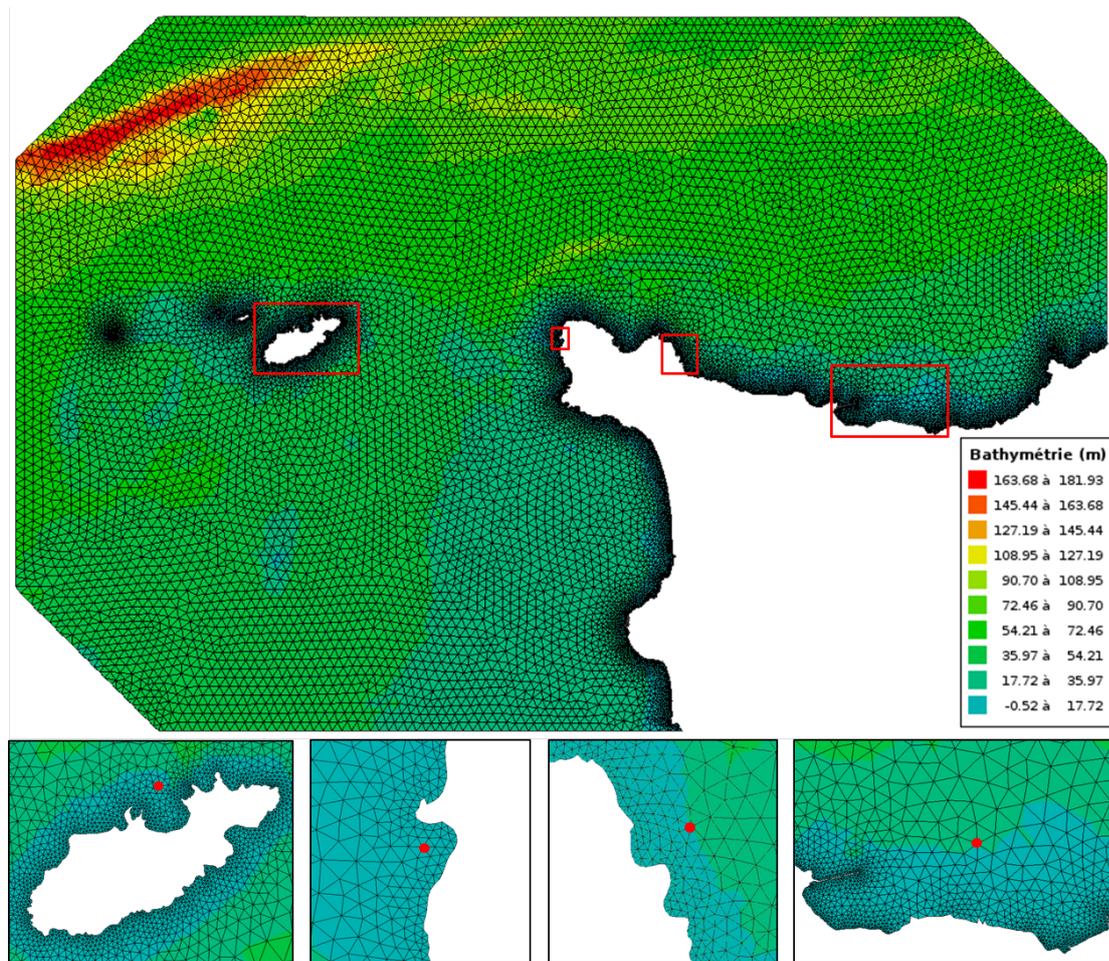


FIGURE 5.8 – Représentation du maillage et des points de contrôle de marée. On dispose de 4 ports où les prévisions du Shom ont été extraites : Les ports d’Aurigny, Goury, Omonville et Cherbourg (de gauche à droite). En terme de données réelles, on ne dispose que du marégraphe de Cherbourg, de la station météo du cap de la Hague et de données ADCP (Acoustic Doppler Velocity Profiler) réalisées dans le Raz Blanchard même. Les points rouges représentent les nœuds choisis afin d’effectuer les comparaisons de marée en fonction des différents coefficients de rugosité.

5.3.4 Conditions limites

Les conditions limites représentent les valeurs de hauteur d’eau et/ou de vitesse (ou de débit) à imposer sur les frontières ouvertes. Les conditions océaniques sont données par les amplitudes et les phases de 37 principales constantes harmoniques de marée (Sa, Mf, Mm, K1, O1, J1, KQ1, Ki1, M1, MP1, OO1, P1, Phi1, Pi1, Psi1, RO1, Sig1, Q1, M2,

S2, N2, K2, L2, 2N2, NU2, 2Q2, E2, KJ2, Mu2, R2, T2, La2, M4, MK4, MN4, MS4, M6) issues du modèle FES 2004 [Lyard et al., 2006]. Elles sont définies sur la frontière ouverte selon la formule :

$$h(t) = Z0 + \sum_{i=0}^n A_i \cos(\theta_i t - \phi_i) \quad (5.17)$$

Avec $h(t)$ la hauteur d'eau à l'instant du temps t , A_i l'amplitude de l'onde i , θ_i l'argument astronomique de l'onde i , ϕ_i la phase de l'onde i et $Z0$ le niveau moyen autour duquel oscille le niveau de l'eau. Il permet de rapporter la hauteur d'eau au zéro de référence des cartes marines qui est généralement le niveau des plus basses mers.

On exprime θ_i à partir de l'équation tirée de [Simon and Gonella, 2007] :

$$\theta_i = 15jt + n_1s + n_2h + n_3p + n_4N' + n_5p_1 + n_6D \quad (5.18)$$

t est le temps solaire moyen local exprimé en heures décimales, j l'indice de l'onde : $j = 0$ pour les ondes annuelles ; $j = 1$ pour les ondes diurnes et $j = 2$ pour les ondes semi-diurnes, et $n_1, n_2, n_3, n_4, n_5, n_6$ représentent les nombres de Doodson.

On définit également :

- s la longitude moyenne de la Lune
- h la longitude moyenne du Soleil
- p la longitude du périégée de la Lune
- N la longitude du nœud ascendant de la Lune avec $N' = -N$
- p_1 la longitude du périégée du Soleil
- D est pris égal à 90°

Ces paramètres exprimés en degrés sont des fonctions du nombre de jours T écoulés depuis l'instant origine qui est le 1er janvier 1980 à minuit (temps universel) [Simon and Gonella, 2007]. On peut les exprimer suivant ces équations :

$$s = 78.16^\circ + 13.17639673T$$

$$h = 279.82^\circ + 0.98564734T$$

$$p = 349.50^\circ + 0.11140408T$$

$$N' = 208.10^\circ + 0.05295392T$$

$$p_1 = 283.6^\circ + 0.000047069T$$

5.3.5 Détermination du coefficient de frottement sur le fond

La loi quadratique introduite par Taylor en 1919 [Taylor, 1920] est souvent adoptée dans les modèles numériques de marée. C'est celle qui est également implémentée dans TELEMAC.

$$\vec{\tau} = \frac{1}{2}\rho C_f |u| \vec{u} \quad (5.19)$$

avec ρ la masse volumique du liquide (kg.m^{-3}), C_f le coefficient de frottement (sans dimension) et u la vitesse de l'écoulement (m.s^{-1}).

Pour ajuster le frottement sur le fond, le coefficient C_f est habituellement pris entre $2.5.10^{-3}$ et 3.10^{-3} [Dronkers, 1964]. [Pingree and Maddock, 1980] a effectué plusieurs expériences sur le plateau continental européen et recommande l'utilisation d'un coefficient compris entre $2.3.10^{-3}$ et $2.6.10^{-3}$. Le coefficient C_f est peu utilisé, il est traditionnellement remplacé par d'autres dont le coefficient de Chézy noté C_c . C_c et C_f sont reliés par la formule :

$$C_c = \sqrt{\frac{2g}{C_f}} \quad (5.20)$$

où g représente l'accélération de la pesanteur. Pour exemple, un coefficient de frottement de 0.003 correspond à un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}.\text{sec}^{-1}$. Ceci mène à la formule de Chézy suivante pour la force de frottement sur le fond (à ajouter dans l'équation de quantité de mouvement sous forme non conservative).

$$\vec{F} = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{g}{hC_c^2} |u| \vec{u} \quad (5.21)$$

où α est l'angle de la plus grande pente du fond. Cette loi rend compte de la nature du fond, notamment de sa rugosité, la taille des grains jouant un rôle sur la contrainte exercée sur le fond. La loi de frottement de Chézy a été établie pour un régime uniforme, mais est étendue à tous les types d'écoulement. Elle s'exprime donc finalement ainsi dans les équations de TELEMAC :

$$F_x = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{g}{hC_c^2} u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (5.22)$$

$$\vec{F} = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{g}{hC_c^2} v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (5.23)$$

avec u la composante suivant l'axe 0x de la vitesse dans les équations de Saint-Venant et v la composante suivant l'axe 0y de la vitesse dans les équations de Saint-Venant.

Le fond de la mer est souvent constitué de sédiments mixtes, ou de conditions non plates. Dans de tels cas, le coefficient de Chézy peut être obtenu à partir de la table 5.1,

Type de fond	C_f	C_c ($\text{m}^{1/2}.\text{s}^{-1}$)
Vase	0.002	94
Vase / Sable	0.0030	81
Limon / Sable	0.0016	111
Sable (lisse)	0.0026	87
Sable (ridée)	0.0061	57
Sable / Coquillage	0.0024	90
Sable / Gravier	0.0024	90
Boue / Sable / Gravier	0.0024	90
Gravier	0.0047	65

TABLE 5.1 – Coefficients de frottement et Coefficients de Chézy associés aux différents types de fond. C_f correspond au coefficient global et C_c à celui de Chézy ($\text{m}^{1/2}.\text{s}^{-1}$) calculé grâce à l'équation 5.20. Source [Soulsby, 1983]

issu de la compilation par [Soulsby, 1983] d'un grand nombre de mesures sur des fonds marins naturels.

Il faut toutefois noter qu'on se place toujours dans une modélisation globale. Compte tenu de nos données de fonds ces valeurs restent des approximations. Elles permettent tout de même une certaine viabilité du modèle et surtout une simplicité nous permettant de gagner en temps de calcul et en précision .

5.3.6 Sensibilité du modèle tidal aux paramètres de frottement du fond

La qualité d'un modèle barotrope de marée dépend (1) des conditions limites, (2) du paramétrage du frottement sur le fond, (3) de la diffusivité des vitesses, (4) de la qualité des données bathymétriques, (5) des paramètres de discrétisation en temps et espace et (6) du schéma et des méthodes numériques. Le modèle présentera toujours des écarts par rapport aux observations, mais notre objectif est de réduire ces écarts au minimum et de reproduire les traits principaux de la propagation de la marée dans le Raz Blanchard.

Nous avons cherché à comprendre la réponse du modèle aux variations du coefficient de frottement. Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé différents coefficients de frottement de Chézy et comparé les résultats avec les hauteurs de marée observées dans la région. Les tests ont porté sur toute une gamme de coefficients de Chézy entre 40 et 60 $\text{m}^{1/2}.\text{sec}^{-1}$. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2.

Coefficient de Chézy	40	45	48	50	53	55	57	60
Cherbourg								
<i>Emoy</i>	0.17	0.16	0.15	0.15	0.14	0.13	0.15	0.24
<i>Per</i>	5	6	5	5	5	4	5	8
<i>Ect</i>	0.13	0.12	0.11	0.11	0.10	0.10	0.12	0.16
Omonville								
<i>Emoy</i>	0.19	0.18	0.17	0.17	0.16	0.16	0.17	0.26
<i>Per</i>	7	6	6	6	5	5	6	8
<i>Ect</i>	0.14	0.13	0.13	0.12	0.12	0.11	0.13	0.21
Goury								
<i>Emoy</i>	0.46	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.41
<i>Per</i>	11	11	10	10	10	10	10	9
<i>Ect</i>	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.32
Aurigny								
<i>Emoy</i>	0.23	0.23	0.22	0.22	0.22	0.23	0.23	0.23
<i>Per</i>	9	9	9	9	9	9	9	9
<i>Ect</i>	0.17	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16

TABLE 5.2 – Données d’erreur moyenne et d’écart type obtenu pour différents points du maillage. *Emoy* correspond à l’erreur moyenne, *Per* au pourcentage moyen de cette erreur par rapport aux données et *Ect* à l’écart type associé à l’erreur moyenne.

L’analyse des résultats (tableau 5.2) nous montre un pourcentage d’écart inférieur à 10% pour trois ports. Concernant le port de Goury, l’erreur est plus importante. Un effet local lié aux courants ou tout simplement à une différence significative du fond pourrait justifier cet écart. La zone est complexe, et le point du modèle est en plein centre de cette complexité.

Cette différence marquée concernant le port de Goury, et la difficulté pour le modèle d’établir une concordance peut se deviner lorsqu’on analyse la figure 5.9. Celle-ci présente la différence de modèle de marée entre les 4 ports que l’on compare. On remarque ce décalage important entre les hauteurs de marée. Il ne peut s’expliquer seulement par la position géographique. La zone étant étendue, cela nécessite d’être relativement précis entre le choix des prévisions et celui de la récupération sur le maillage. Compte tenu des données obtenues (tableau 5.2) et de nos objectifs quant à cette modélisation, on ne tiendra pas compte de cet écart concernant le port de Goury. On va se contenter de chercher à se rapprocher des prévisions des autres ports. La différence est trop importante et il n’est pas avéré qu’avec la résolution que l’on propose cet effet dû aux courants se fasse correctement ressentir, même en ajustant le coefficient de Chézy où en modifiant

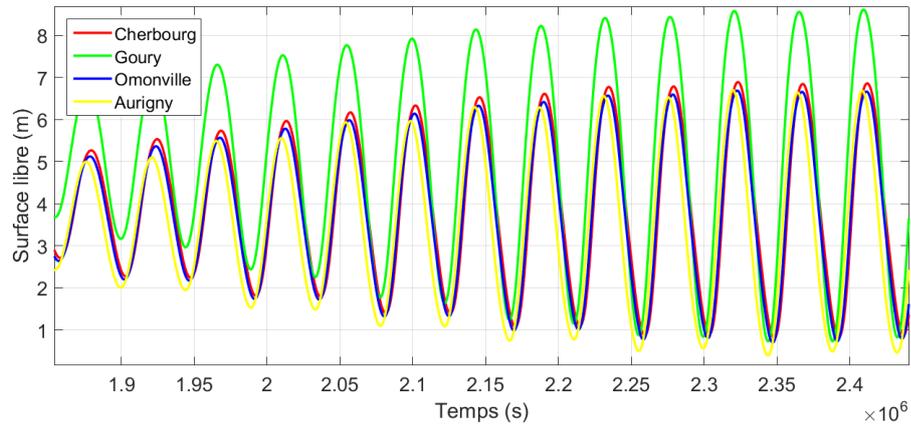
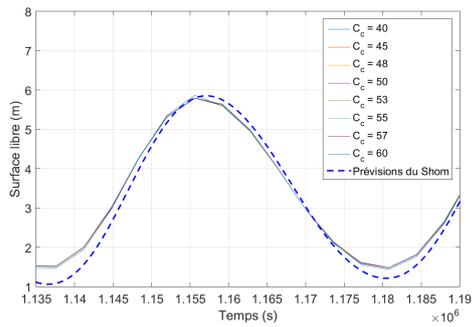


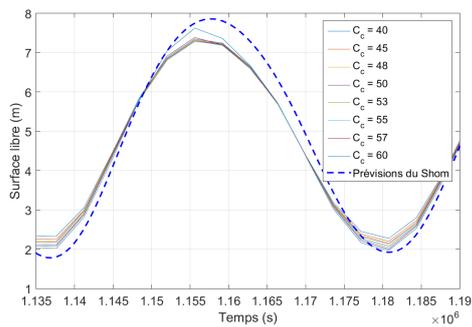
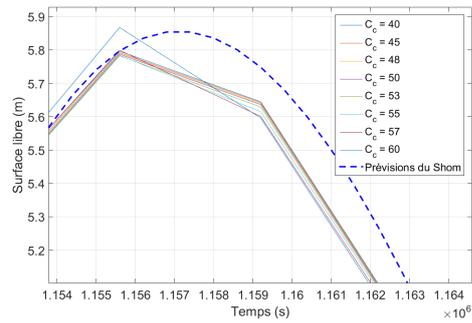
FIGURE 5.9 – Courbes des différentes prévisions de marée. Les 4 ports sont représentés. On remarque une nette différence entre les amplitudes de marée du port de Goury et les autres ports. Compte tenu de la géographie, un déphasage en se déplaçant vers l'ouest est perceptible.

la décomposition de la zone.

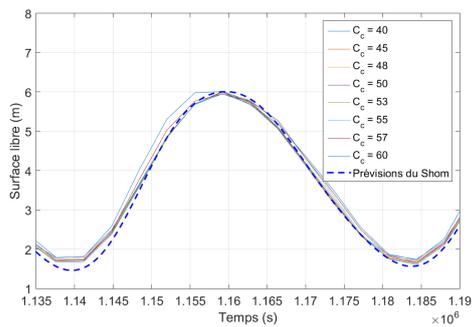
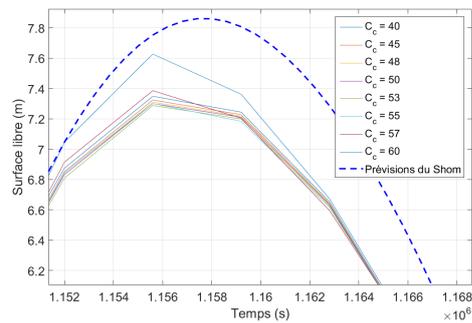
On choisit, en considérant nos résultats du tableau 5.2 une valeur de 55 pour notre coefficient de Chézy. Celui-ci apparaît comme présentant la meilleure valeur pour les ports de Cherbourg et Omonville. Le port d'Aurigny reste lui peu sensible à la variation du coefficient. Quant à Goury, comme cela a été dit précédemment avant, on ne tient pas compte de sa valeur. La valeur retenue pour le coefficient de Chézy correspond au minimum d'écart, en pourcentage : l'erreur est de 5% à Cherbourg et 6% à Omonville. Les courbes sur une haute mer ont été représentées sur la figure 5.10.



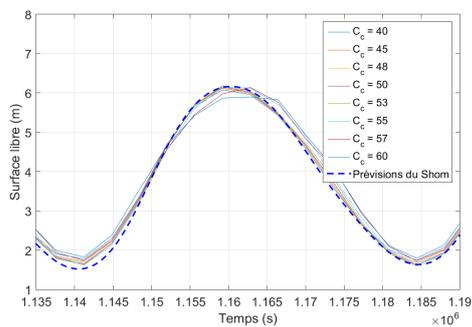
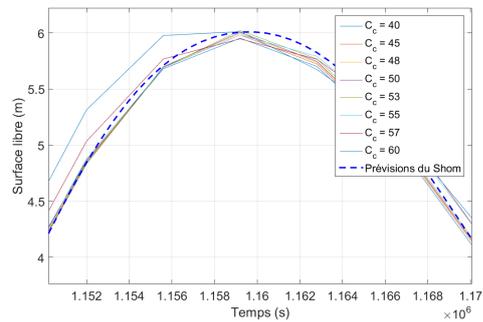
a) Port d'Aurigny



b) Port de Goury



c) Port d'Omonville



b) Port de Cherbourg

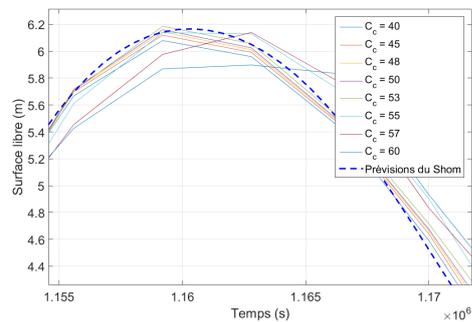


FIGURE 5.10 – Modélisation de la marée aux différents points du maillage présentés sur la figure 5.8. La figure de droite correspond à un zoom effectué sur la figure de gauche.

Une fois qu'on a obtenu l'ajustement des calculs de marées, on peut tracer la carte des courants, soit la carte 5.11, qui nous donne la vitesse de fond dans le raz Blanchard. Cette vitesse atteint plus de 2 m/s, ce qui confirme la pertinence des manipulations réalisées dans le chenal de l'IPR.

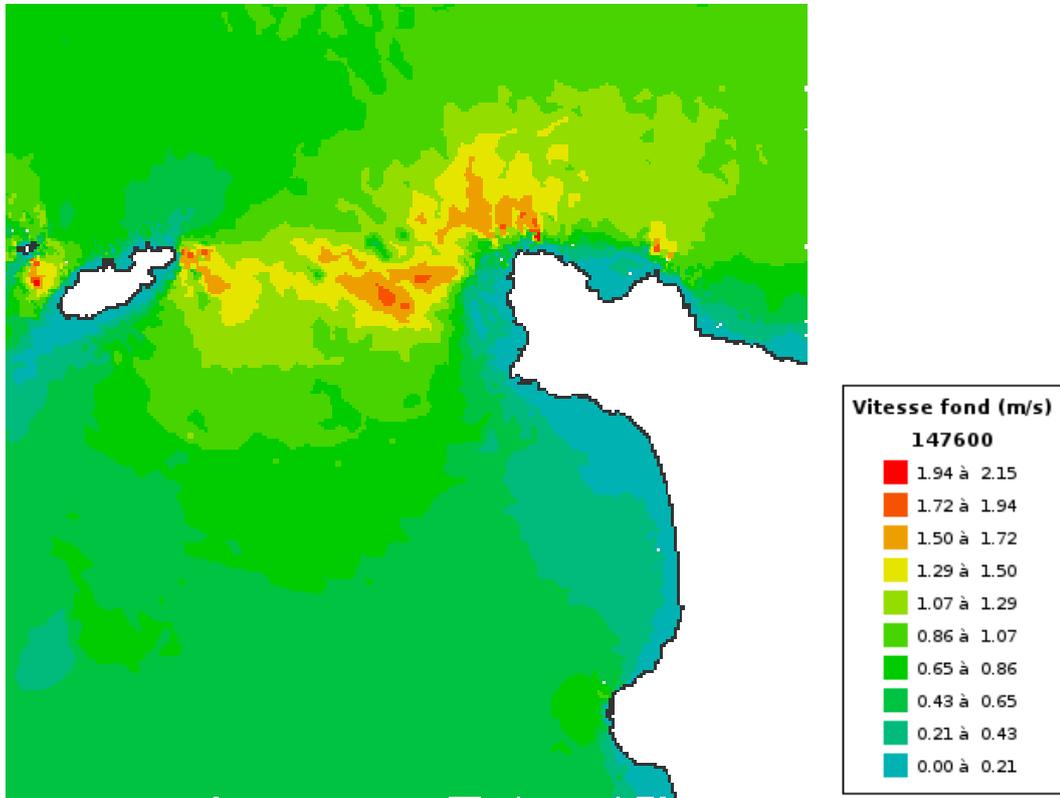


FIGURE 5.11 – Carte des courants de fond obtenue sous TELEMAC 3D

5.4 Application au raz Blanchard des lois extraites en chenal

5.4.1 Rappel des lois extraites et méthode d'application au raz Blanchard

L'objectif est d'obtenir une visualisation de ce que donneraient les lois établies expérimentalement dans le chenal de l'IPR sur la zone du raz Blanchard.

Le design de la particule n'a que peu d'impact sur la trajectoire selon [Auel et al., 2017]. Seule la taille de la particule influe significativement sur le mode de transport. Ce résultat est toutefois à considérer avec des limites compte tenu de la surface du fond modélisée par une surface en mortier avec pour valeur de $k_s = 0.2$ mm. Le processus consiste à extraire des cartes du Shom les données dont on a besoin et d'appliquer nos lois. La loi que l'on va utiliser dépend du Shields :

$$H/d = 19.88 \times (\tau^* - 0.011)$$

En utilisant ensuite le rapport L/H dépendant de la rugosité relative, on obtient la longueur moyenne de saut. Puis, en se basant sur les courbes des figures 4.15 et 4.16, on obtient :

$$L/d = 4.46(d_B/d)^{-0.6}H/d$$

On souhaite modéliser une carte pour les diamètres $d = 1$ cm et $d=20$ cm formant deux extrêmes de la gamme de particules que l'on souhaite étudier. En dessous de ce diamètre, on considère que les particules ne présentent pas de risques pour les hydroliennes.

La nature du fond permet de caractériser le diamètre médian le plus représenté sur la zone par le tableau 5.3. La figure 1.8 du Shom donne la nature du fond dans le raz Blanchard. Nous déduisons de ces deux données le d_{B50} sur toute la zone.

La valeur du Shields découle de l'équation déjà présentée dans l'état de l'art :

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

On doit donc obtenir pour déterminer le Shields la valeur $\tau_0 = \rho_f u_*^2$. La donnée manquante est donc la valeur de u^* , que l'on retrouve en partant de l'hypothèse que le profil d'écoulement est de forme logarithmique et en utilisant les données de vitesse du fond du modèle 3D mis à disposition par le Shom. Ainsi, grâce à cette donnée de vitesse, on peut retrouver u^* grâce à l'équation :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (5.24)$$

z représente la hauteur où l'on pourrait connaître la valeur de la mesure de vitesse. Dans cette équation, pour retrouver u^* , il nous manque z_0 et $U(z)$. La carte 1.6 nous donne une valeur de vitesse d'écoulement au fond du raz Blanchard via les résultats d'une simulation 3D sous TELEMAC. Il semble peu probable que le profil d'écoulement soit logarithmique sur la totalité de la colonne d'eau. Compte tenu du caractère 3D de notre modèle, on va s'intéresser à la dernière couche définie par TELEMAC. Le modèle choisi comporte 10 couches. Les vitesses étant référencées aux noeuds dans TELEMAC, on obtient donc en chaque point une vitesse $U(z)$ en fonction de la hauteur d'une couche en ce point.

Quant au paramètre z_0 , il peut être approché en se basant sur la carte 1.8. La nature du fond va en effet nous fournir deux informations, la rugosité et la taille des grains médians. En se servant du tableau 1.1, on obtient donc le z_0 correspondant. Toutes les configurations n'étant pas représentées dans ce tableau certaines valeurs de z_0 peuvent être déterminées via le diamètre médian des particules en se basant sur la formule du k_s de Nikuradse [Nikuradse, 1933]. La formule que l'on a définie dans le chapitre 4 est trop spécifique à nos mesures en chenal pour être appliquée ici. Le tableau 5.3 suivant regroupe les valeurs du Shom (d_{B50}) et celles correspondant au tableau 1.1 (z_0) :

Type de fond	z_0 (mm) [Soulsby, 1983]	d_{B50} (mm) Shom	k_s (mm) Nikuradse	z_0 (mm) $k_s/30$
Roche	10	0-0.1	-	10
Cailloutis	4	15-20	50	1.6
Cailloutis Gravier	4	15-20	50	1.6
Cailloutis Sables	4	15-20	50	1.6
Gravier	3	3-4	2.5	0.3
Gravier Cailloutis	3	10-15	10	0.34
Gravier Sables	3	0.4-1	2.5	0.083
Sables	0.4	0.1-0.4	1	0.03
Sables Cailloutis	2	0.4-1	2.5	0.083
Sables fins	0.4	0.1-0.4	1	0.03
Sables fins Vases	0.4	0.1-0.4	1	0.03
Sables Grossiers	0.3	0.4-1	2.5	0.083
Sables Gravier	0.3	0.4-1	2.5	0.083
Sables Vases	0.7	0.1-0.4	1	0.03
Vases	0.2	0-0.1	0.25	0.008
Vases Argiles	0.1	0-0.1	0.25	0.008
Vases Sables	0.7	0.1-0.4	1	0.03
Vases Sables fins	0.1	0-0.1	0.25	0.008
Vases Silts	0.1	0-0.1	0.25	0.008

TABLE 5.3 – Valeurs de z_0 déterminées pour les types de fond rencontrés dans le raz Blanchard. Les valeurs de z_0 viennent de [Soulsby, 1983] (les valeurs en gras correspondent aux valeurs interpolées par rapport à celles fournies), les données de d_{B50} des cartes du Shom. Le calcul de z_0 s’est fait via le coefficient de Nikuradse. Ce choix est effectué sur des sédiments plus fins que ce que l’on a modélisé. Pour le cas du z_0 associé à la roche, compte tenu de la nature du fond via les photos 1.2, on a choisi une valeur égale à 10, différente de celles évaluées via le coefficient de Nikuradse. Cette valeur est probablement sous-évaluée.

5.4.2 Résultats et Analyse

On propose des cartes de hauteur de saut tirées de la méthode décrite précédemment. Cette cartographie est représentée de deux manières différentes. La première s'appuie sur le z_0 défini par des valeurs s'appuyant sur le tableau fourni dans [Soulsby, 1997], soit la deuxième colonne du tableau 5.3. et est représenté par les cartes (a) des figures 5.12 et 5.13. Les cartes (b), elles, utilisent la valeur de z_0 calculée par la méthode de Nikuradse [Nikuradse, 1933].

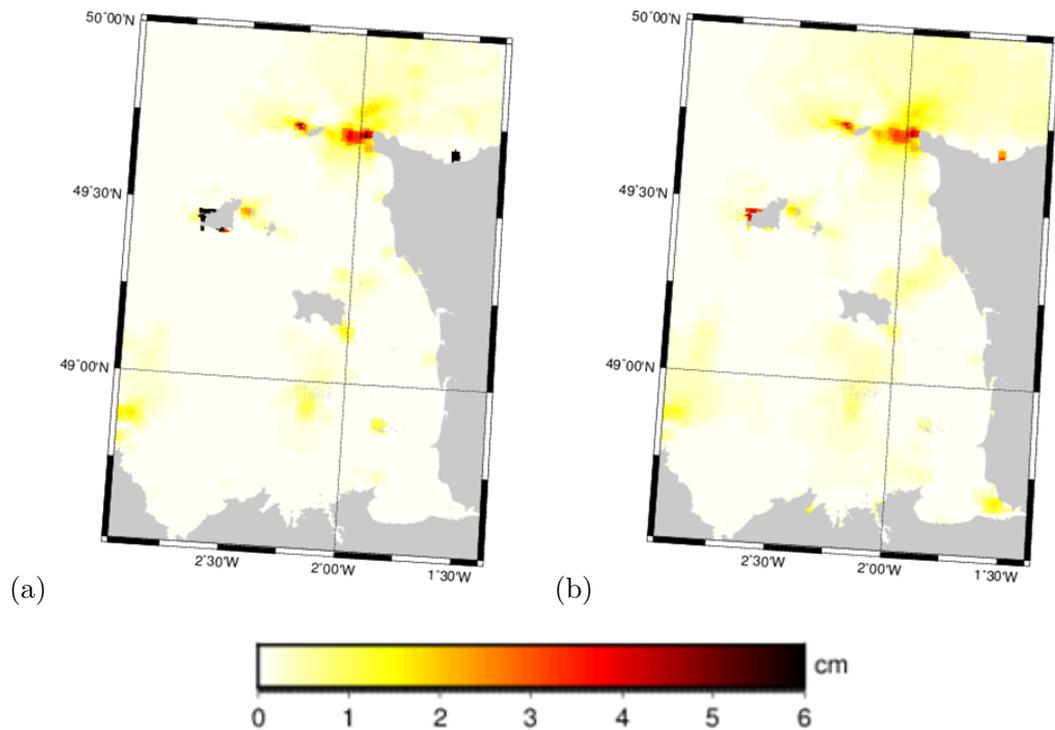


FIGURE 5.12 – Représentation des différentes hauteurs de saut pour un diamètre $d=1\text{cm}$. La carte (a) représente les valeurs de z_0 obtenues à partir de [Soulsby, 1997] et interpolées pour les données manquantes. La carte (b) utilise les valeurs obtenues à partir du z_0 de Nikuradse.

L'analyse de la carte 5.12 nous montre une hauteur de saut faible dans le raz Blanchard, ne dépassant pas 6 cm de haut pour des particules de taille $d=1\text{cm}$ sur la carte (a). Compte tenu d'un z_0 plus important via les données empiriques de Soulsby, la hauteur de saut est plus importante sur ce modèle. L'écart reste toutefois faible entre ces deux représentations. Pour la carte 5.13, on se situe autour de 3 cm maximum pour un diamètre $d=20\text{cm}$ avec une zone de saltation très localisée face au cap de la Hague.

Il est donc difficile d'envisager avec cette carte la présence de particules ayant un diamètre de l'ordre de 20 cm traversant cette zone. Les particules de cette taille entrant en mouvement sont à priori les particules déjà présentes sur place.

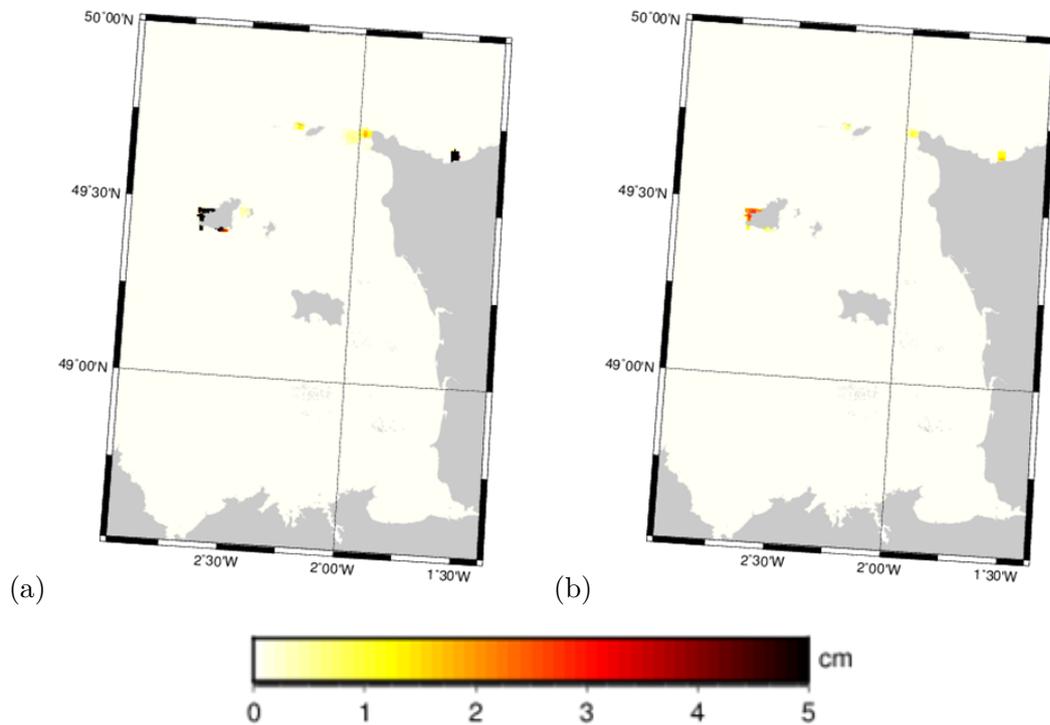


FIGURE 5.13 – Représentation des différentes hauteurs de saut pour un diamètre $d=20\text{cm}$. La carte (a) représente les valeurs de z_0 obtenues à partir de [Soulsby, 1997] et interpolées pour les données manquantes. La carte (b) utilise les valeurs obtenues à partir du z_0 de Nikuradse.

5.4.3 Limite de cette cartographie

La première limite de validité de ses cartes repose sur l'établissement de la vitesse de cisaillement u_* . Déterminer un cisaillement de cette manière est trop imprécis. On envisage ici un profil logarithmique ce qui n'est probablement pas le cas. La mesure de vitesse du fond repose également sur une simulation et donc peut être sujette à des erreurs significatives faute de mesures réelles.

Cette représentation ne prend pas en compte la bathymétrie et donc les pentes pouvant engendrer des différences au niveau des trajectoires. Avec une pente marquée, les trajectoires ont tendance à être moins hautes et moins longues [Ancey et al., 2002, Auel et al., 2017], ce qui modifie donc à priori cette carte si l'on parvient à quantifier ce phénomène. Une limite supplémentaire concerne le maillage extrait des données de courants et des données bathymétriques. Celui-ci est beaucoup trop peu résolu. On obtient une couverture précise au km^2 ce qui est largement insuffisant pour quantifier de manière précise les données obtenues. Enfin, concernant les données de vitesses, celles-ci sont peu précises et découlent d'un modèle numérique. Même si le modèle est ajusté à des données réelles, compte tenu de la zone, ces données sont rares et une dérive, lorsqu'on s'écarte trop des points de mesure, est possible. Les lois que l'on a déterminées découlent d'un fond rugueux sans réelles structures créant des turbulences importantes. On peut envisager dans le raz Blanchard des vortex sur le fond permettant une accélération des particules proches du fond.

5.4.4 Bilan du Chapitre

Un modèle de marée a été développé pour le raz Blanchard à l'aide de TELEMAC. Ce modèle a été paramétré et validé en terme de marée grâce aux données de 4 ports situés dans le domaine de modélisation. La marée étant le processus physique prédominant de la circulation dans le raz Blanchard, il est primordial d'effectuer une calibration afin de reproduire le plus exactement possible cette circulation et pouvoir appliquer ce modèle au transport sédimentaire. La prochaine étape consistera à paramétrer le module SISYPHE afin d'étudier les processus du transport sédimentaire à l'échelle régionale et peut-être d'intégrer nos lois qui, même si elles ne dépeignent pas complètement la réalité, nous donnent un aperçu de ce qu'il se produit à grand nombre de Stokes, dans le raz Blanchard. On notera que selon nos modèles, les particules de plusieurs dizaines de centimètres ne se déplacent à priori pas par bonds dans le raz Blanchard et ne sont pas un risque potentiel pour les hydroliennes. Les cartes du raz Blanchard obtenues à partir de nos lois établies en chenal ont une faible résolution (1 mesure de bathymétrie et de vitesse de courant par km²). Elles permettent toutefois, malgré leur faible précision, d'obtenir un aperçu des hauteurs de saut moyennes potentiellement atteignables dans le raz Blanchard. Ces valeurs restent faibles (de l'ordre de 6 cm) mais ne répondent pas complètement au problème rencontré sur cette zone, car elles découlent de situations en écoulement stable moins intenses que dans la réalité. On peut donc voir ces représentations comme une illustration nécessitant de nombreuses améliorations, telles qu'un modèle plus précis ou encore une modélisation lors d'une période de marée au coefficient plus élevé, permettant de les valider.

Conclusions et Perspectives

Conclusions

La connaissance des processus de saltation en milieu extrême présentait jusqu'à maintenant un intérêt pour la compréhension des phénomènes d'érosion appliqués aux lits de rivière. L'avènement des EMR a entraîné l'exploitation de sites caractérisés par des conditions extrêmes, signes d'un potentiel énergétique majeur. Cette volonté d'industrialiser de tels sites crée un nouvel intérêt d'études pour ces phénomènes extrêmes. Les projets d'exploitation industrielle nécessitent un besoin de comprendre et d'anticiper les différents impacts environnementaux des structures sur le milieu mais aussi l'impact du milieu sur ces structures. Jusqu'à présent, les études sédimentaires portant sur le milieu océanique s'intéressaient aux particules fines, au déplacement des dunes ou encore à l'érosion des littoraux. Or, les conditions environnementales que présentent de tels sites se rapprochent plus des conditions d'un torrent de montagne que de ces transports océaniques assimilables à des flux de particules. Une approche différente est donc nécessaire pour comprendre, anticiper et modéliser ce genre de phénomène en se focalisant sur la saltation qui est le moyen de transport le plus susceptible d'impacter ces infrastructures que les industriels souhaitent installer.

L'objectif de cette thèse est de proposer de nouvelles lois régissant la trajectoire de saltation de particules grossières en milieu extrême et de pouvoir les intégrer dans des études plus globales, afin de proposer des cartographies de la zone du raz Blanchard. Ces lois proviennent de mesures réalisées en chenal, avec trois vitesses d'écoulement (65 cm.s^{-1} , 85 cm.s^{-1} et 107 cm.s^{-1}), trois tailles de particules ($d= 1.6 \text{ cm}$, $d= 3 \text{ cm}$ et $d= 5 \text{ cm}$) et trois rugosités composées de particules homogènes ($d_B= 1.2 \text{ cm}$, $d_B= 1.6 \text{ cm}$ et $d_B= 2.6 \text{ cm}$). L'optimisation de la détermination de la vitesse de cisaillement est nécessaire afin de mieux évaluer la valeur du nombre de Shields. A partir de notre étude expérimentale, deux lois principales sont proposées pour évaluer les paramètres de la saltation. La première de ces lois repose sur la valeur du Shields établie à partir d'une taille de particule donnée et de la vitesse de cisaillement sur le fond. Cette loi relie la hauteur de saut adimensionnelle linéairement au nombre de Shields. Ainsi cette première loi permet d'établir une première carte. Le principal verrou à ce résultat repose

sur l'établissement du profil de vitesse dont on extrait la vitesse de cisaillement. Ce profil est sujet à de nombreuses incertitudes de mesure venant de l'instrumentation et de son positionnement dans la colonne d'eau. De plus, le coefficient de rugosité dans l'établissement de cette loi doit être correctement choisi par rapport au fond que l'on souhaite modéliser. Une adaptation du coefficient de Nikuradse a dû être utilisée dans notre cas. Cette loi présente donc un nombre important d'incertitudes mais peut être considérée comme un premier pas dans l'établissement d'une détermination de hauteur de saut de saltation dans des conditions extrêmes.

La seconde loi importante de notre étude concerne l'impact de la rugosité relative sur le ratio longueur/hauteur des sauts réalisés par la particule lors de la saltation. Plus ce coefficient augmente, plus la trajectoire est verticale. On a donc déduit une valeur pour ce rapport d'aspect. Elle décroît lorsque la rugosité relative augmente. Combiner ainsi nos deux lois nous permet d'établir une paramétrisation des trajectoires de saut à partir du profil d'écoulement, de la rugosité du fond et du diamètre des sédiments disponibles. On montre que la rugosité relative va influencer l'angle d'impact des particules sur le fond. L'augmentation de la rugosité relative a tendance à augmenter l'angle d'impact moyen. Le coefficient de restitution peut se déterminer à partir de l'angle d'impact. Plus cet angle est important, plus la restitution globale ou verticale est faible. On peut donc supposer que plus la rugosité relative augmente, plus les sauts seront faibles.

On a pu constater que plus la rugosité relative augmente, plus la restitution verticale associée à un angle d'impact est importante. Avec une restitution verticale s'expliquant de manière géométrique en fonction de la rugosité relative, le transfert d'énergie horizontale vers la verticale se trouve donc optimisé. Ceci explique la faiblesse du ratio longueur versus hauteur pour une rugosité relative élevée. On se retrouve donc dans un cas différent des études de la littérature. Dans notre cas de régime très inertiel, la restitution géométrique de la trajectoire a plus d'importance que les interactions visqueuses sur la particule.

Lorsque l'on étudie la hauteur adimensionnelle des sauts individuels en fonction de la vitesse d'impact, il apparaît que la hauteur atteinte est plus importante que ce qu'un mouvement sans frottement devrait permettre. Les effets de masse ajoutée permettent en partie d'expliquer notre résultat. La viscosité jouant le rôle de frein et l'effet Magnus étant insuffisant pour décrire cet écart, un effet de bord ou de turbulence non résolu reste pour le moment notre principale piste. Ces conclusions sont transposables dans des modèles numériques. Le premier objectif a été d'utiliser un code proposant une solution de trajectoire traitant du problème de manière semi analytique et quasi-stationnaire : la trajectoire est périodique. L'objectif est d'étendre nos résultats sur une plus grande échelle de valeurs. Toutefois, la solution proposée reste incertaine. Le modèle ne répondant que partiellement aux résultats, pour la rugosité relative $d_B/d=0.40$, l'écart à la loi sur le paramètre de Shields est divisé environ par un facteur 5, tandis que le rapport d'as-

pect est multiplié par deux pour cette même rugosité relative. Ces écarts ne permettent donc pas de conclure de manière absolue sur ces lois ni de valider leur prolongement. Une modélisation sous DEM serait probablement plus appropriée et permettrait une approche plus précise des lois obtenues.

Enfin la proposition de réaliser une modélisation régionale en appliquant directement les lois, nous montre des sauts de faibles amplitudes (un peu plus d'une dizaine de centimètres) à proximité du cap de la Hague : ces trajectoires semblent limitées. Si l'on raisonne du point de vue des ingénieurs participant à la mise en place d'une ferme d'hydroliennes, d'après ces résultats, le rôle de la rugosité est prépondérant pour les caractéristiques de saut de particules en saltation. Si les hauteurs de saut moyen sont faibles et ne présentent a priori aucun risque pour les infrastructures, la possibilité d'un cas isolé pouvant atteindre une hauteur importante existe. Les hauteurs maximales atteintes en chenal sont de 5 cm environ pour des billes allant jusqu'à 3 cm de diamètre, pour des moyennes ne dépassant pas les 2 cm. Ceci peut être encore plus vrai avec une charge en particules importante entraînant la possibilité de chocs interparticulaires en plein vol, ce qui augmenterait de 2 à 2,5 fois la hauteur moyenne de saut selon les travaux de [Lee et al., 2002]. Cette hauteur de saut peut donc être largement supérieure à la hauteur moyenne. En choisissant la surface d'implantation des hydroliennes de telle manière qu'aucune accumulation de particules ne soit possible et en limitant au maximum la rugosité autour des structures (en construisant une dalle par exemple), on limiterait la probabilité d'une trajectoire extrême pouvant causer des dommages aux infrastructures. Cette solution reste toutefois une conclusion ne découlant que de mes résultats basés sur mes expérimentations en chenal. D'autres facteurs seraient probablement à prendre en compte dans la mise en place de telles fermes.

Perspectives

Les perspectives les plus simples lorsqu'il s'agit d'une modélisation sont la multiplication des cas de figure ainsi que l'amplification des paramètres que l'on souhaite mesurer. Ainsi, on diminue les incertitudes et l'on obtient des lois plus fiables. La modélisation du raz Blanchard, fait état de vitesses encore plus importantes que ce que l'on a pu modéliser dans le chenal. Une étude à partir d'un chenal avec une capacité de vitesse d'écoulement encore plus importante permettrait d'aller plus loin dans le nombre d'expériences possibles dans ce genre de conditions. Ces modifications sont toutefois compliquées à mettre en place ou nécessitent de changer d'infrastructures. Toutefois, en conservant les paramètres du chenal, d'autres études peuvent être réalisées. La simulation d'un écoulement turbulent créé à partir d'une grille, en supprimant la structure en nid d'abeille de l'installation ou en ajoutant un cylindre permettrait de juger de l'impact de vortex sur les hauteurs de saut.

L'obtention de la vitesse verticale d'écoulement nous manque également dans nos mesures. Cette mesure nécessite en revanche un autre type d'instrumentation. L'utilisation

d'un UBFlow d'Ubertone, par exemple, permettrait d'effectuer via l'effet doppler des mesures sur des cellules de 3 mm d'épaisseur. L'utilisation d'un tel appareil produirait à la fois une acquisition en simultané du profil de vitesse lors de l'enregistrement des trajectoires et un profil beaucoup plus précis de l'écoulement. De ces mesures en temps réel et axées sur la verticale, on pourrait déterminer la taille des volutes de turbulence. Concernant la modélisation, le code proposé par [Berzi et al., 2016], n'est probablement pas le plus adapté à une étude portant sur un environnement extrême. Le caractère périodique des trajectoires introduit en plus une notion de régime hypercritique que l'on n'a pas dans notre configuration. En se basant sur les données déjà acquises, une étude portant sur les trajectoires moyennes apporterait un éclairage sur ce qui manque au code de [Berzi et al., 2016]. En procédant de la même manière que [Nino and Garcia, 1997] il est sans doute possible d'identifier si la force de Basset qui n'est pas prise en compte dans ce code pour le moment, joue un rôle primordial.

La piste d'une modélisation DEM permettrait de se rapprocher de nos mesures en chenal. Ce type de modélisation est particulièrement adapté aux problèmes granulaires et discrets dans lesquels s'inscrivent nos travaux. A travers ceux-ci, on a montré l'importance du rôle de la restitution dans notre cadre d'étude. La modélisation DEM est parfaitement adaptée à cela, ce que ne présente pas le modèle semi-analytique de [Berzi et al., 2016]. Ce type de modèle semble donc bien plus adapté pour prolonger notre expérimentation. Ainsi une prolongation de nos lois serait plus envisageable.

Actuellement, le lien entre la modélisation micro-échelle et la modélisation régionale n'est pas suffisant pour valider une prolongation des lois établies, ce qui permettrait d'inclure notre modèle sur une plus grande échelle de taille de sédiments. En ne se basant que sur la relation dépendant du Shields, inclure notre modèle dans TELEMAC 3D ne représente a priori que peu de contraintes. TELEMAC 3D accepte en entrée le coefficient de Chézy que l'on peut décomposer par zone et qui caractérise finalement la rugosité. Concernant la vitesse de cisaillement, celle-ci découle de la vitesse de fond comme on a pu le montrer dans les différents chapitres. On a donc déjà tous les éléments permettant d'appliquer cette loi. Il est donc à priori simple d'inclure ce que l'on a modélisé dans TELEMAC 3D. Enfin les difficultés rencontrées avec le modèle de TELEMAC 3D concernant l'inclusion du module SYSIPHE nécessitent encore du travail. Le véritable intérêt de ce module concernant notre étude se porte sur l'établissement des réservoirs à sédiment. On ne sait pas précisément quels sont les déplacements des sédiments grossiers au sein du raz Blanchard. Si les formules de flux proposées pour modéliser le transport sédimentaire ne sont pas applicables pour de telles tailles, il est en revanche envisageable de caractériser les zones de dépôts et ainsi valider ou non la possibilité que certaines particules puissent traverser une zone définie. La résolution du Modèle Numérique de Terrain dont on a disposé pour le raz Blanchard n'est pas suffisante pour appliquer nos lois. En supposant que nos lois soient validées par un modèle numérique, une résolution fine serait à envisager.

Aujourd'hui la résolution horizontale d'un MNT à partir d'un sonar latéral est de

l'ordre centimétrique. Selon les données constructeurs, en raisonnant par interférométrie on arrive à une surface garantie à 5 cm/5 cm et atteignable à 2 cm/2 cm pour le sonar latéral Hisas de Kongsberg. Une telle résolution correspond à la taille des particules dangereuses pour les hydroliennes. Cette donnée couplée à un multifaisceau permettrait d'envisager non seulement une bonne connaissance du fond mais également toute formation sédimentaire ou rocheuse propre à créer des trajectoires de saltation importantes. La résolution verticale nécessite l'utilisation d'un sonar multifaisceau. Le R2Sonic 20/26 dispose d'une résolution angulaire de 0.5 par 0.5 degrés et d'une résolution verticale de 1 cm ce qui nous donne par 40 m de fond une résolution horizontale de 30 cm et de 1 cm en verticale.

Avec ce type de mesure, on est très loin de nos données actuelles. Une telle précision, combinée aux données du sonar latéral, permettrait une bien meilleure approche pour déterminer les valeurs de d_B en milieu réel. Enfin la classification de fond est depuis de nombreuses années un sujet récurrent d'étude acoustique et fait l'objet régulier de publications. Une partie des données de la carte sédimentaire du Shom repose d'ailleurs sur des données acoustiques et sur des prélèvements. Il n'existe pour l'instant pas de système totalement fiable, mais utiliser un sondeur de sédiment pour identifier la rugosité de fond, pourrait encore une fois répondre à nos besoins concernant les lois que nous proposons.

Annexe A

Partie Expérimentale

A.1 Modélisation de la rugosité

On souhaite réaliser une surface de 200 cm par 40 cm plane permettant de simuler un fond rugueux et grossier où la mise en saltation des billes représentant les galets est possible. La rugosité doit être de l'ordre de nos particules en mouvement soit d'une hauteur de 1 à 3 cm d'épaisseur. De plus elle doit éviter tout schéma régulier afin d'empêcher la formation d'une turbulence particulière. Cette rugosité doit être quantifiable.

A.1.1 Technique de modélisation

Voici un compte rendu des avantages et inconvénients de différentes méthodes propres à la modélisation d'une telle rugosité.

Imprimante 3D

La première proposition est axée sur la création d'un fond aléatoire modélisé numériquement puis réalisé à l'aide d'une imprimante 3D.

Avantages : On peut simuler ce fond aléatoire numériquement et donc s'assurer de l'absence de régularité dans le schéma.

Inconvénients : Le prix du matériau semble onéreux pour la réalisation d'une telle surface (15 euros pour 1 bobine environ). On va devoir réaliser un pavage assez fin puisqu'on ne peut pas réaliser de grandes surfaces (20 cm par 20 cm avec les

imprimantes dont on dispose). Donc il est possible d'avoir un problème d'ajustement. Le temps de réalisation de la surface est de l'ordre de plusieurs heures pour chaque dalle. Une imprimante 3D est habituellement utilisée pour de petits objets. Il faut aussi réfléchir à l'ajustement de ce maillage sur une plaque de fond nécessitant donc un collage supplémentaire.

Modélisation par extraction

On propose de réaliser le fond modélisé numériquement à la fraiseuse. Plus simple d'utilisation et beaucoup plus rapide en manipulant un matériau peu dense type Styrodur et en le renforçant à la résine époxy (chargé en fibre de verre si besoin) après fraisage, la découpe est assez simple. Cela nécessite toutefois un accès à une fraiseuse. Utiliser directement comme matériau du bois est peut être envisageable et évite le lissage du au renforcement à l'époxy.

Avantages : La méthode est moins onéreuse que la modélisation par imprimante 3D. C'est de plus, plus rapide et plus facile de faire une grande surface. Comme la modélisation par imprimante, un modèle aléatoire du fond numérique est nécessaire.

Inconvénients : Un renfort de la surface avec de la résine doit être pris en compte ce qui peut compliquer la détermination des paramètres de la rugosité. On retrouve le même problème pour la fixation des plaques que lors de la modélisation sous imprimante. Celles-ci ne doivent pas décoller du fond du chenal.

Modélisation par moulage de chaque particule rugueuse

L'idée est de créer la rugosité à partir de moules. Les moules initiaux imaginés peuvent être des boules de décoration qu'on trouve facilement dans des magasins de bricolage. On crée une matrice en polyester puis un moule durable en silicone (Remarque : la matrice peut également être une bille, balle de pingpong...etc). De là on obtiendra en remplissant plus ou moins ce moule de polyuréthane des éléments plus ou moins profonds ce qui nous permettra de créer une surface sans régularité. Dans chacun de ces morceaux de sphère on pose une vis ou une cale type meuble assemblable nous permettant par la suite de les positionner sur une plaque. Le coté ajustable est intéressant mais cela demande à priori énormément de temps à réaliser. La réalisation est résumée sur la figure (A.1).

Avantages : La surface peut être facilement modifiée.

Inconvénients : L'absence de régularité (sol aléatoire) va être plus compliquée à obtenir dans le positionnement sur la plaque de fond. Trouver des moules adéquats

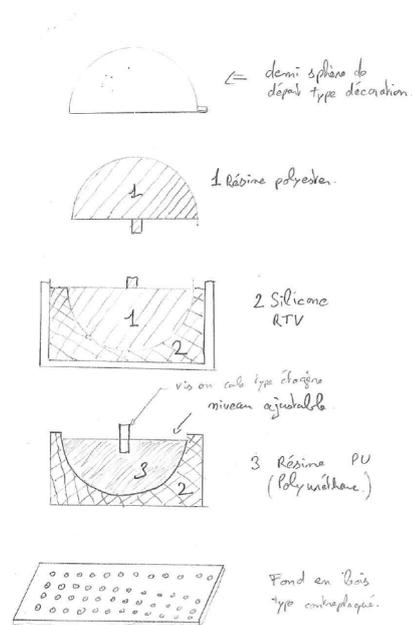


FIGURE A.1 – Schéma d'une modélisation d'une rugosité par moulage de demi-sphères.

peut être compliqué. (de 1 à 5cm). Si on veut couvrir avec des demi-sphères de 5 cm de diamètre, 2 m de canal, il faut compter 320 demi-sphères à réaliser. Il est toutefois difficile de valider cet ordre de grandeur puisque chaque étape se ferait de manière groupée mais envisager quelques minutes par bille semble raisonnable. Soit pour une surface très grossière 2 ou 3 jours sans compter toute la préparation autour.

Collage

On se contente de coller des billes sur un fond plat.

Avantages : La mise en place est assez simple.

Inconvénient : Cette méthode nécessite une grande quantité de billes. Il faut éviter toute structure de répartition des billes pouvant en se resserrant former une structure cristalline. Le collage ne doit pas être trop flexible sinon le risque d'un transfert d'énergie par effet d'amortissement est possible.

Conclusion

En terme de temps, le plus simple est le fraisage. L'utilisation de bois ou de Styrodur pose le problème de la fixation au fond du canal. Il faudrait pour cela soit augmenter la densité soit trouver un système de fixation viable. Cette proposition repose aussi sur la possibilité de générer un modèle numérique aléatoire de fond. Toutefois l'absence de fraiseuse disponible nous à pousser vers le collage.

A.1.2 Test de collage

Le choix de la colle s'est fait à partir de différents tests de résistance. Les impératifs à respecter sont de coller à la fois sur de l'acier inoxydable et sur du verre, de tenir sous l'eau et de présenter une fixation dure afin d'éviter tout phénomène d'amortissement qui fausserait les mesures en introduisant un facteur d'absorption. Le collage a nécessité d'effectuer différents tests afin de s'assurer d'une part que la colle tenait sur de l'acier inoxydable et sur les billes en verre. Enfin que celle-ci lors des chocs se déforme peu. Quelques tests apparaissent sur la figure A.2. On a ici collé avec différents types de colles (Colle 3M, Araldite, Mastic...), deux tailles de billes différentes ($d_B = 1.6$ cm et $d_B = 2.6$ cm). Le choix est réalisé sur la qualité du collage (le mastic est beaucoup trop souple par exemple, et la colle à base de polyuréthane ne tient pas sur le verre et devient cassante) et sur la disponibilité de la colle. On a pu récupérer un gros stock de colle périmée type Araldite, toujours efficace ce qui nous a permit de procéder à la création des plaques à moindre coût.

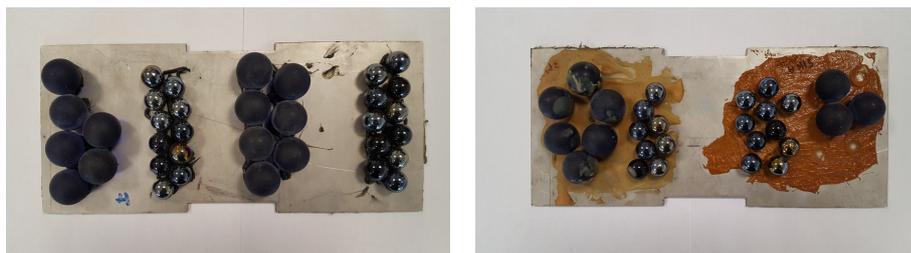


FIGURE A.2 – Test de collage afin d'évaluer la résistance du montage des billes sur des plaques en acier inoxydable.

A.2 Coloration des billes

Le fait d'utiliser une détection visuelle se basant sur des images en noir et blanc acquises par caméra rapide à nécessité d'obtenir un contraste fort entre les billes en mouvement et le fond de l'image devant lequel elles évoluaient. Les billes transparentes ont donc du être colorées afin d'obtenir une détection automatique efficace avec le logiciel Tracker. Deux tests sont présentés sur la figure A.3 ainsi que d'autres tentatives de coloration dans le tableau A.1.

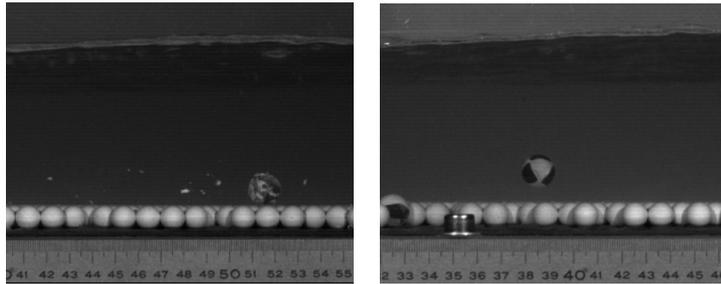


FIGURE A.3 – Tentatives de coloration des billes. L'utilisation d'un schéma sur la bille de test a permis d'identifier un ordre de grandeur pour la vitesse de rotation.

Type de peinture	Remarques
Pébéo 4Artist Marker	Tient relativement bien. Il permet entre autre de dessiner des schémas. L'exposition à l'eau rend toutefois sa surface collante. Impact possible sur l'effet de rebond.
Pébéo Déco Spray	Aucune résistance à l'eau.
LUXENS Marquage Temporaire Béton Bitume Gazon	Bonne résistance. Un léger problème d'uniformisation qui gêne ensuite la détection automatique de la particule
Peinture iden'ko Porcelaine	Nécessite un passage au four. La rugosité de la bille est fortement modifiée.

TABLE A.1 – Différents tests de peinture

Vu les conditions d'utilisation, aucune de ces colorations n'est définitive. On est obligé

de repeindre régulièrement les surfaces. La peinture semblant le mieux fonctionner, parmi celles testées, est de la peinture de topographe, mais même ce type de peinture finit par ne plus accrocher. On a rencontré également comme soucis les marques de la coloration (hétérogénéité de la surface) qui ne facilitent pas le suivi de la particule par le logiciel et entraîne donc une difficulté à utiliser la détection automatique. Un schéma permettant de mesurer la rotation de la bille pourrait être intéressant, toutefois il fragilise la surface et ne tient pas non plus indéfiniment. Ce schéma peut être réalisé en combinant la peinture en marqueur et du feutre indélébile. On retrouve avec un schéma le même problème concernant la détection automatique du logiciel. Tenir compte de la rugosité de la bille était aussi un gage important. Une solution comme de la peinture en verre cuisant en four peut certes fournir une surface s'altérant peu, en revanche, on ajoute de la matière ce qui va drastiquement changer la rugosité de la bille et donc engendrer une force de frottement beaucoup plus importante. Enfin, remarque assez évidente mais qui peut mener à une perte de temps, toute peinture pour verre à base de solvant d'eau ne marche absolument pas !

A.3 Problème de détection

La détection de la trajectoire de la particule a posé différents problèmes et nécessité des choix quand aux données valides ou invalides. Si l'on parle dans le manuscrit du problème d'identification des zones de charriage ou de saltation, on n'aborde pas les différents soucis de manipulation rencontrés. Un des plus compliqués est de s'assurer de la bonne acquisition des données par le logiciel Tracker. Celui-ci perdait parfois la trajectoire ou était tout simplement incapable de suivre de manière régulière la particule.

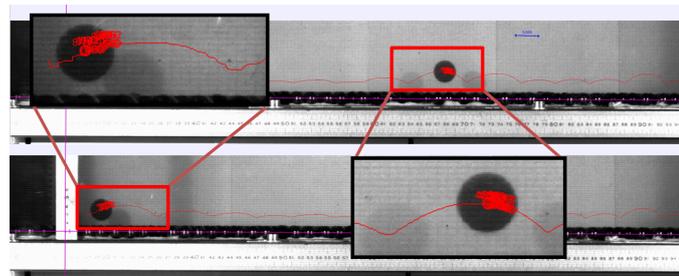


FIGURE A.4 – Zoom effectué sur deux acquisitions sous le logiciel Tracker. Une détection correcte de la trajectoire a lieu dans un premier temps. Le logiciel finit par ne plus suivre correctement la particule lorsque celle-ci passe dans l'ombre.

La luminosité pouvait par exemple entraîner ce genre de problème. Au sein d'une même mesure, la détection peut être mal effectuée par le logiciel. Cela entraîne une suppression de la donnée faute d'un traitement fiable.

La figure A.4 présente ce problème de détection. Dans la première partie, l'acquisition est fluide puis arrivée en bord de fenêtre la luminosité n'est plus suffisante. On se retrouve avec une détection par palier. Il n'y a plus de continuité dans l'acquisition de la mesure.

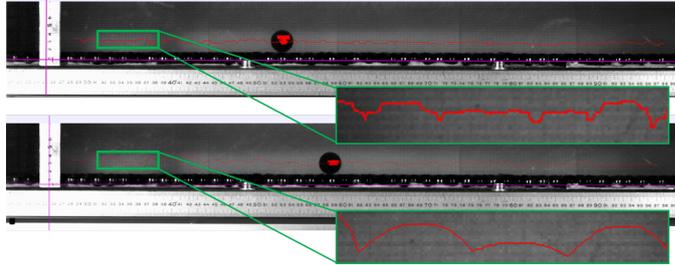


FIGURE A.5 – On retrouve ici un problème de détection de la trajectoire. En une même zone la détection dans un premier cas est chaotique et peu précise alors qu'elle est tout à fait claire dans le deuxième cas. Les conditions expérimentales étant identiques (même taille de billes, même luminosité, même rugosité, même écoulement...), on peut justifier cette différence par la position de la bille dans le chenal. (Plus ou moins éloignée des spots).

Un aspect peu abordé dans l'analyse expérimentale concerne les cas où la détection est complexe et donc soumise à l'erreur. Dans certains cas, une partie des mesures ne peut tout simplement pas être conservée sans fausser de manière importante les mesures. C'est ce que l'on montre sur la figure A.6.

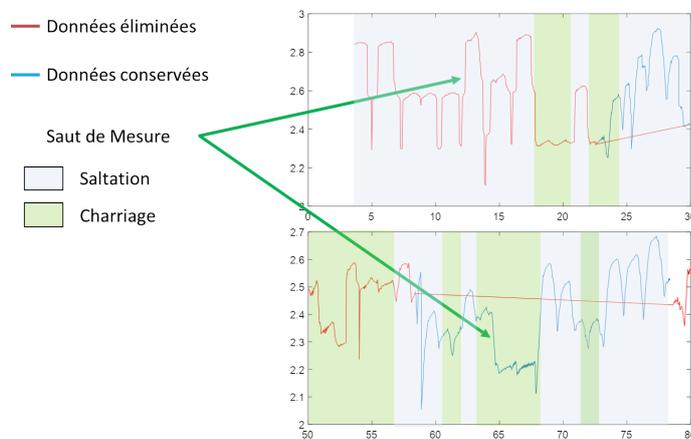


FIGURE A.6 – Certaines zones doivent être éliminées faute de résultats concluants.

On obtient ici des sauts de détection visualisés grâce aux deux flèches vertes. Ceux-ci peuvent poser problème, notamment lorsqu'il s'agit de sauts de saltation. En effet avec de tels résultats, l'identification d'un saut de mesure entraîne une erreur sur la trajectoire

TABLE A.2 – Pourcentage de données éliminées. Sans saltation détectée rien n'est supprimé. On considère que tout est conservé.

d (cm)	Vitesse 0.65 m/s			Vitesse 0.85 m/s			Vitesse 1.07 m/s		
	1.6	3	5	1.6	3	5	1.6	3	5
$d_B = 1.2$	7.4	-	-	3.2	4.7	3.8	2.4	4.3	5.8
$d_B = 1.6$	-	-	-	0.18	0	13.2	0.005	0.06	1.8
$d_B = 2.6$	-	-	-	-	-	-	0.6	0.7	-

mais également sur tout ce qui concerne les vitesses d'impacts et de restitution. Le protocole établi choisit la valeur maximale des cinq valeurs suivant le point d'impact identifié. Si ce saut se trouve dans ces cinq mesures, tout est faussé. On ne peut donc tout simplement pas conserver ces zones. Les zones correspondant à la saltation sont teintées en bleu clair et celles correspondant au charriage en vert. En rouge, il s'agit des parties de courbes éliminées, en bleu celles conservées. En effet si le saut de mesure a lieu au cours du charriage, cela ne corrompt pas nos mesures. On obtient un taux d'élimination des données dans le tableau A.2 suivant.

Conclusion

Cette annexe nous montre l'importance d'un protocole opératoire établi et respecté sans quoi les mesures perdent tout leur sens. Le taux de données éliminées varie suivant le type de rugosité et la vitesse d'écoulement. En effet, plus la vitesse d'écoulement est importante, plus on se retrouvera dans des zones de saltation franche où la détection de saut est aisée. Mais pour les configurations de changement de régime, la détection peut être difficile.

Annexe B

Utilisation de la sonde Nixon

La sonde Nixon Streamflow (cf Partie 3.1.1) a été présentée, toutefois son utilisation, comme précisé dans le paragraphe de la partie 3.1.1 dépend d'une conversion entre la valeur de sortie et la véritable vitesse d'écoulement. De manière mécanique, ce système nous fournit une mesure en Hz, caractérisant la rotation de l'hélice.

En s'appuyant sur le diagramme (figure B.1) fourni par le constructeur, on extrait l'équation correspondant à notre cas (Vu les valeurs retransmises par le vélocimètre, on se situe dans la gamme de mesure rouge.) On obtient donc :

$$Y = \frac{55}{70}x + \frac{50}{70}$$

Avec Y la valeur en $cm.s^{-1}$ et x celle en Hz. On a ainsi une relation linéaire nous permettant de proposer un profil de vitesse en $cm.s^{-1}$.

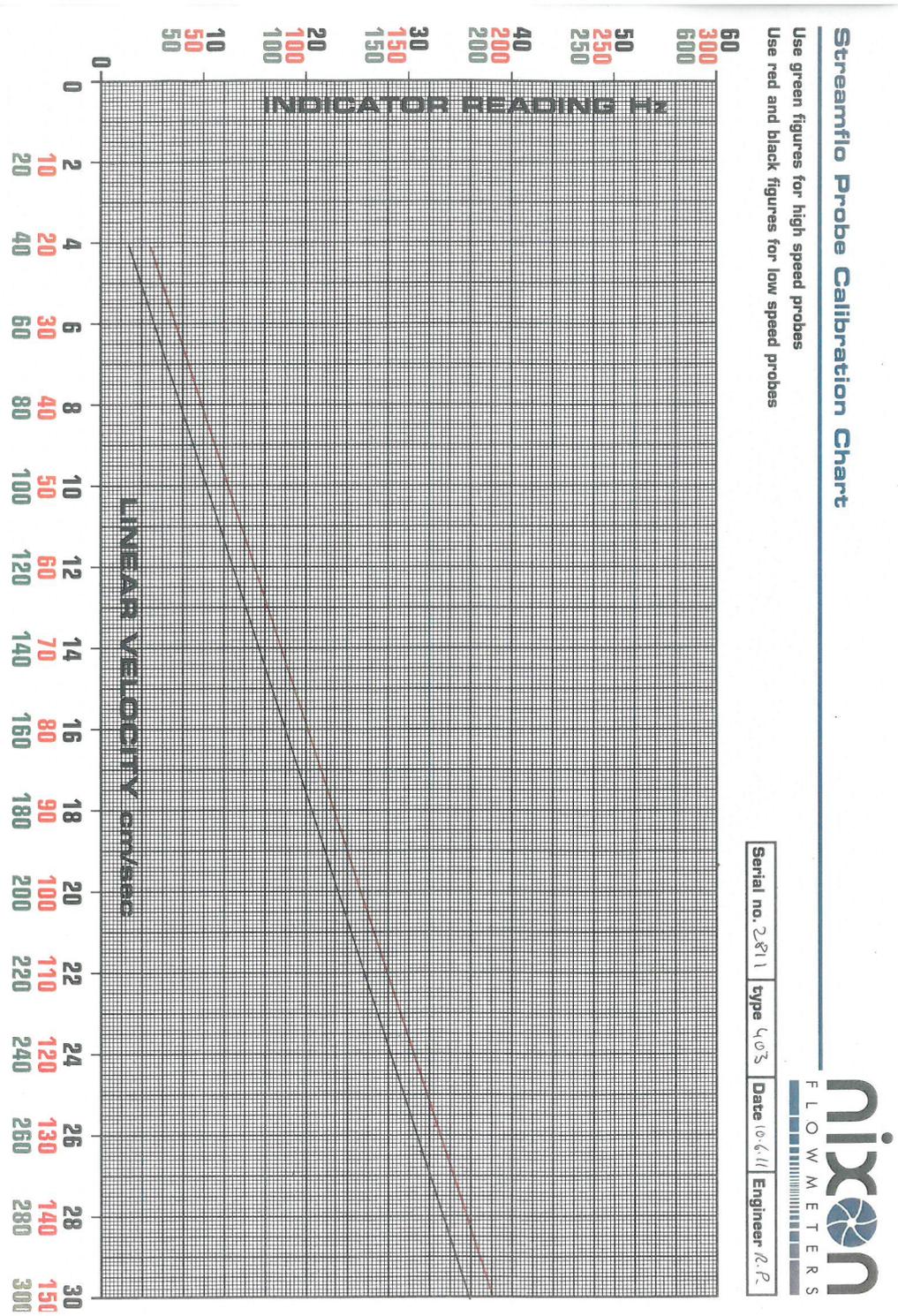


FIGURE B.1 – Courbe étalon du système Streamflow

Annexe C

Histogrammes Normalisés

On regroupe ici l'ensemble des histogrammes normalisés du chapitre 4. Afin d'identifier correctement une loi de répartition, on se doit d'obtenir un histogramme dont la somme des aires des colonnes donne 1. L'utilisation de la fonction Histogramme de Matlab permet d'obtenir de tels histogrammes. Une autre méthode aurait été d'obtenir la fonction de répartition et d'échantillonner celle-ci. Les valeurs du test de khi2 obtenues rejettent toutefois ces hypothèses. On ne peut donc pas utiliser ces lois de répartition permettant de valider la proposition de [Hu and Hui, 1996a].

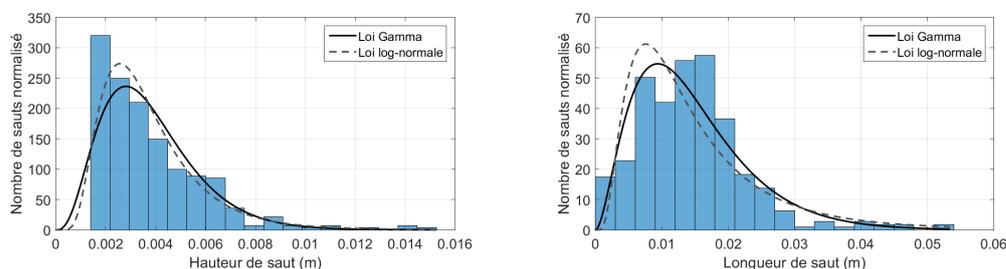


FIGURE C.1 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 65$ cm/s pour un diamètre de bille $d = 1.6$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

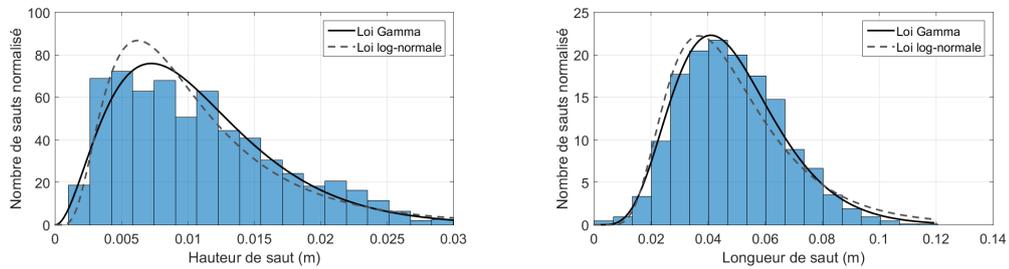
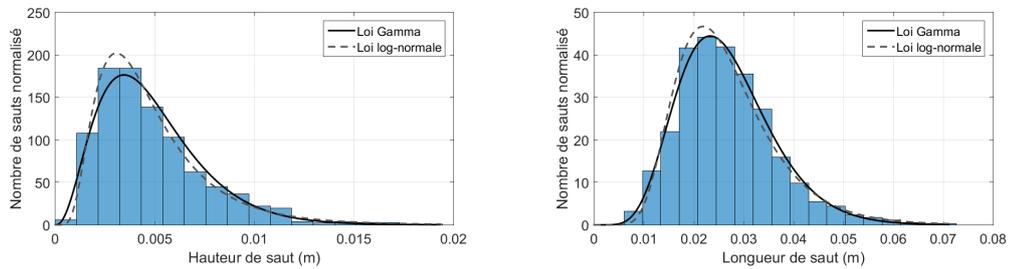
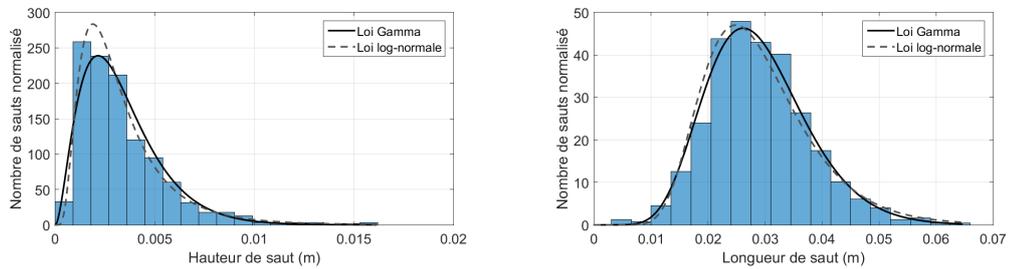
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE C.2 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

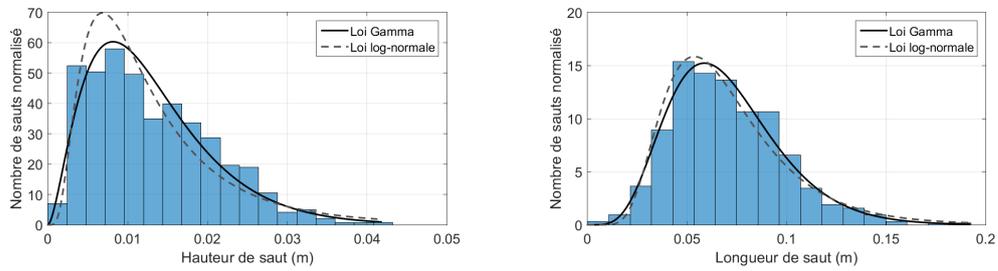
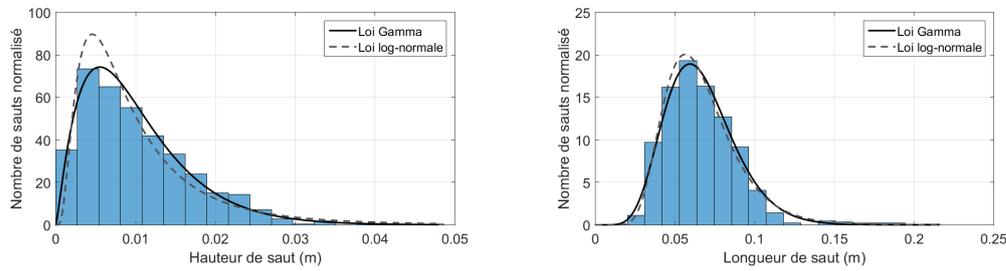
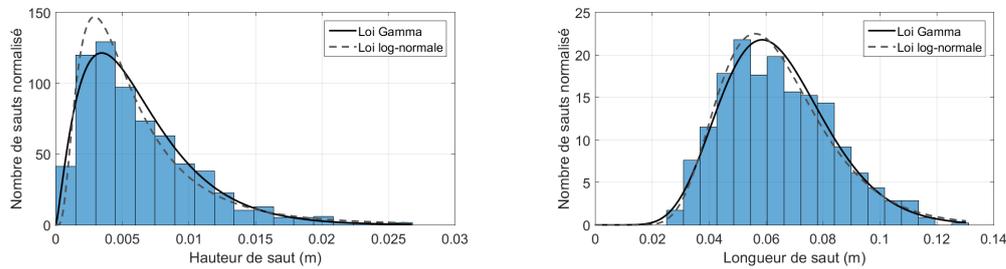
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE C.3 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.2$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

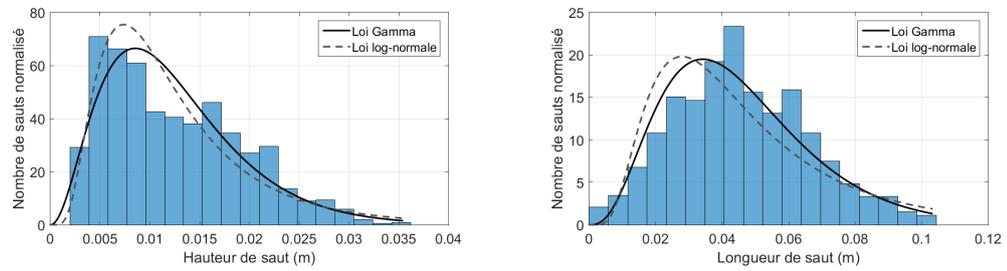
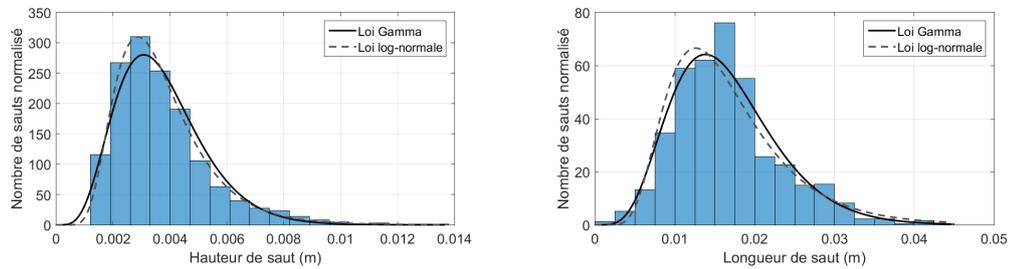
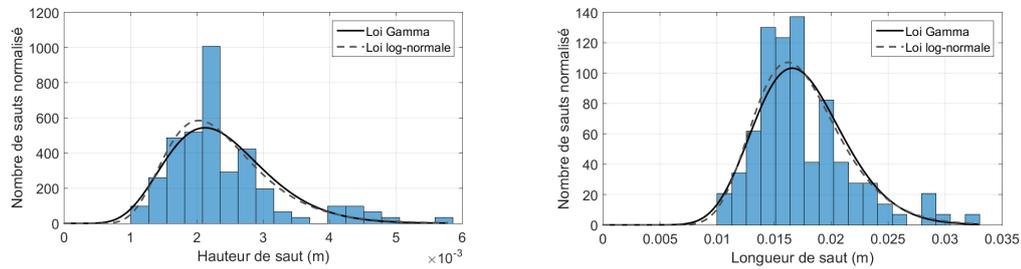
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE C.4 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 85$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

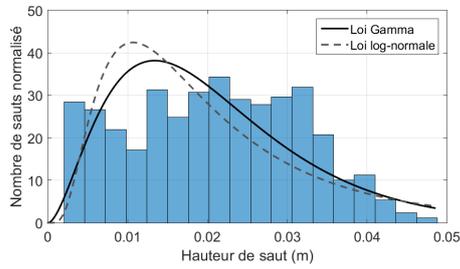
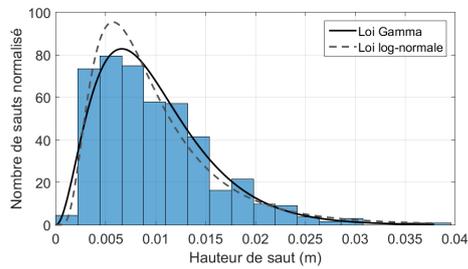
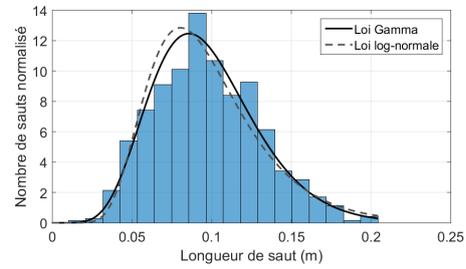
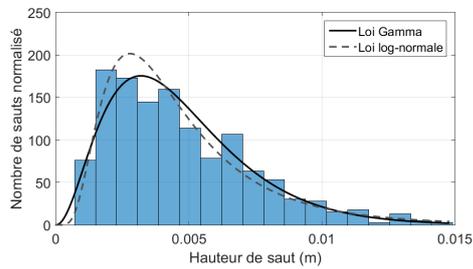
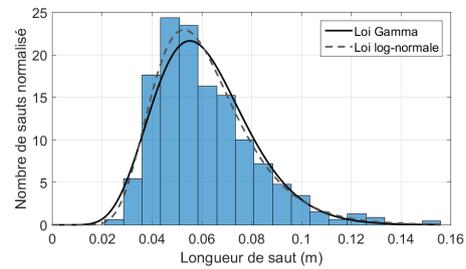
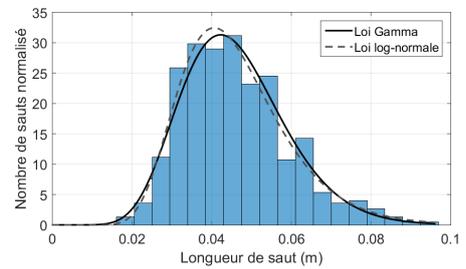
(a) $d = 1.6$ cm(b) $d = 3$ cm(c) $d = 5$ cm

FIGURE C.5 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 1.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm ; (b) $d = 3$ cm et (c) $d = 5$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

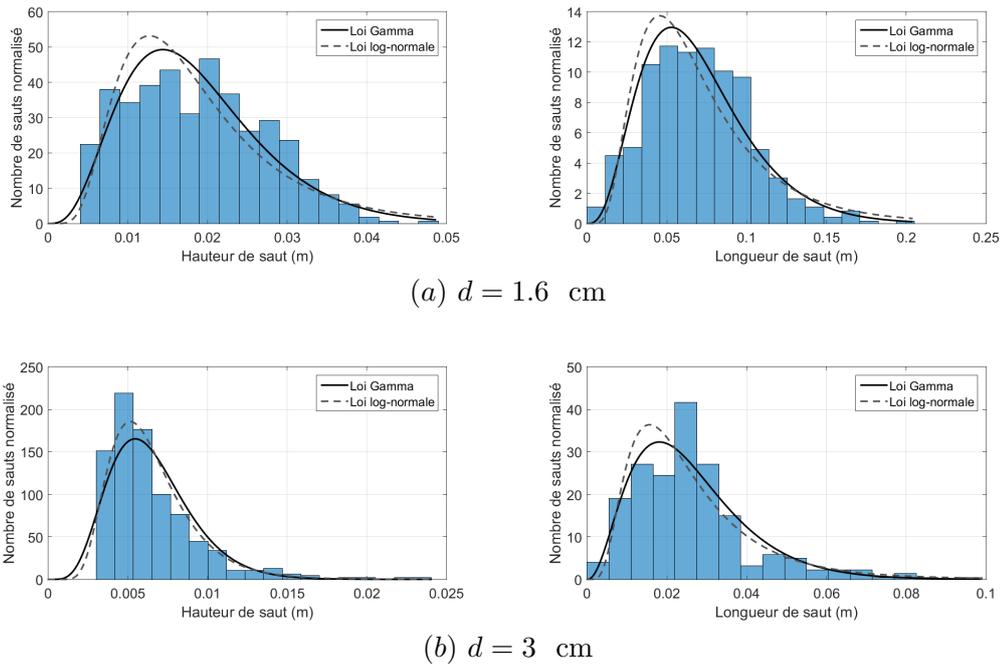


FIGURE C.6 – Histogrammes de répartition normalisés des valeurs de hauteurs (gauche) et longueurs (droite) de saut concernant la rugosité associée à $d_B = 2.6$ cm avec une vitesse de surface $U_s = 107$ cm/s pour un diamètre de bille (a) $d = 1.6$ cm et (b) $d = 3$ cm. La courbe noire pleine représente la répartition statistique associée à la loi Gamma, et la courbe en tirets, celle associée à la loi log-normale.

Annexe D

Article

Saltation in extreme current : an experimental study

G. Minster^{1,6}, F. Floch², A. Valance³, N. Le Dantec^{2,5}, A. Nicolle^{1,4}, B. Zerr^{1,6}

¹ENSTA-Bretagne, 2 rue François Verny, BP 92208, 29806 Brest cedex 9, France

²Geosciences Ocean UMR6538 UBO/IUEM Plouzane, , France

³Institut de Physique de Rennes , Rennes , France

⁴Station Biologique de Roscoff, Laboratoire Adaptation et Diversité en Milieu Marin (AD2M), UMR

7144, Roscoff , France

⁵CEREMA, DTecEMF, F-29280 Plouzane, France

⁶Lab-STICC, UMR CNRS 6285

Key Points:

- Saltation
- Flume experiment
- Stokes number

1 Introduction

When exploiting renewable energy in aquatic environment (coastal regions or rivers), it is fundamental to study the interaction of the installed structures with the sediment transport in order to prevent erosion, bed modification or impact on the structure. The installation of hydro-kinetic farms in extreme tidal currents offers to scientists a new challenge in the understanding of sediment transport (*Cada et al.* [2007], *Rahim and Stevens* [2013]). Under these conditions, particles motion is dominated by inertial forces. Actually, in such complex environments, the different regimes of transport are observed for coarser sediment than commonly studied in marine environments (*Blanpain* [2009]). Saltated particles could be of diameter of several centimeters and thus hit the structures with a non-negligible force.

In commonly used bedload fluxes formulae, rolling and sliding regime are well described (*Meyer-Peter and Müller* [1948], *Brown* [1950], *Van Rijn* [1984a], *Engelund and Hansen* [1967]), but the saltating regime is either not taken into account or underestimated in extreme environment. These formulae are implemented in regional numerical model (*Amoudry and Souza* [2011]; *Thiébot et al.* [2015]; *Le Hir et al.* [2001]) leading to misinterpretation of saltation fluxes especially in extreme barotropic current as encountered in megatidal zone (reaching for example 5 m/s in the Channel during spring tide).

In order to characterize the saltation regime in such complex environments, technological issues prevent from conducting many field experiments. Reproducing the field conditions in a lab flume is probably the best solution in order to be able to simulate many situations based on the type of bed (*Hu and Hui* [1996]), on the flow (*Naqshband et al.* [2017]) or on the shape of the particles (*Auel et al.* [2017]).

Studies of sediment transport in a flume appear in the early 20th century (*Gilbert and Murphy* [1914]). The methods of acquisition and the knowledge of the hydrodynamics methods have evolved since a century but has remained basically based on image capture analysis (*Abbott and Francis* [1977], *Niño and García* [1994], *Auel et al.* [2017]).

The most studied cases have a low particle Reynolds number, inferior to 500 with diameter of particles closed to 5 mm or less (*Fernandez Luque and Van Beek* [1976], *Lee*

45 and Hsu [1994], Hu and Hui [1996], Niño and García [1998], Ancey et al. [2002], Laje-
 46 unesse et al. [2010], Ramesh et al. [2011], Bhattacharyya et al. [2013]).

47 Francis [1973], Abbott and Francis [1977], Wiberg and Smith [1985a] and Sekine
 48 and Kikkawa [1992] have tested saltation under particle Reynolds number comprised be-
 49 tween 500 and 1000. In these studies the particles in saltation are comprised between
 50 5 mm and 1 cm. More rare are the studies dealing with a particle Reynolds number ex-
 51 ceeding 1000 (Ishibashi [1983], Niño and García [1994], Chatanantavet et al. [2013], Auel
 52 et al. [2017]) with a diameter of particle which could exceed 1 cm. Abbott and Francis
 53 [1977] conclude that the saltated particles trajectories depend on the grain size and are
 54 independent of the grain density and stream depth. Chatanantavet et al. [2013] identify
 55 a nonlinear dependence between the saltation height and grain size. Auel et al. [2017]
 56 claim that in general the lower the bed roughness and the faster the flow, the longer and
 57 flatter the trajectory, except for Hu and Hui [1996] case, where their rough bed data show
 58 flatter trajectories compared with their smooth bed conditions. The slope is shown not
 59 to be necessary participating to the global particle movement. Indeed the particle salted
 60 higher and longer for a slope of 0.01 than a slope of 0.04 (Ancey et al. [2002]; Auel et al.
 61 [2017]). Only few studies consider no slope configuration (Niño and García [1998]; Ramesh
 62 et al. [2011]). In oceanic environment the sediment movement is not dependent of the
 63 gravitational impact, the influence of the slope on the trajectory is not as relevant as in
 64 river.

65 Sklar and Dietrich [2004], with comparative analysis based on literacy results (Ab-
 66 bott and Francis [1977], Fernandez Luque and Van Beek [1976], Francis [1973], Hu and
 67 Hui [1996], Lee and Hsu [1994], Niño and García [1994], Sekine and Kikkawa [1992], Wiberg
 68 and Smith [1985b]), presents equation of the height and the length of saltating trajec-
 69 tories according to the shear stress parameter. Auel et al. [2017] with additional datasets
 70 (Lajeunesse et al. [2010], Chatanantavet [2007], Chatanantavet et al. [2013], Niño and
 71 García [1998], Ancey et al. [2002], Ramesh et al. [2011], Ishibashi [1983]) propose another
 72 ones. The global tendency remains the same, but the Auel et al. [2017] height (or length)
 73 is a bit lower than Sklar and Dietrich [2004]. This could be explained by the fact that
 74 Auel et al. [2017] consider a wider range of conditions, with sub and highly supercrit-
 75 ical flows (Froud number value inferior or superior to 1) and low roughnesses (planar and
 76 alluvial bed).

77 The critical Shields value associated to the start of the movement is hard to eval-
 78 uate considering the different bed roughness and slope and different methods that are
 79 employed. Primary determined on laboratory measurement (Shields [1936]), the criti-
 80 cal Shields value τ_{cr} is considered constant in turbulent flow: $\tau_{cr} = 0.06$ for particle Reynolds
 81 number superior to about 500.

82 Three different approaches of the equation of the critical shield curve was proposed
 83 in Guo [2002]. They are based on a precedent study in Guo [1990]. Other empirical ex-
 84 pressions such as Michel [2000] were proposed in the literature. From a Reynolds value
 85 between 1000 to 5000, the value of critical Shields extract from the equations is closed
 86 to 0.05 and stay relatively constant .

87 For movable bed it is established that $\tau_{cr} = 0.052-0.086$ for reference based (the data
 88 are collected after attainment of equilibrium conditions) and $\tau_{cr} = 0.030-0.073$ for visu-
 89 ally based (the sediment transport depend on the specific definition of initial motion)
 90 (Buffington and Montgomery [1997]). In Chatanantavet et al. [2013] the identification
 91 of the critical Shields stress is done via a numerical model. A value of $\tau_{cr} = 0.007$ is ob-
 92 tained. By comparing the frictional angle between plexiglas experimentation and allu-
 93 vial measurement, this value is adjusted (Buffington et al. [1992]). The frictional angle
 94 value is obtained by identification of the beginning of the bed load movement of parti-
 95 cle on an inclined bed and the value of critical Shields is determined at 0.03. They found
 96 too that planar bed can have a critical shields value as low as 0.007 and it is confirmed

97 by *Hu and Hui* [1996]. *Auel et al.* [2017] assimilates the flow profile to the linear equa-
 98 tion between the particle velocity and the shear velocity. This method necessitates a pre-
 99 cise measurement of the flow profile. The critical Shields value is then determined to $\tau_{cr} =$
 100 0.005. This value is unique and assimilates to a unique roughness bed and remains a
 101 constant. The determination of the critical Shields number remains a complex procedure.

102 Using the Froude number to characterize the trajectory permits to be independent
 103 to the bed roughness and boundary layer and thus to be independent to the critical Shields
 104 value. *Chatanantavet et al.* [2013] developed two empirical analysis based on published
 105 data that characterize saltation length and height according to Froude number and shear
 106 stress. Using the Froude number permits to avoid the determination of the critical Shield
 107 number to study the particle jumps. Nevertheless, in this configuration, the stream depth
 108 is an important parameter, which have no influence in marine environment and thus in
 109 the present study.

110 One other important parameter when dealing with saltation jumps characteristics
 111 is the restitution coefficient. This coefficient corresponds to the transfer of energy at the
 112 rebound. In numerical modelling, this parameter is used in order to characterize the in-
 113 fluence of the bed on the particle motion. For this reason, it is of first importance to study
 114 the link between the sediment transport conditions and its value. *Niño and García* [1998]
 115 proposed an equation for the restitution coefficient based on experimental measurements
 116 of friction coefficient and geometrical analysis using sandy particles: $e = 0.75 - 0.25\tau_*/\tau_{*c}$.
 117 We could suppose a low transfer of energy and big influence of viscosity in these results.
 118 *Joseph and Hunt* [2004] presents the oblique collision of a particle and the bed and pro-
 119 pose a model based on lubrication theory which predicts the frictional force experienced
 120 during the lubricated impact of a smooth sphere. This approach characterize the role
 121 of the roughness in tangential forces acting on the particle during an impact. *Gondret*
 122 *et al.* [2002] propose a measurement of the coefficient of restitution as a function of the
 123 Stokes number. This approach permits to characterize the role of the fluid. *Ancey et al.*
 124 [2002] experiments collision of glass sphere with fixed glass cylinders in submerged en-
 125 vironment and obtain a coefficient equal to 0.85. This value is closed to the coefficient
 126 obtain by *Niño and García* [1994] which is $e = 0.84 - 4.84\tau_*$ and corresponds to the
 127 dimensionless bed shear stress. *Beladjine et al.* [2007] present an experimental protocol
 128 to study the coefficient of restitution for grazing collision or head-on impact. They want
 129 to establish a splash function on a mobile bed. The restitution coefficient is shown to
 130 be linearly linked to the impact angle. The equation proposed by *Beladjine et al.* [2007]
 131 is $e = 0.87 - 0.72 \sin \theta$ for and for the specific vertical direction $e_y = 0.30 / \sin \theta - 0.15$.

132 In the present study, high Stokes number cases ($> 1.10^4$) are investigated, with
 133 particle Reynolds number comprise between 1000 and 5000, important roughness, and
 134 no slope. Different bed roughnesses, particles diameter and flow speed are tested. The
 135 aim is to predict saltation in macrotidal environment and to propose laws allowing to
 136 estimate the jumps characteristics in such zone. After having described the experimen-
 137 tal setup, the influence of the bed roughness on the shear stress is first studied accord-
 138 ing to flow profile measurements. Second, the jumps characteristics according to shear
 139 stress and bed roughness are parametrized. The critical Shields stress is at the same time
 140 estimated. Finally, the values of the effective and vertical restitution coefficients are cal-
 141 culated and analysed according to experimental conditions. The results are discussed and
 142 compared to the literature. Finally, the restitution coefficient is implemented in a nu-
 143 merical model based on quasi periodical saltation in laminar flow (*Berzi et al.* [2016]),
 144 and the reliability of such method to predict high stokes number saltation is discussed.

2 Experimental set up and image analysis

2.1 Experimental set up

The experimentation was conducted at the Institute of Physic of Rennes (IPR). In order to study the height and length of jumps, the impact velocities, the rebound velocities and the angle of saltated pebbles, experiments are carried out in a free-surface flume (figure 1) (40 cm wide, 60 cm height and 500 cm long). The flume is equipped with two pumps able to produce a flow discharge of 40 l/s. In theory, the maximal discharge is equal to 80 l/s but in practice, the maximal value possible with this structure is 65 l/s. To provide a parallel flow, the flume is constructed with a honeycomb structure, which is positioned between the pumps and the start of the flume. The honeycomb breaks the large turbulent structures. The different elevation of the flume and the pump allows limiting the generation of vacuum effect. The flume can be inclined up to 10° . This inclination makes possible to increase the speed of flow of the channel but introduce in the saltated process a gravitationnal impact that we would have to consider as in *Chatanantavet et al.* [2013]. Thus, in this study the inclination remains close to 0° .

To empirically model the saltation effect, a bed roughness is required to initiate the saltation. If the roughness is too small, the particles keep on rolling on the bed. If the roughness is too big, the particles are trapped. The roughness is here modeled with specific size of spherical particles pasted on two steal plates of one meter-long each (figure 1). The particles have uniforme size. The roughness is then characterized by the diameter of the balls d_B . The rough bottom is fixed and is not subject to deformation during the experiments. The uniform spatially roughness bed must be simulated with high surface fraction of particles to not create hole in the scheme, to have a dense packing bed respecting at the same time a non-crystalline structure. The two plates are then introduced in the flume at 2.5 meters from the honeycomb (figure 1). By this way the perturbations caused by the beginning and the end of the flume are maximally avoided.

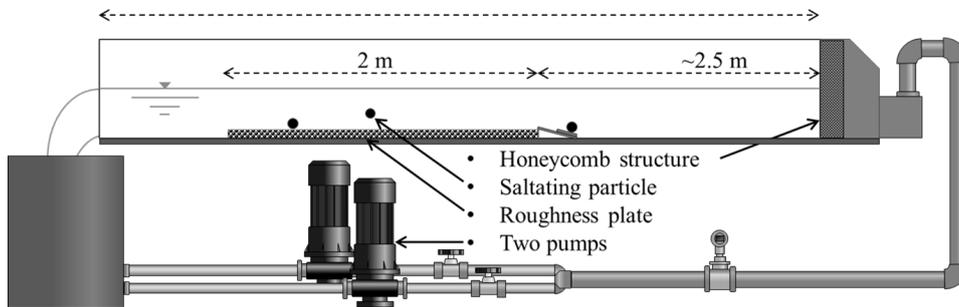


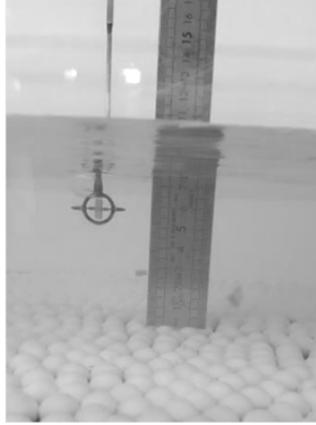
Figure 1. Schem of the flume of the IPR

Concerning the instrumentation, a streamflow velocity meter Nixon 403 (figure 2) is used to measure the velocity profile and a fast camera to record the particles trajectory at 500 frames per seconds, with a resolution from 1280x248 to 1280x400 pixels.

2.2 Identification of the flow profile

The velocity profile is acquired on a vertical axis with the streamflow velocity meter (figure 2). Hydraulic circuit requires less than 10 minutes to obtain a steady flow in the flume. The velocimeter is then installed in the flow. The probe is composed of a little propeller of 11.6 mm diameter to measure the flow velocity according to its rotation speed. Six measurements are done at six different vertical positions (with 1 or 2 mm accuracy) in the middle of the flume. The instrument gives us a 10 s averaged flow data.

183 The mean of thirty measurements (5 min) is used as the mean flow velocity at the con-
 184 sidered vertical position and the uncertainties on the value corresponds to the standard
 185 deviation. The vertical profiles measured with the rough bed allow to compute shear ve-
 locity value by comparing it to the corresponding analytical log profile (fig. 3).



176 **Figure 2.** Probe Streamflow in the flume

186

187 Actually the value of velocity in a free surface flume with a flat rough bed can be
 188 deduced analytically by the equation:

$$189 \quad u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

190 where u_* is the friction velocity (m/s), z_0 the hydraulic roughness (m) and κ the con-
 191 stant of Von Karman taken equal to 0.41. The hydraulic roughness z_0 is defined accord-
 192 ing to the stuck particles diameter d following Nikuradse formula (*Nikuradse* [1933], *Van*
 193 *Rijn* [1984b]): $z_0 = k_s/30$. k_s corresponds to the Nikuradse roughness. Several rela-
 194 tionships between k_s and grain size of the bed exist. The widely used value is $k_s = 2.5d_{50}$.
 195 d_{50} corresponds to the median value diameter of the particles which composed the bed,
 196 thus 1.2, 1.6 and 2.6 cm according to the considered experiment. But *Sleath* [1984] and
 197 *Van Rijn et al.* [1993] list alternatives values for k_s as $k_s = 1.25d_{35}$ or $k_s = 2.3d_{84}$ de-
 198 pending on the experimental conditions. The k_s formulation needs to be adapted and
 199 using an adapted formulation for k_s , z_0 and u_* can be deduced by fitting the experimen-
 200 tal profiles to the analytical log profiles.(see *Soulsby* [1997]).

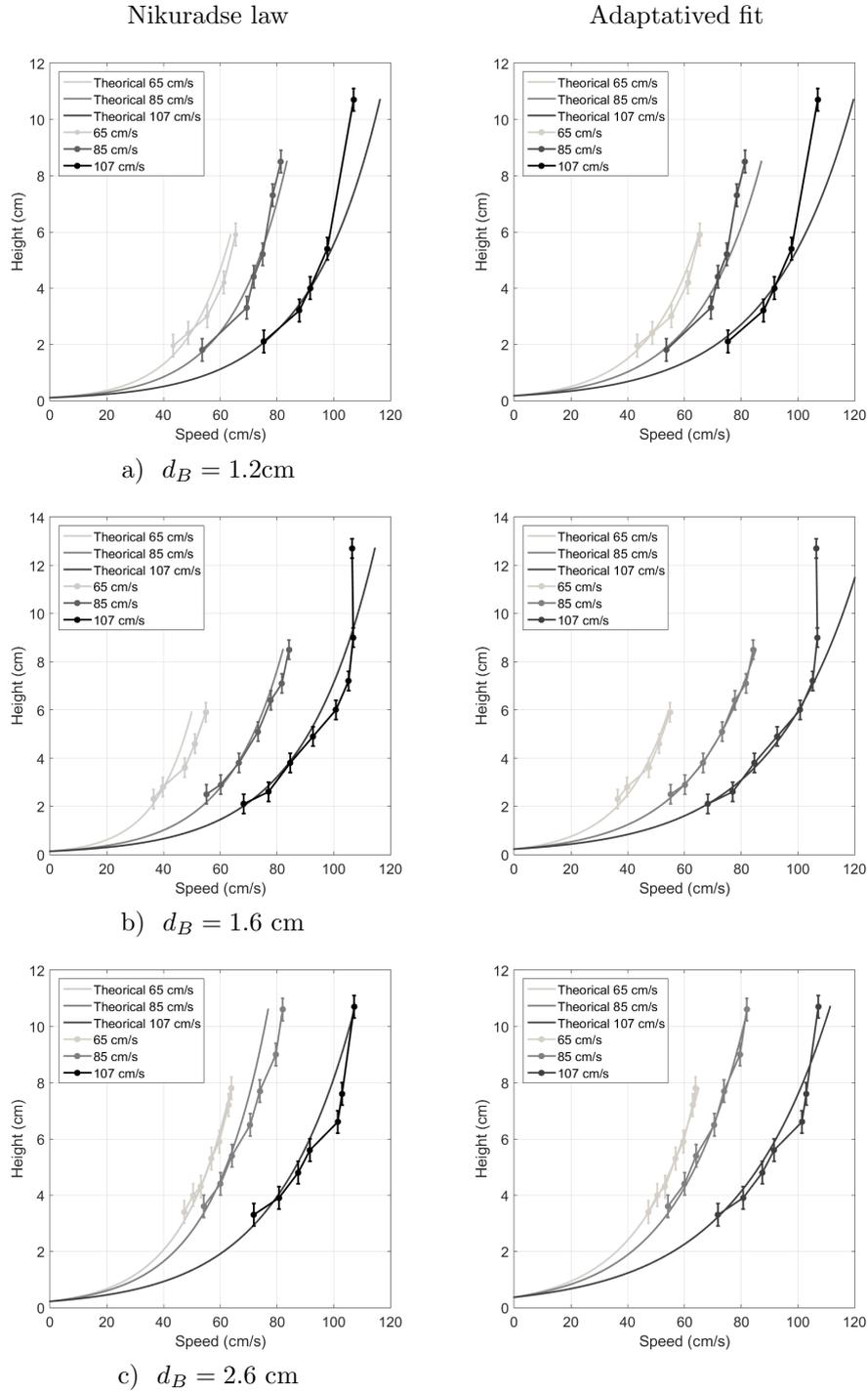
201 **2.3 Determination of the Shields value**

202 The Shields value, which corresponds to the ratio of fluid force on the particle to
 203 the weight of the particle is taken equal to:

$$204 \quad \tau^* = \frac{\rho_f u_*^2}{g(\rho_s - \rho_f)d} \quad (2)$$

205 ρ_s corresponds to the density of the particle and ρ_f the density of the fluid, equal to 1
 206 in our case. The start of saltating movement in the experimentation occurs at the crit-
 207 ical Shields value τ_c^* . The Shields value is obtained by fitting the experimental velocity
 208 profiles with analytical log curves (Equation 1). By analogy to analytical log profile, the
 209 hydraulic length z_0 and the shear velocity u_* are identified according to the different rough-
 210 nesses and inflows. The figure 3 presents two methods to determine the two parameters

211 z_0 and u_* , for three inflow and three roughnesses: either using the Nikuradse law or an
 212 adjusted fit.



213 **Figure 3.** Flow profiles and associated logarithm fit, for three inflow, (111/s, 251/s, 451/s) for
 214 bed roughness of: a) 1.2 cm; b) 1.6 cm; c) 2.6 cm. On the left with the Nikuradse coefficient and
 215 on the right with my adjusted value of $ks = 4.2d_{50}$.

216 The k_s formulation $4.2d_{50}$ gives the best fit to our data. The parameter u_* is
 217 essential for the analysis of the motion. We obtain the values presented in the Table 1. In
 218 the following, the u_* determined according to the fitted relation based on the value for
 219 $ks = 4.2d_{50}$ will be used instead of the relation based on the Nikuradse law.

220 **Table 1.** Bed shear stress by the adjusted method and the Nikuradse law.

Velocity of the flow (cm/s)	Nikuradse law			Adaptive fit		
	65	85	107	65	85	107
Roughness 1.2						
u_*	6.4	7.7	10.2	7.5	9.1	11.8
Roughness 1.6						
u_*	5.4	6.3	10.1	6.8	9.6	12.5
Roughness 2.6						
u_*	7.3	8.1	11.1	8.7	10	13.5

221 The Shields value τ_* is proposed by *Soulsby* [1997] with the equation 2: between 0.004
 222 and 0.049 for the Nikuradse coefficient and between 0.006 and 0.073 for the adjusted co-
 223 efficient.

224 2.4 Experimental procedure and Analysis

225 With values of particle Reynolds number superior to 10^3 and Stokes number su-
 226 perior to 10^4 , the saltation motion is studied for particles of 1.6 cm, 3 cm and 5 cm di-
 227 ameters. Three different roughnesses are modelled using 1.2 cm, 1.6 cm and 2.6 cm di-
 228 ameter particles and three outflows: 11 l/s, 25 l/s and 60 l/s leading to 27 experimen-
 229 tal cases. The fall particle Reynolds number and Stokes number (which characterizes the
 230 magnitude of particle inertia in comparison with the viscous force) are defined as:

$$231 \quad Re = \rho^f \frac{d^{3/2}}{\mu^f} \sqrt{\frac{g(\sigma - 1)}{\sigma}} \quad (3)$$

$$232 \quad St = \sigma Re \quad (4)$$

234 With $\sigma = \rho^s / \rho^f$, the density ratio. The values of Re (Equation 8) are calculated
 235 with $\mu^f = 0.001$ Pa.s, $\rho^f = 998.2$ kg.m³ and $\sigma = 2.5$ for particles diameters of 3 and
 236 5 cm and 2.47 for the 1.6 cm-diameter particles. This leads to the values: $Re = 5.10^3$
 237 and $St = 1.10^4$ for $d = 1.64$ cm; $Re = 1.10^4$ and $St = 3.10^4$ for $d = 3$ cm and $Re =$
 238 3.10^4 and $St = 7.10^4$ for $d = 5$ cm. These values of Reynolds and Stokes number, con-
 239 firmed the turbulent inertial regime of our experimental conditions. *Naqshband et al.* [2017]
 240 used the saltation regime definition by a Rouse number $R > 2.5$. R corresponds to $\frac{W_s}{\kappa u_*}$
 241 and W_s to the sediment falling velocity into water defined as $W_s = \frac{\sqrt{2mg}}{\rho AC_d}$. A is the pro-
 242 jected area of the object, and C_d the roughness coefficient equal to 0.47 for a sphere. In
 243 our experiments, the Rouse number is between 16.4 and 48.4 which is coherent with the
 244 definition of the saltation regime in literacy (eg. *Van Rijn et al.* [1993]).

245 The spheres are released 5 by 5 into the flume via a gutter far enough from the mea-
 246 surement zone in order to reach a steady state of motion in the field of the fast camera.
 247 To prevent initial jump on the gutter, a flexible surface in the back of the gutter is put.
 248 Thanks to this configuration, particles are introduced and moved with only the speed
 249 induced by the current. The motion is captured downstream the introduction of the par-
 250 ticle. We estimate in this condition of release and condition of image capture, that the
 251 particle is on steady regime when it is recorded.

252 In order to study the energy transfer at the impact, the coefficient of restitution
 253 is studied. It is defined as the ratio between the rebound velocity V_r and the impact ve-
 254 locity V_i (eq 4), which correspond to the velocity before and after the contact with the
 255 bed.

$$256 \quad e = V_r/V_i \quad (5)$$

257 The impact angle θ is defined as :

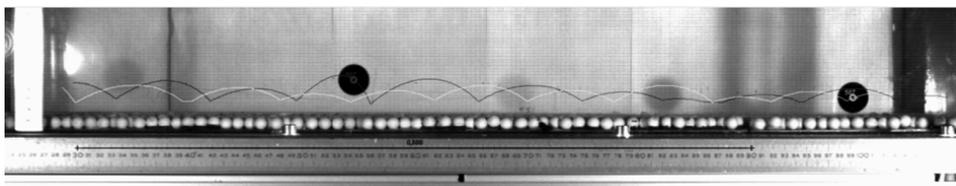
$$258 \quad \theta = \tan^{-1}(V_{iy}/V_{ix}) \quad (6)$$

259 with V_{iy} and V_{ix} the vertical and horizontal components respectively of the impact ve-
 260 locity.

261 2.5 Image Analysis

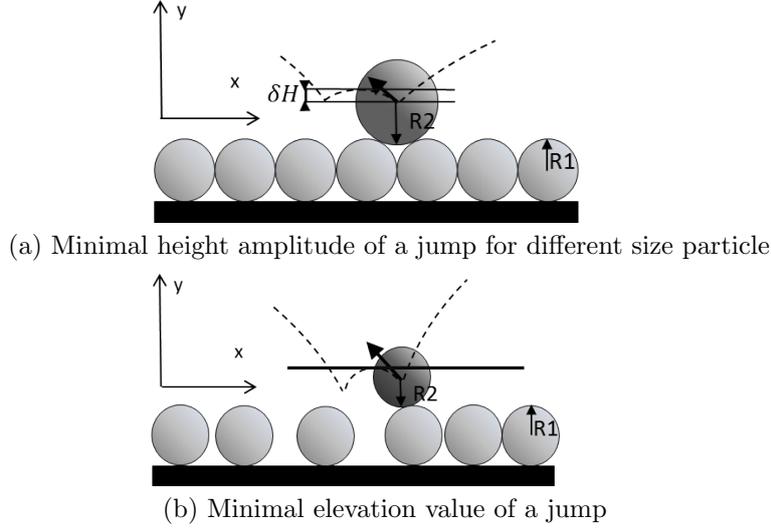
262 First, in order to confirm the hypothesis that the particles motion is essentially in
 263 the flow direction, some tests have been performed with the camera in vertical position.
 264 The aim was to evaluate the deviation of the particle in the horizontal plane. The hor-
 265 izontal deviation ratio is calculated as the ratio between the cumulated length covered
 266 by the particle perpendicularly to the flow direction and the length of the flume paral-
 267 lel to the flow direction. The measurement was realised on 28 cm long of flume consid-
 268 ering 25 particles. This value is estimated at 9.8% at low speed ($V_S = 65$ cm/s) for spher-
 269 ical particles of 1.6 cm diameter, thus when the deviation may be maximum. This low
 270 ratio confirms that the motion is essentially in the flow direction. According to these re-
 271 sults, it was chosen to focus on trajectories in the vertical plan along the flow direction.

272 The free software Tracker (*Brown [2018]*) is used to extract the position of the spheres
 273 on each image (figure 4) in 2D dimension. The length scale on the image is fixed accord-
 274 ing to the size of the particle on the image and we obtain the estimation of the length
 275 and the height of the jumps with a precision of ± 0.5 mm. A semi-automatic method (a
 276 manually correction is often applied and a visual control is always necessary) is used
 277 in order to extract the position of each rebound. The horizontal distance between two
 278 rebounds give the length of the jump L . The difference between the maximum vertical
 279 position and the position on the bed at the previous impact gives the height of the jump
 280 H . Impact and rebound velocities correspond to the maximal velocities values computed
 281 before and after the impact. The impact corresponds to the moment when vertical ve-
 282 locity sign changes.



283 **Figure 4.** Fastcamera frame realised on the channel of the IPR (Institut of Physics of Rennes)
 284 during the experimentation. In this case $d_b = 1.2$ cm, $d = 3$ cm and $V_s = 107$ cm/s

287 Two types of bed load transport are identified: saltation and rolling motion. The
 288 fact that the bed is composed of particles make it more difficult to separate rolling from
 289 saltation motion. We propose in the following a method to identify the smallest jump
 290 heights that could be attributed to saltation motion.



285 **Figure 5.** Identification of saltating movement by a minimal height of jumps δH (a) and a
 286 specific elevation determined according to the roughness (b).

291 The figures 5a shows this identification of the minimal height of jumps above which
 292 saltating motion occurs. This characterisation depends on the roughness size and the
 293 particle radius. Geometrically, considering the motion in 2D, we could identify a minimal
 294 height of jump δH :

$$295 \quad \delta H = R_2 + R_1 - \sqrt{(R_2 + R_1)^2 - R_1^2} \quad (7)$$

297 With R_2 the radius of saltating particle and R_1 the radius of particles which composed
 298 the bed. The recorded jumps having a height smaller than the minimal height are con-
 299 sidered as rolling motion. The table 2 compile the value of minimal jumps according to
 300 the equation (7). If the size of the particle in movement increases, the minimal jump height
 decreases as we could see in the Table 2

296 **Table 2.** Minimal jumps height, determined geometrically (cm)

	d=1.6 cm	d=3 cm	d=5 cm
Roughness $d_B = 1.2$			
δH	0.14	0.09	0.06
Roughness $d_B = 1.6$			
δH	0.21	0.14	0.10
Roughness $d_B = 2.6$			
δH	0.45	0.32	0.23

301

302 With the realisation of no specific crystal configuration, presence of gaps between
 303 the roughness particles is admitted. The moving particle thus fall into such gap. In that
 304 case, the captured trajectory could be wrongly assimilated to a jump. To avoid misin-
 305 terpretation, a minimal elevation is fixed (fig. 2b) as $R_2 + 2R_1$ if we take the iron plaque
 306 as reference.

316

Table 3. Time ratio of rolling motion (%)

V_S (cm/s)	65			85			107		
d cm	1.6	3	5	1.6	3	5	1.6	3	5
Roughness									
1.2 cm	23.2	100	100	10.4	16	35.5	4.8	5.2	12.2
1.6 cm	100	100	100	7.4	41.4	39.12	2.01	0	12.47
2.6 cm	100	100	100	100	100	100	4.19	33.36	100

307 After having attributed every particular cases to rolling or saltating regime, the
308 rolling ratio is computed as the rolling period relative to total recorded period, for each
309 configuration (Table 3). When the flow increases, when the size of particle decreases or
310 when the roughness increases, the rolling ratio decreases, the saltation regime is more
311 established.

312 A rolling ratio of 100% corresponds to a non acquisition of saltating movement. More-
313 over, in such cases, particles that does not manage to saltate finally stop. In summary
314 , this ratio can be understood as characterising the steadiness of the motion, 100% cor-
315 responding to no motion, and 0% to a quasi steady saltating regime.

3 Experimental Results

3.1 Statistics of the results

The shape of histograms of length and height of jumps for each configuration is checked in order to justify a relevant statistic. Only one case ($d = 5\text{cm}$, $d_B = 1.2\text{cm}$ and $V_s = 107\text{cm/s}$) include only 115 jumps. Every others present more than 400 jumps. An example for a surface velocity of 107 cm/s and particles diameter of 3 cm is given on figure 6 for 1181 recorded jumps. According to these distributions, the mean parameters

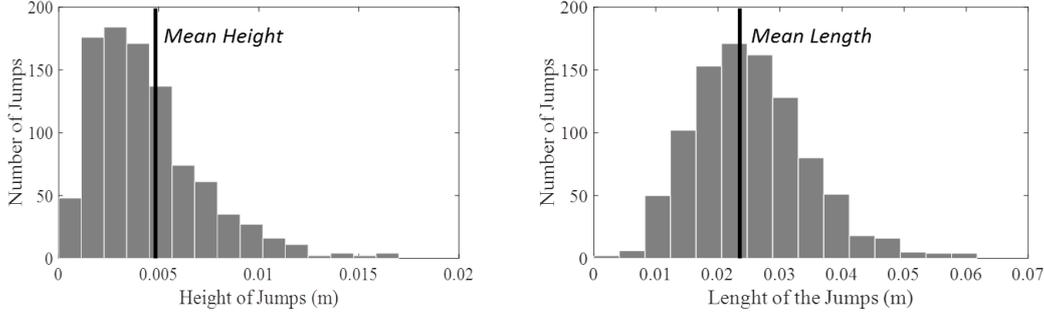


Figure 6. Histograms of distribution of the heights (Left) and the lengths (Right) of jumps for a surface velocity of 85 cm/s and a salting particle diameter of 3 cm on a roughness composed from 1.2 cm balls.

and the associated standard deviation are computed and reported in Table 4. Higher the surface velocity, higher the mean jump height and length. The small particles jump higher than the big particles, with 1.6 cm spheres jumping twice higher the 5 cm spheres in average. The influence of the diameter on the jumps lengths is less obvious. The standard deviation on the jumps lengths is between 20 and 50%. The standard deviation on the jumps heights is more than 50%.

Table 4. Mean height value and the associated standard deviation for each configuration of the experimental study. When the rolling ratio is equal to 100% we don't have any results. This is represented by no data in the table.

Velocity of the flow (cm/s)	Height mean value (cm)			Standard deviation		
	65	85	107	65	85	107
Roughness 1.2						
d=1.6 cm	0.3	1.1	1.3	0.2	0.6	0.8
d=3 cm	-	0.5	1.1	-	0.3	1.0
d=5 cm	-	0.3	0.6	-	0.2	0.45
Roughness 1.6						
d=1.6 cm	-	1.3	2.0	-	0.7	1.1
d=3 cm	-	0.4	1.0	-	0.2	0.6
d=5 cm	-	0.2	0.5	-	0.1	0.3
Roughness 2.6						
d=1.6 cm	-	-	1.8	-	-	0.9
d=3 cm	-	-	0.6	-	-	0.3
d=5 cm	-	-	-	-	-	-

336 We could notice that the standard deviation associated to the height mean value
 337 is most of the time superior to 50%. If we have to consider the median value, we obtain
 338 a lower value from 10 to 20%. This highlights the variability of the results.

339 3.2 Identification of the critical Shields number

340 The critical Shields value is chosen for a rolling ratio of 50%, this value is obtained
 341 for each bed roughness via a linear interpolation from the 27 cases computed (figure 7).
 342 Contour represent the interpolated rolling ratio. Values of critical Shields are established
 343 for Reynolds value from 1000 to 5000 between 0.007 to 0.02 for $d_b = 1.2$, 0.01 to 0.024
 344 for $d_b = 1.6$ and 0.03 to 0.05 for $d_b = 2.6$. This choice of critical Shields values assure
 345 the coherence with start of saltating movement in our experiments.

350 In the three cases of roughnesses, the start of saltation movement detection is es-
 351 timated between 0.008 and 0.05 (table 5). This is comprised between *Guo* [2002] equa-
 352 tions and *Auel et al.* [2017] choice.

353 **Table 5.** Critical Shields values obtained for each configuration. This table is established from
 354 the figures 7. The critical Shields is determined for a rolling ratio of 50%

Velocity of the flow (cm/s)	65	85	107
Roughness 1.2			
d=1.6	0.016	0.016	0.015
d=3	0.015	0.014	0.012
d=5	0.012	0.010	0.008
Roughness 1.6			
d=1.6	0.029	0.026	0.022
d=3	0.022	0.018	0.015
d=5	0.016	0.008	0.007
Roughness 2.6			
d=1.6	0.05	0.05	0.049
d=3	0.043	0.041	0.032
d=5	0.032	0.031	0.030

355 3.3 Analysis of the mean length and mean height according to exper- 356 imental conditions

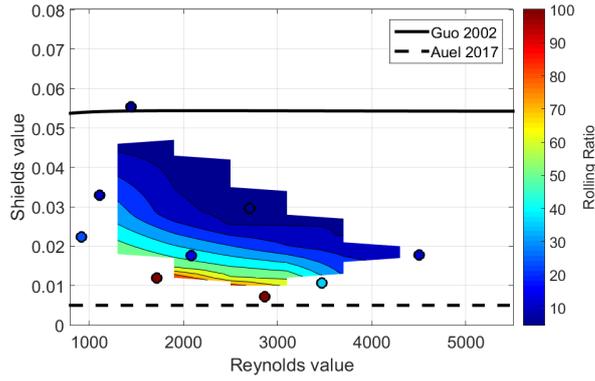
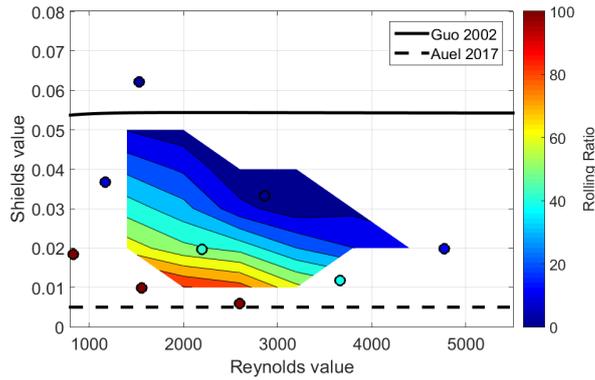
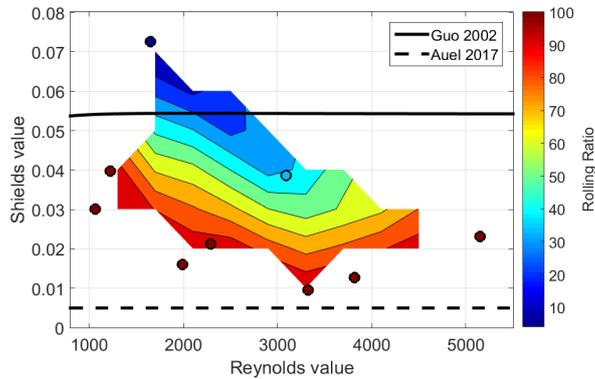
357 The impact of the flow and bed roughness on the particles jumps characteristics
 358 is analysed.

359 The figure 8 represents H/d versus the corresponding shields value. The dimen-
 360 sionless height is found to evolve linearly in function of the shields value.

362 The linear fit relationship is given in equation 8 with its corresponding r^2 .

$$363 \quad H/d = 19.88 \times (\tau_* - 0.011) \quad (r^2 = 0.84) \quad (8)$$

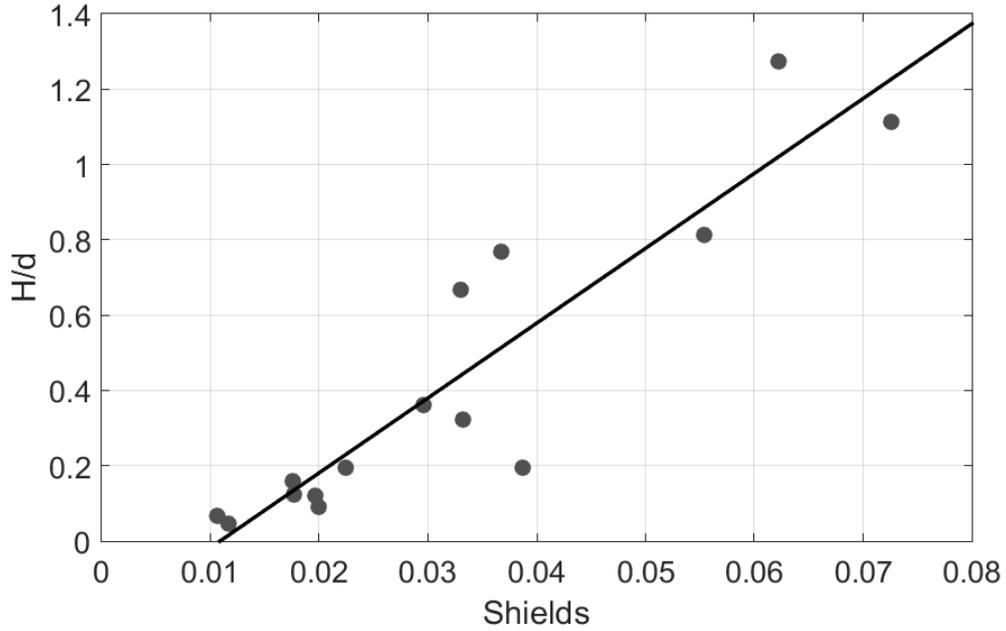
364 Figure 9 represents the dimensionless length L/d vs height H/d of the jumps. The
 365 grey scale represents the relative roughness d_b/d . Linear fits are determined for four re-
 366 lative roughness d_b/d (0.3, 0.5, 0.8 and 1.2). The correlation coefficients for the four lin-
 367 ear fits remain superiori to 0.95. As the relative roughness increases, the corresponding
 368 slope L/H decreases. According to the two previous results, knowing the shields value

a) *Roughness* $d_B = 1.2\text{cm}$ b) *Roughness* $d_B = 1.6\text{cm}$ c) *Roughness* $d_B = 2.6\text{cm}$

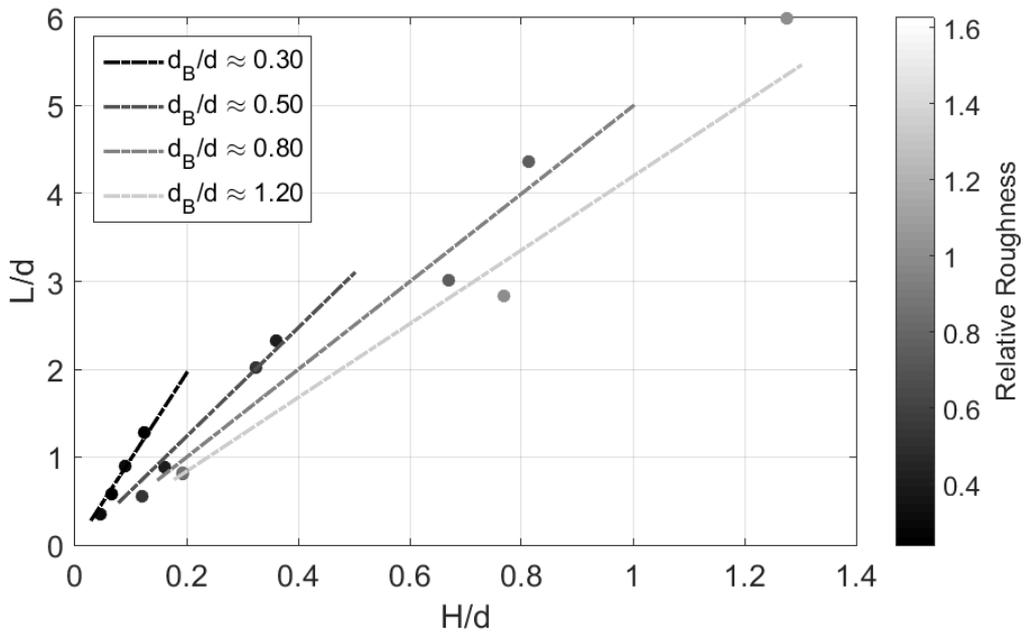
346 **Figure 7.** Determination of the critical Shields curves for the different roughnesses. The curve
 347 corresponds to the critical shields value evaluated in *Guo* [2002] and *Auel et al.* [2017]. The dots
 348 corresponds to the experimental measurements and the contour correspond to the interpolated
 349 rolling ratio.

369 and the relative roughness would allow us to determine the mean height and length reached
 370 by saltated particles.

372 In order to understand the relationship between jumps averaged characteristics and
 373 relative roughness, the values of the slope L/H depending on the relative roughness are



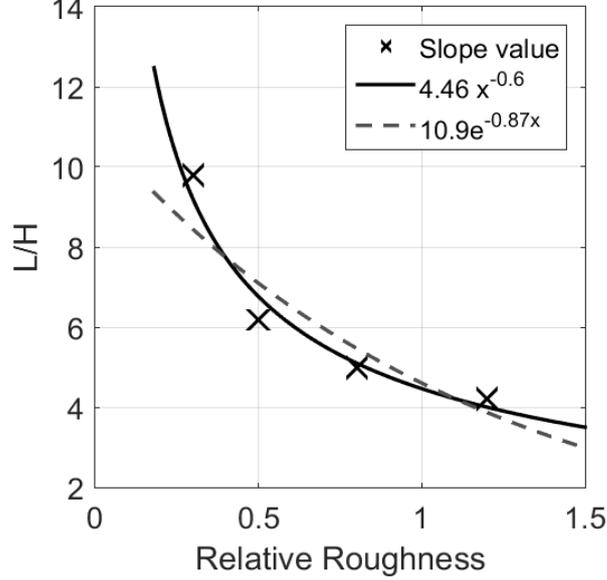
361 **Figure 8.** Variation of the slope in the of L/H in relation with the relative roughness d_B/d .



371 **Figure 9.** Identification of the relative roughness impact on the ratio L/d versus H/d .

374 plotted Figure 10. It can be noticed that for $d_B/d \ll 1$, $L \gg H$ and for $d_B/d \simeq 1$,
 375 $L \simeq 5H$. The case $d_B/d \gg 1$ is more tricky: is there a limit value as $H \simeq L$ or is the
 376 curve keep on decreasing leading to $H \gg L$? The present study does not show enough
 377 data for $d_B/d \gg 1$ to conclude directly. The previous observations mean that for a rough-
 378 ness of the same order than the particle size, the energy restitution is more vertical than

379 when the roughness size is much lower than the particle size. A high roughness will in-
 380 duce more vertical and more high trajectories. In order to demonstrate this assertion,
 381 the impact of the roughness on the restitution coefficient and specifically on its vertical
 382 component is investigated.



383 **Figure 10.** Identification of the relative roughness impact on the ratio L/d versus H/d by
 384 measuring the change of the slope value.

385 3.4 Coefficient of restitution

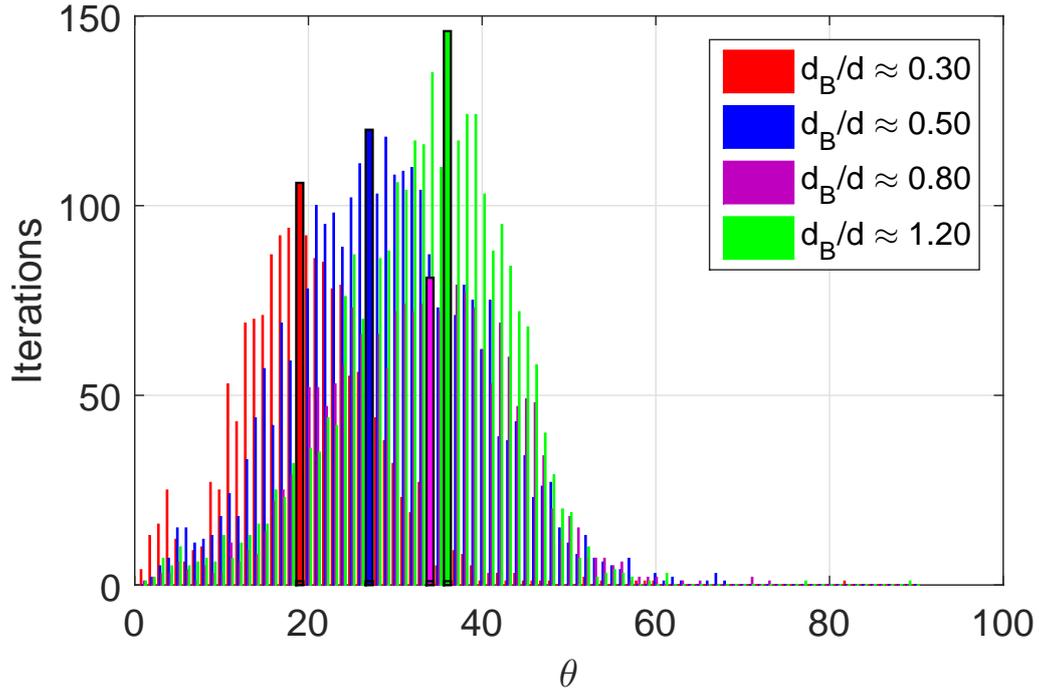
386 Following the results presented in the literacy, according to experimental studies
 387 (*Beladjine et al.* [2007]) and numerical modelling (*Crassous et al.* [2007], *Oger et al.* [2005]),
 388 the particles rebound on a bumpy bed follow a restitution law after the impact depend-
 389 ing on the angle of impact. First, the mean value of θ is identified. Figure 11 represent
 390 the frequency of distribution of the angle θ depending on relative roughnesses. The sta-
 391 tistical values of the angle are represented in Table 6.

392 **Table 6.** Repartition of the angle associated to the relative roughnesses

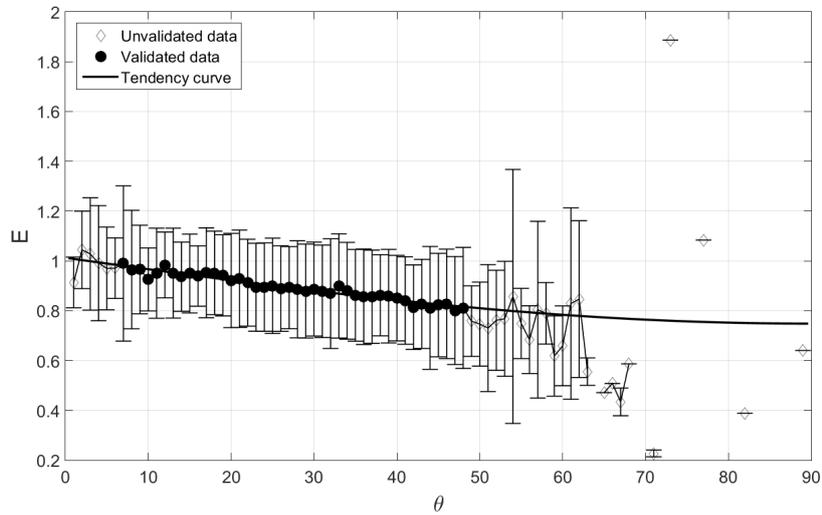
	$d_b/d \approx 0.30$	$d_b/d \approx 0.50$	$d_b/d \approx 0.80$	$d_b/d \approx 1.20$
θ_{mode}	19°	27°	34°	36°
θ_{mean}	19.5°	28.3°	32.04°	32.6°
θ_{median}	19°	28°	32.3°	33.5°

395 The mode, mean and median angle value increase with the relative roughness. Fig-
 396 ure 12 represents the coefficient of restitution e according to the impact angle θ , with
 397 the associated fit:

$$398 \quad e = -A \sin \theta + B \quad (9)$$

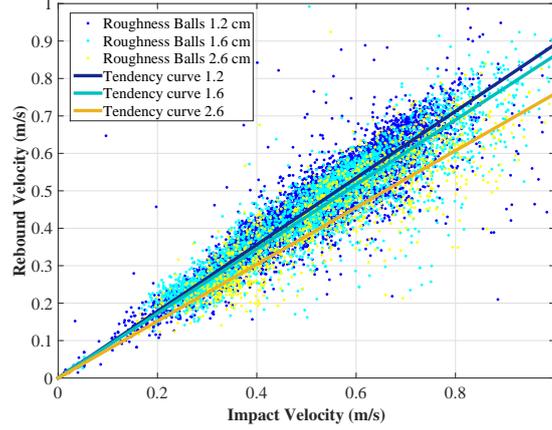


393 **Figure 11.** Histogram of the different impact angle. The mode value is represented for each
 394 specific relative roughness by a bold line.



399 **Figure 12.** Representation of the impact velocity versus Rebound velocity. Associate to the
 400 angle of impact θ . The equation of the curve after identification of the coefficient A and B of the
 401 equation 9 is: $e = -0.26\sin(\theta) + 1.01$

402 e slightly decreases with increasing θ leading to a decrease of the coefficient of resti-
 403 tution associated to an increasing relative roughness.



404 **Figure 13.** Representation of the impact velocity versus Rebound velocity. The slope of the
 405 linear fits correspond to the restitution coefficient. The roughness is 1.2, 1.6 and 2.6 cm

407 The figure 13 represents the rebound velocity vs the impact velocity of each indi-
 408 vidual jump for the three roughnesses. The three colours stand for the three bed rough-
 409 nesses. Table 7 gathers the linear fits results giving the slope of the linear fits and the

406 **Table 7.** Coefficient of restitution

	Roughness 1.2	Roughness 1.6	Roughness 2.6
e	0.88	0.86	0.76
r^2	0.91	0.71	0.42

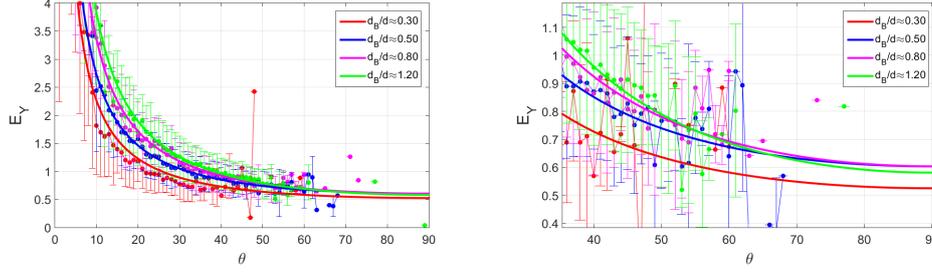
409 correlation coefficients. The slope corresponds to the restitution coefficient V_r/V_i . The
 410 decreasing coefficient of restitution with an increasing bed roughness is confirmed.
 411

412 As reported in the literature (*Werner [1988], Beladjine et al. [2007]*), the vertical
 413 restitution coefficient $e_y = V_{ry}/V_{iy}$ depends as well on the angle θ . In order to retrieve
 414 these results and interpret the transfer of energy during the rebound, the vertical resti-
 415 tution coefficient is plotted versus θ with the four ranges of relative roughnesses prece-
 416 dently chosen. The dots represents the mean values for each angle θ and the error bar
 417 represents the corresponding standard deviation. The bold lines represent the fit:

$$418 \quad e_y = A/\sin\theta - B \quad (10)$$

419 with $A = 0.36$ and $B = 0.16$ for $d_b/d \approx 0.30$, $A = 0.45$ and $B = 0.15$ for $d_b/d \approx 0.50$,
 420 $A = 0.58$ and $B = 0.03$ for $d_b/d \approx 0.80$ and $A = 0.68$ and $B = -0.10$ for $d_b/d \approx 1.20$.

423 When the relative roughness increases, the vertical coefficient of restitution for small
 424 angle of impact ($\theta < 45^\circ$) increases. And for high angle of impact ($\theta > 65^\circ$) e_y de-
 425 creases. Nevertheless, only few jumps present an impact an angle superior to 60° .



421 **Figure 14.** Representation of the vertical coefficient of restitution versus the angle of impact.
 422 The right figure represents a zoom on the graph on which we could see the cross.

426 4 Discussion

427 The influence of rough bed on the flow and on saltation trajectories and proper-
 428 ties of coarse particle under inertial regime are investigated.

429 First, the bed shear stress value is determined for the different roughnesses and flows.
 430 To do this, the flow profile is assimilated to a log profile following Prandtl (*Prandtl* [1925])
 431 laminar boundary layer theory. To retrieve the bed shear stress value, the Nikuradse rough-
 432 ness has to be fixed as a linear function of the roughness diameter. Several functions are
 433 found in the literature (*Sleath* [1984], *Van Rijn* [1993]). Our results show that the flow
 434 profiles are better modelled using an adjusted coefficient than the Nikuradse one (table
 435 1 and figure 3). This choice leads to a Shields number overestimated with a ratio 30%
 436 in average than if the Nikuradse initial coefficient would have been used. The choice of
 437 this coefficient is thus very important in order to be able to compare our quantitative
 438 results to other studies (*Sklar and Dietrich* [2004], *Auel et al.* [2017]) but must often be
 439 adapted in order to be in agreement with the velocity profiles. The choice of this coef-
 440 ficient has also a strong impact on the determination of the critical Shield number.

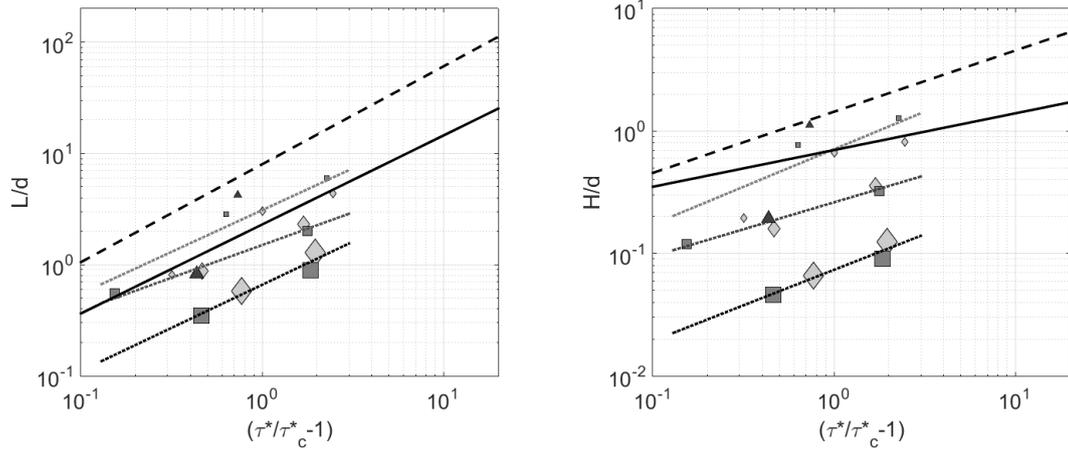
448 The present results are first compared to literature results. *Sklar and Dietrich* [2004]
 449 and *Auel et al.* [2017] gather together many experimental results under various exper-
 450 imental conditions (bed slope between 0 to 0.40 with mobile or fixed alluvial sediment,
 451 or plastic or mortar plane surface or even bed rock, particles diameter between 0.5 to
 452 31 mm, shear velocity between 0.01 to 0.23 m/s). The aim is to establish general for-
 453 mulae for the height and length of jumps in term of $T = \tau^*/\tau_c^* - 1$. The data obtained
 454 in the present study are plotted together with the final formulae obtained in *Sklar and*
 455 *Dietrich* [2004] and *Auel et al.* [2017].

456 The global tendency remains the same with an increase of height and length with
 457 a power law of T . More precisely, for height *Sklar and Dietrich* [2004] find a power of
 458 $H/d = 1.44(T)^{0.5}$ and *Auel et al.* [2017] of $H/d = 0.7(T)^{0.3}$. For the length, *Sklar*
 459 *and Dietrich* [2004] find $L/d = 8.0(T)^{0.88}$ and *Auel et al.* [2017] find $L/d = 2.3(T)^{0.8}$.
 460 The height and length obtained in the present study are lower than in the literatury for
 461 same T . The determination of the coefficient r^2 considering *Auel et al.* [2017] equations
 462 as a possible fit for our results gives $r^2=0.63$ for the dimensionless height and $r^2 = 0.73$
 463 for the dimensionless length. It is interesting to noticed on the figure 15(a) that the mea-
 464 surements seems to be sorted by particle size. It is then possible to fit our results accord-
 465 ing to the particle size. The three equations for the dimensionless height are:

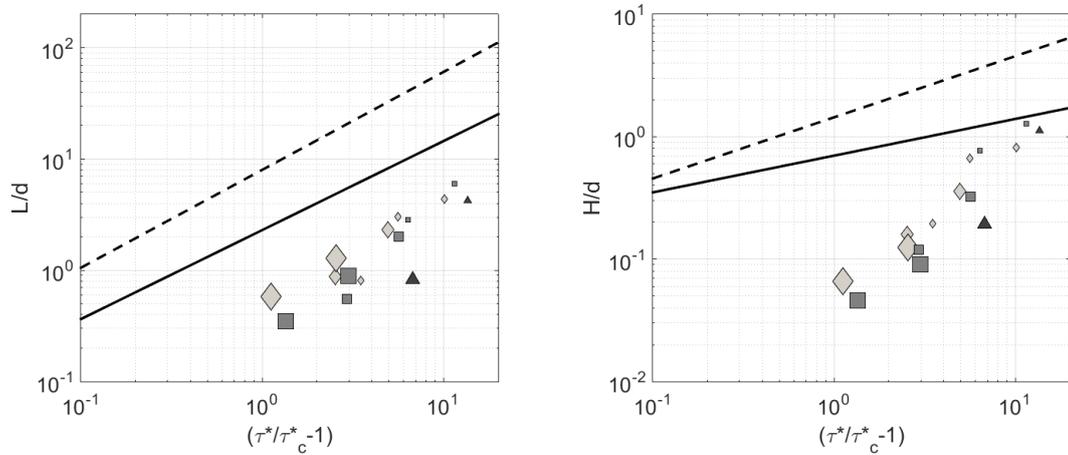
466
$$d = 1.6 \quad H/d = 0.71(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.61} \quad (r^2 = 0.52) \quad (11)$$

467
$$d = 3 \quad H/d = 0.26(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.44} \quad (r^2 = 0.95) \quad (12)$$

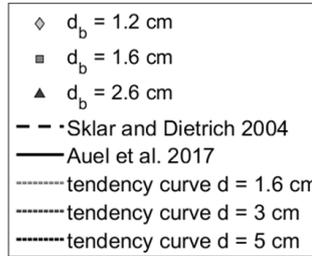
468
$$d = 5 \quad H/d = 0.07(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.58} \quad (r^2 = 0.92) \quad (13)$$



(a) τ_c^* values comes from Fig. 7



(b) $\tau_c^* = 0.005$



441 **Figure 15.** Dimensionless length (left) and height (right) vs $(\tau^*/\tau_c^* - 1)$ for (a) a critical
 442 Shields value computed according to each condition and (b) a constant critical Shields value fixed
 443 to 0.005 *Auel et al.* [2017]. Bold black lines represent *Auel et al.* [2017] fit and the dashed black
 444 lines represent *Sklar and Dietrich* [2004] fit. The dashed gray lines represent the tendency curves
 445 computed according to the present study results and associated to a size of particle. The size of
 446 points represents the size of associated particle (big size for 5 cm, middle size for 3 cm and small
 447 size for 1.6 cm).

471 and for the dimensionless length:

472 $d = 1.6 \quad H/d = 3.10(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.75} \quad (r^2 = 0.71) \quad (14)$

473 $d = 3 \quad H/d = 1.50(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.59} \quad (r^2 = 0.97) \quad (15)$

474 $d = 5 \quad H/d = 0.66(\tau^*/\tau_c^* - 1)^{0.77} \quad (r^2 = 0.94) \quad (16)$

477 Nevertheless, the particle size is not responsible for the offset between our data and
 478 the literacy data. Actually, *Auel et al.* [2017], *Niño et al.* [1994] and *Ishibashi* [1983] ex-
 479 periments are done with the same order of particle sizes (1.9 to 31 mm). In the same way,
 480 the Reynolds value in the present study is in the range of 1000 to 5000 and between 292
 481 and 3955 for *Auel et al.* [2017]. The dispersion is also important for same type of beds.

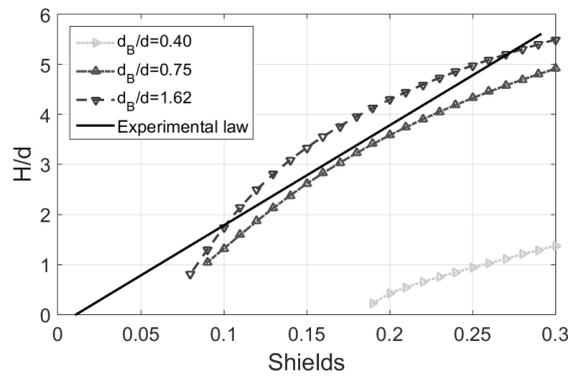
482 The reliability of using T can be questioned: is the observed offset reliable accord-
 483 ing to the uncertainty associated to the determination of the critical Shields value? Some
 484 empirical equations are proposed for critical Shields value according to Reynolds value
 485 *Guo* [2002]. Nevertheless these formulations (calibrated for Re between 10^0 and 10^3) over-
 486 estimate the critical shields value compared to our results in inertial regime ($Re > 10^3$).
 487 *Gessler* [1970] and *Neill and Yalin* [1969] have also shown that critical Shields number
 488 for coarse sediments is overestimated by a factor 2 when using these formulations. This
 489 differences lead to saltating particles for Shields number below the predicted critical Shields
 490 stress if using these formulations. It is then mandatory to determine the real critical shields
 491 stress which represents an added difficulty and is source of uncertainties. The lack of ex-
 492 perimental results in inertial regime represents the main difficulty to be able to make a
 493 proper comparison to other studies. Actually, each study has peculiar protocol in order
 494 to determine the critical shield stress. In the literacy, the critical shields stress is iden-
 495 tified as a constant adjusted according to the frictional angle (*Chatanantavet et al.* [2013]),
 496 the increase of the flow velocity by changing the slope completed with a detection of the
 497 starts of the movement (?), or just a change of natural slope in step on stationary sec-
 498 tions (*Inoue et al.* [2014]). Others studies are based on the methods developed by *No-*
 499 *vak and Nalluri* [1975] (*Ramesh et al.* [2011], *Beer and Turowski* [2015]), or are based
 500 on the analysis of the theoretical expressions of drag and lift forces acting on the par-
 501 ticles (*Hodge et al.* [2011]). On the contrary, the determination of critical Shields value
 502 presented in this study depends on the experimental conditions. It depends on the par-
 503 ticle Reynolds number and the bed roughness. As done in *Auel et al.* [2017], if the crit-
 504 ical Shields is taken constant equal to 0.005 (figure 15 (b)), the resulting fit is quite dif-
 505 ferent than the previous one based on an adapted critical shields number. The value of
 506 T is of the same order of magnitude than what is found in the literature and the depen-
 507 dency in term of particle diameter is lost. But the power law is defined in an interval
 508 of value for T which corresponds this time on the literacy. The relevance of using a con-
 509 stant τ_c^* value is already discussed by *Chatanantavet et al.* [2013], who shown the depen-
 510 dency of τ_c^* to the experimental conditions as also shown here. This relevance is also dis-
 511 cussed by *Buffington and Montgomery* [1997], who concluded on the absence of defini-
 512 tive value for τ_c^* associated to a roughness and a characterization of the flow profile but
 513 rather on the existence of an interval of value which depends on the methodology of the
 514 protocol. The use of τ_c^* in order to compare different datasets may thus bring uncertainty
 515 on the interpretation.

516 Concerning the trajectory of the particles, our results show that knowing the par-
 517 ticle size, the bed shear stress and the size of the roughness lead to an estimation of the
 518 height and length of the average jump. Actually, the particle diameter and the bed shear
 519 stress lead to the shields parameter, and via (figure 8) to the height of the average jumps.
 520 Adding the roughness diameter d_b allow to evaluate the length (figure 9). *Abbott and Fran-*
 521 *cis* [1977] presents small particles (6.3 to 8.8 mm) with different relative densities (1.2
 522 to .6) and relatively small currents. By comparing trajectory which have started from
 523 the rest with those starting from a previous impact, they conclude that the trajectory

524 velocities and heights are insensitive to the previous impact history. The declaration of
 525 *Bhattacharyya et al.* [2013], which noticed that the increase of bed roughness leads to
 526 increasing the saltation length and decreasing the saltation height go in the same way.
 527 They explain this phenomena by a reduction of mean flow velocity due to rough beds.
 528 The particles are sustained for a longer distance by the turbulence fluctuations. In these
 529 conditions in *Abbott and Francis* [1977] and *Bhattacharyya et al.* [2013], Stokes values
 530 are lower than us. These suppose more influence based on viscosity than on gravity. On
 531 contrary, *Tsuchiya* [1969] make the assumption that the effect of rotation, the acting of
 532 friction forces and drag forces are negligible in comparison with the effect of rebound.
 533 Figure 9 shows that increasing the relative roughness lead to increase the height and to
 534 reduce the length of jumps, thus a trajectory more and more vertical with higher rela-
 535 tive roughness. The impact on the roughness may constrain the trajectory in high Stokes
 536 value conditions.

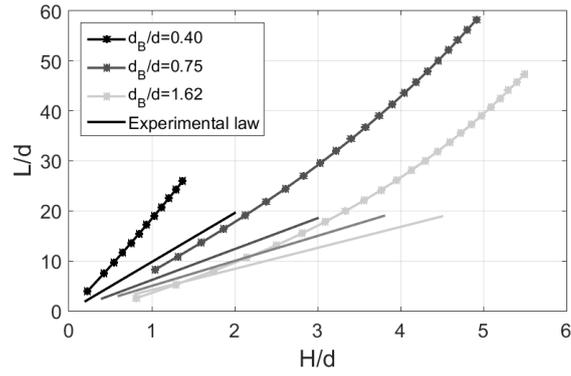
537 Actually, the increase of the relative roughness implies an increase of the mean im-
 538 pact angle from 19.5° to 32.6° fig. 6. According to the impact angle, the vertical resti-
 539 tution increases with the relative roughness. Considering this we could be in adequacy
 540 with the declaration of *Auel et al.* [2017] and *Ancey et al.* [2002] which are that parti-
 541 cles saltated longer and higher if the slope decrease. When the slope increase the rela-
 542 tive roughness effect decrease by the decrease of minimal angle of impact. For this rea-
 543 son the vertical possible restitution decrease. The role of the bed and the relative rough-
 544 ness could explain the influence of the slope on the trajectory described in *Ancey et al.*
 545 [2002] and in *Auel et al.* [2017]. *Bhattacharyya et al.* [2013] conclude that flow intensity
 546 has no effect on the longitudinal component of coefficient of restitution for salting par-
 547 ticles over rough bed, but the values of e_y is superior with irregular variations. They sup-
 548 pose that may be due to randomness of flow, point of impact and irregular sizes. A the-
 549 orical analyse show that Magnus effect on particle motion did tnot show any improve-
 550 ment. except for the highest Reynolds number which not permit to validate in their case
 551 of an effect due to lift forces in the restitution coefficient. Our results follow well the for-
 552 mula figure 12 proposed by *Beladjine et al.* [2007] according to laboratory measurements
 553 (eq. 9) which consider that the restitution coefficient depends on the impact angle. We
 554 show that increasing the relative roughness permits to have smaller angle of impact lead-
 555 ing to very high vertical restitution coefficient (fig. 14) thus an optimal transfer from the
 556 horizontal velocity component to vertical velocity component.

561 Concerning the role of the relative roughness on the ratio of the length of the jumps
 562 versus the jump height and the dimensionless height versus Shields value, we propose to
 563 compare to the numerical simulation of *Berzi et al.* [2016]. We could talk about super-
 564 critical regime when we focused on this model. Indeed the model concern periodic salta-
 565 tion motion which could not exist in the border of saltation regime. On this way we are
 566 closer to *Auel et al.* [2017] than our experimentation. The solutions proposed by the model
 567 of *Berzi et al.* [2016] concern value of Shields above to 0.1. We simulate three cases as-
 568 sociate to our manipulation with this model. The first one corresponds to $d = 1.6$ cm
 569 and $d_B = 2.6$ cm, the second one to $d = 1.6$ cm and $d_B = 1.2$ cm and the third to
 570 $d = 3$ cm and $d_B = 1.2$ cm. With this three simulations, we cover the limits of our
 571 experimentation concerning the relative roughness. The target of this simulation is to
 572 see if a numerical model based on physical laws consider this influence of relative rough-
 573 ness that we have extracted to our experimentation. Concerning the equation proposed
 574 to linked the Shields value to the dimensionless height, the figure 16 presents the simu-
 lation. For the two high relative roughness ($d_B/d = 0.75$ and $d_B/d = 1.62$) the equa-



557 **Figure 16.** Model based on *Berzi et al.* [2016]. The line corresponds to our law. $H/d =$
 558 $19.88 \times (\tau_* - 0.011)$

575 tion seems to correspond. Concerning the value $d_B/d = 0.40$ the results is really dif-
 576 ferent, and the use of the roughness seems to have more impact on the simulations re-
 577 sults than in our experiments. We could conclude that the domain where the numeri-
 578 cal simulation works is associated to relative roughness superior or closed to 0.75 . Con-
 579 cerning the low relative roughness, the model doesnt work in our value. It could be in-
 580 teresting to multiply experimentations to infirm or validate this law and in this way ad-
 581 justed the model to be correlate for low relative roughness. To analyse the tendency of
 582 the relative roughness on the ratio length versus height, we proceed with the same three
 583 different roughnesses. In the figure 16, different cases of speed flow are simulated, which
 584 procure variation of the value of the height and length of the jumps. On the figure 17,
 585 we visualize the three different curves associated to our numerical simulation based on
 586 *Berzi et al.* [2016]. The four lines correspond to the equation of the tendency curve of
 587 our experimentation from 9. The difference between the simulation and the experimen-
 588 tal results shows that the change ratio L/H associate to d_B/d is more high concerning
 589 the simulation. What we identify as linear law in the experimentation appears in the nu-
 590 merical simulation as curving law. The curve associate to this tendency show that the
 591 dimensionless high increases faster than the dimensionless length. The reason of this dif-
 592 ference is probably due to an not adjusted model which present this particularity by the
 593 res=titution coefficient value. Or, once again the difference of flow regime could be an
 594 explanation. To conclude on this aspect, the numerical simulation follows the same ten-
 595 dency proposed by the experimentation in flume. The relation between the increase of
 596



559 **Figure 17.** Model based on *Berzi et al.* [2016]. The lines correspond to the different equation
 560 obtain by the experimentation in the flume, plotted in the figure 9.

597 d_B/d and the increase of H/L is noticed in simulation and in flume model. On this way
 598 we could validate the increase of this ratio in relation with the relative roughness.

599 5 Conclusion

600 Our study presents saltation in high Stokes conditions, with big size particles, and
 601 different relative roughness heights in a flume experimentation. The introduction of
 602 height fixed roughness with varying size permits to analyse the effect on the particles
 603 and on the flow. The flow profile must be adapted and can not be define by the Niku-
 604 radse law. We have to change this model and propose an other one which correspond
 605 to importante size roughnes. The difference has a real impact in the shields value de-
 606 termination. We show that knowing the particle size the bed shear stress and the size
 607 of the roughness lead to an estimation of the height and the length of the average jump.
 608 The lift force on the particle in such conditions is negligeable, and we have to focused
 609 on the impact which plays the most important role on the trajectories. This is reflected
 610 by the relative roughness impact on the trajectory, and on the coefficient of restitution.
 611 The mechanical laws which permits a verticale transfert for the energy is respected. The
 612 flow have mainly a motor contribution in the horizontale movement than in vertical di-
 613 rection. This is the ratio between roughness size and size of the particle that permits ex-
 614 treme jumps. This extremes jumps are due to the combination of an important speed
 615 of the particle, a grazing trajectory and an important roughness. This create the per-
 616 fect impact to maximize the trajectory by the best restitution of energy. The presents
 617 results are also a base, which could serve to validate model based on fine particles.

618 Acknowledgments

619 The work is supported by the project ANR FEM PHYSIC ANR-10-IEED-0006-
 620 10. The authors want to give a special thanks to IPR team for their help during the lab
 621 experiment.

622 References

- 623 ().
- 624 Abbott, A. J. E., and J. R. D. Francis (1977), Saltation and Suspension Trajectories
 625 of Solid Grains in a Water Stream, *Philosophical Transactions of the Royal society
 626 of London*, *284*(1321), 225–254.
- 627 Amoudry, L. O., and A. J. Souza (2011), Deterministic coastal morphological and
 628 sediment transport modeling: A review and discussion, *Reviews of Geophysics*,
 629 *49*(2).
- 630 Ancey, C., F. Bigillon, P. Frey, J. Lanier, and R. Ducret (2002), Saltating motion of
 631 a bead in a rapid water stream, *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and
 632 Soft Matter Physics*, *66*(3), 1–16, doi:10.1103/PhysRevE.66.036306.
- 633 Auel, C., I. Albayrak, T. Sumi, and R. M. Boes (2017), Sediment transport in high-
 634 speed flows over a fixed bed: 1. particle dynamics, *Earth Surface Processes and
 635 Landforms*, *42*(9), 1365–1383.
- 636 Beer, A. R., and J. M. Turowski (2015), Bedload transport controls bedrock ero-
 637 sion under sediment-starved conditions, *Earth Surface Dynamics*, *3*, 291–309,
 638 doi:10.5194/esurf-3-291-2015.
- 639 Beladjine, D., M. Ammi, L. Oger, and A. Valance (2007), Collision process be-
 640 tween an incident bead and a three-dimensional granular packing, *Physical
 641 Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, *75*(6), 1–12, doi:
 642 10.1103/PhysRevE.75.061305.
- 643 Berzi, D., J. T. Jenkins, and A. Valance (2016), Periodic saltation over hydrodynam-
 644 ically rough beds: aeolian to aquatic, *Journal of Fluid Mechanics*, *786*, 190–209,
 645 doi:10.1017/jfm.2015.601.
- 646 Bhattacharyya, A., S. P. Ojha, and B. S. Mazumder (2013), Evaluation of the salta-
 647 tion process of bed materials by video imaging under altered bed roughness, *Earth*

- 648 *Surface Processes and Landforms*, 38(12), 1339–1353, doi:10.1002/esp.3370.
- 649 Blanpain, O. (2009), Dynamique sédimentaire Multiclasse: De l'étude des processus à la
650 modélisation en Manche, Ph.D. thesis.
- 651 Brown, C. B. (1950), Sediment transportation.
- 652 Brown, D. (2018), *Tracker : Video Analysis and Modeling Tool*.
- 653 Buffington, J. M., and D. R. Montgomery (1997), A systematic analysis of eight
654 decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers,
655 *Water Resources Research*, 33(8), 1993–2029.
- 656 Buffington, J. M., W. E. Dietrich, and J. W. Kirchner (1992), Friction Angle Mea-
657 surements in a Naturally Formed Gravel Streambed: Implications for Critical
658 Boundary Shear Stress, *Water Resources Research*, 28(2), 411–425.
- 659 Cada, G., J. Ahlgrimm, M. Bahleda, T. Bigford, S. D. Stavrakas, D. Hall, R. Mour-
660 sund, and M. Sale (2007), Potential impacts of hydrokinetic and wave energy
661 conversion technologies on aquatic environments, *Fisheries*, 32(4), 174–181.
- 662 Chatanantavet, P. (2007), *Physically-based models of bedrock incision processes in*
663 *mountain streams*.
- 664 Chatanantavet, P., K. X. Whipple, M. A. Adams, and M. P. Lamb (2013), Experi-
665 mental study on coarse grain saltation dynamics in bedrock channels, *Journal of*
666 *Geophysical Research: Earth Surface*, 118(2), 1161–1176, doi:10.1002/jgrf.20053.
- 667 Crassous, J., D. Beladjine, and A. Valance (2007), Impact of a projectile on a gran-
668 ular medium described by a collision model, *Physical Review Letters*, 99(24),
669 doi:10.1103/PhysRevLett.99.248001.
- 670 Englund, F., and E. Hansen (1967), A monograph on sediment transport in alluvial
671 streams, *Technical University of Denmark Østervoldgade 10, Copenhagen K*.
- 672 Fernandez Luque, R., and R. Van Beek (1976), Erosion and transport of bed-load
673 sediment, *Journal of hydraulic research*, 14(2), 127–144.
- 674 Francis, J. R. D. (1973), Experiments on the Motion of Solitary Grains Along the
675 Bed of a Water-Stream, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physi-*
676 *cal and Engineering Sciences*, 332(1591), 443–471, doi:10.1098/rspa.1973.0037.
- 677 Gessler, J. (1970), Self stabilizing tendencies of sediment mixtures with large range
678 of grain sizes, *Journal of Waterways and Harbors Division*, 96(2), 235–249.
- 679 Gilbert, G. K., and E. C. Murphy (1914), *The transportation of debris by running*
680 *water*, 86, US Government Printing Office.
- 681 Gondret, P., M. Lance, and L. Petit (2002), Bouncing motion of spherical particles
682 in fluids, *Physics of Fluids*, 14(2), 643–652, doi:10.1063/1.1427920.
- 683 Guo, J. (1990), Basic laws of sediment transport, *Shanxi Provincial Natural Science*
684 *Foundation, Taiyuan*.
- 685 Guo, J. (2002), Hunter Rouse and Shields Diagram, *Advances in Hydraulics and*
686 *Water Engineering, I & II*, 1096–1098, doi:10.1142/9789812776969.
- 687 Hodge, R. A., T. B. Hoey, and L. S. Sklar (2011), Bed load transport in bedrock
688 rivers : The role of sediment cover in grain entrainment , translation , and deposi-
689 tion, *Journal of Geophysical Research*, 116, 1–19, doi:10.1029/2011JF002032.
- 690 Hu, C., and Y. Hui (1996), Bed-load transport. i: Mechanical characteristics, *Jour-*
691 *nal of Hydraulic Engineering*, 122(5), 245–254.
- 692 Inoue, T., N. Izumi, Y. Shimizu, and G. Parker (2014), Interaction among alluvial
693 cover, bed roughness and incision rate in purely bedrock and alluvial-bedrock
694 channel Takuya, *Journal of Geophysical Research Earth Surface*, 119(10), 2123–
695 2146, doi:10.1002/2014JF003133.
- 696 Ishibashi, T. (1983), A hydraulic study on protection for erosion of sediment flush
697 equipments of dams, in *Proceedings of the Japan Society of Civil Engineers*, vol.
698 1983, pp. 103–112, Japan Society of Civil Engineers.
- 699 Joseph, D. D., and M. L. Hunt (2004), Oblique particle-wall collisions
700 in a liquid, *Journal of Engineering Mechanics*, 510(2004), 71–93, doi:
701 10.1017/S002211200400919X.

- 702 Lajeunesse, E., L. Malverti, and F. Charru (2010), Bed load transport in turbu-
 703 lent flow at the grain scale : Experiments and modeling, *115*(October), doi:
 704 10.1029/2009JF001628.
- 705 Le Hir, P., A. Ficht, R. S. Jacinto, P. Lesueur, J.-P. Dupont, R. Lafite, I. Brenon,
 706 B. Thouvenin, and P. Cugier (2001), Fine sediment transport and accumulations
 707 at the mouth of the seine estuary (france), *Estuaries*, *24*(6), 950–963.
- 708 Lee, H., and I. Hsu (1994), Investigation of Saltating Particle Motions, *Jour-*
 709 *nal of Hydraulic Engineering*, *120*(7), 831–845, doi:10.1061/(ASCE)0733-
 710 9429(1994)120:7(831).
- 711 Meyer-Peter, E., and R. Müller (1948), Formulas for bed-load transport, in *IAHSR*
 712 *2nd meeting, Stockholm, appendix 2*, IAHR.
- 713 Michel, C. (2000), Discussion of the legend of af shields by claude michel, *Journal of*
 714 *Hydraulic Engineering*, *126*(9), 721–721.
- 715 Naqshband, S., B. McElroy, and R. C. Mahon (2017), Validating a univer-
 716 salmodel of particle transport lengths with laboratory measurements of
 717 suspended grainmotions, *Water Resources Research*, *53*, 4106–4123, doi:
 718 10.1002/2016WR020024.Received.
- 719 Neill, C. R., and M. S. Yalin (1969), Quantitative definition of beginning of bed
 720 movement, *Journal of the Hydraulics Division*, *95*(1), 585–588.
- 721 Nikuradse, J. (1933), Strmungsgestze in rauhen rohren, *Ver. Deut. Ing.*
- 722 Niño, Y., and M. García (1994), Gravel saltation 2. Modeling, *30*(6), 1915–1924.
- 723 Niño, Y., and M. García (1998), Using Lagrangian particle saltation observations for
 724 bedload sediment transport modelling, *Hydrological Processes*, *12*(8), 1197–1218,
 725 doi:10.1002/(SICI)1099-1085(19980630)12:8<1197::AID-HYP612>3.0.CO;2-U.
- 726 Niño, Y., M. García, and L. Ayala (1994), Gravel saltation: 1. Experiments, *Water*
 727 *Resources Research*, *30*(6), 1907–1914, doi:10.1029/94WR00533.
- 728 Novak, P., and C. Nalluri (1975), Sediment transport in smooth fixed bed channels,
 729 *Journal of the Hydraulics Division*, *101*(ASCE# 11556 Proceeding).
- 730 Oger, L., M. Ammi, A. Valance, and D. Beladjine (2005), Discrete element method
 731 studies of the collision of one rapid sphere on 2D and 3D packings, *European*
 732 *Physical Journal E*, *17*(4), 467–476, doi:10.1140/epje/i2005-10022-x.
- 733 Prandtl, L. (1925), Bericht uber untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz, *Zs.*
 734 *angew. Math. Mech.*, *5*, 136–139.
- 735 Rahim, A., and R. F. Stevens (2013), Design procedures for marine renewable en-
 736 ergy foundations, in *Proceedings of the 1st Marine Energy Technology Symposium*,
 737 *Washington, DC*.
- 738 Ramesh, B., U. C. Kothiyari, and K. Murugesan (2011), Near-bed particle motion
 739 over transitionally-rough bed, *Journal of Hydraulic Research*, *49*(6), 757–765.
- 740 Sekine, M., and H. Kikkawa (1992), Mechanics of Saltating Grains. II, *Jour-*
 741 *nal of Hydraulic Engineering*, *118*(4), 536–558, doi:10.1061/(ASCE)0733-
 742 9429(1992)118:4(536).
- 743 Shields, A. (1936), Application of similarity principles and turbulence research to
 744 bed-load movement.
- 745 Sklar, L. S., and W. E. Dietrich (2004), A mechanistic model for river incision into
 746 bedrock by saltating bed load (Water Resources Research (2012) 8 (W06902)
 747 DOI: 10.1029/2012WR012267), *Water Resources Research*, *40*(6), 1–22, doi:
 748 10.1029/2003WR002496.
- 749 Sleath, J. F. (1984), Sea bed mechanics.
- 750 Soulsby, R. (1997), *Dynamics of marine sands: a manual for practical applications*,
 751 Thomas Telford.
- 752 Thiébot, J., P. Bailly du Bois, and S. Guillou (2015), Numerical modeling of the
 753 effect of tidal stream turbines on the hydrodynamics and the sediment transport -
 754 Application to the Alderney Race (Raz Blanchard), France, *Renewable Energy*, *75*,
 755 356–365, doi:10.1016/j.renene.2014.10.021.

- 756 Tsuchiya, Y. (1969), On the mechanics of the Successive Saltation of a Sand Parti-
757 cle on a Granular Bed in a Turbulent Stream, *Proceedings of the 13th Congress,*
758 *IAHR*, (2), 191–198.
- 759 Van Rijn, L. C. (1984a), Sediment transport, Part II: Suspended load transport,
760 *Journal of hydraulic engineering*, 110(11), 1613–1641, doi:10.1061/(ASCE)0733-
761 9429(1987)113:9(1187).
- 762 Van Rijn, L. C. (1984b), Sediment Transport, Part III: Bed forms and Allu-
763 vial Roughness, *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(12), 1733–1754, doi:
764 10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:12(1733).
- 765 Van Rijn, L. C. (1993), Simple general formulae for sand transport in rivers, estuar-
766 ies and coastal waters, pp. 1–16.
- 767 Van Rijn, L. C., et al. (1993), *Principles of sediment transport in rivers, estuaries*
768 *and coastal seas*, vol. 1006, Aqua publications Amsterdam.
- 769 Werner, B. (1988), Bt werner and pk haff, sedimentology 35, 189 (1988)., *Sedimen-*
770 *tology*, 35, 189.
- 771 Wiberg, P. L., and J. D. Smith (1985a), A Theoretical Model for Saltating Grains in
772 Water, *Journal of Geophysical Research*, 90, 7341–7354.
- 773 Wiberg, P. L., and J. D. Smith (1985b), A theoretical model for saltating grains in
774 water, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 90(C4), 7341–7354.

Bibliographie

- [Abbott and Francis, 1977] Abbott, A. J. E. and Francis, J. R. D. (1977). Saltation and Suspension Trajectories of Solid Grains in a Water Stream. *Philosophical Transactions of the Royal society of London*, 284(1321) :225–254.
- [Ancey et al., 2002] Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Lanier, J., and Ducret, R. (2002). Saltating motion of a bead in a rapid water stream. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 66(3) :1–16.
- [Ancey et al., 2008] Ancey, C., Davidson, A. C., Bohm, T., Jodeau, M., and 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.
- [Aubert et al., 2016] Aubert, G., Langlois, V. J., and Allemand, P. (2016). Bedrock incision by bedload : Insights from direct numerical simulations. *Earth Surface Dynamics*, 4(2) :327–342.
- [Auel et al., 2017] Auel, C., Albayrak, I., Sumi, T., and Boes, R. M. (2017). Sediment transport in high-speed flows over a fixed bed : 1. Particle diameter. *Earth Surface Process and Landforms*, 42(9) :1365–1383.
- [Bagnold, 1937] Bagnold, R. A. (1937). The transport of sand by wind. *The Geographical Journal*, 89(5) :409–438.
- [Bagnold, 1954] Bagnold, R. A. (1954). Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 225(1160) :49–63.
- [Bagnold, 1966] Bagnold, R. A. (1966). An Approach to the Sediment Transport Problem from General Physics.
- [Bagnold, 1973] Bagnold, R. A. (1973). The nature of saltation and of ‘bed-load’transport in water. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 332(1591) :473–504.
- [Bahaj and Myers, 2004] Bahaj, A. and Myers, L. (2004). Analytical estimates of the energy yield potential from the alderney race (channel islands) using marine current energy converters. *Renewable energy*, 29(12) :1931–1945.
- [Beer and Turowski, 2015] Beer, A. R. and Turowski, J. M. (2015). Bedload transport controls bedrock erosion under sediment-starved conditions. *Earth Surface Dynamics*, 3 :291–309.
- [Beladjine et al., 2007] Beladjine, D., Ammi, M., Oger, L., and Valance, A. (2007). Collision process between an incident bead and a three-dimensional granular packing. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 75(6) :1–12.
- [Bennis et al., 2018] Bennis, A.-C., Du Bois, P. B., Dumas, F., Lathuillère, C., Adong, F., and Filipot, J.-F. (2018). Towards a realistic numerical modelling of wave-current-turbulence interactions in alderney race. In *2018 OCEANS-MTS/IEEE Kobe Techno-Oceans (OTO)*, pages 1–7. IEEE.

- [Berzi et al., 2016] Berzi, D., Jenkins, J. T., and Valance, A. (2016). Periodic saltation over hydrodynamically rough beds : aeolian to aquatic. *Journal of Fluid Mechanics*, 786 :190–209.
- [Bhattacharyya et al., 2013] Bhattacharyya, A., Ojha, S. P., and Mazumder, B. S. (2013). Evaluation of the saltation process of bed materials by video imaging under altered bed roughness. *Earth Surface Processes and Landforms*, 38(12) :1339–1353.
- [Bialik, 2011] Bialik, R. J. (2011). Numerical study of saltation of non-uniform grains. *Journal of Hydraulic Research*, 49(5) :697–701.
- [Bialik et al., 2012] Bialik, R. J., Nikora, V. I., and Rowinski, P. (2012). 3D Lagrangian Modelling of Saltating Particles Diffusion in Turbulent Water Flow. *Acta Geophysica*, 60(6) :1639–1660.
- [Blanpain, 2009] Blanpain, O. (2009). *DYNAMIQUE SEDIMENTAIRE MULTICLASSE : DE L'ETUDE DES PROCESSUS A LA MODELISATION EN MANCHE*. PhD thesis.
- [Blunden and Bahaj, 2007] Blunden, L. and Bahaj, A. (2007). Tidal energy resource assessment for tidal stream generators. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 221(2) :137–146.
- [Bombar et al., 2010] Bombar, G., Güneý, M., and Altınakar, M. (2010). Application of image processing in unsteady flows to investigate bed load transport. *Mathematical and Computational Applications*, 15(3) :420–427.
- [Bombardelli et al., 2008] Bombardelli, F. A., González, A. E., and Niño, Y. I. (2008). Computation of the particle basset force with a fractional-derivative approach. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(10) :1513–1520.
- [Brown, 1950] Brown, C. B. (1950). Sediment transportation.
- [Brown, 2018] Brown, D. (2018). *Tracker : Video Analysis and Modeling Tool*.
- [Brutto et al., 2016] Brutto, O. A. L., Thiébot, J., Guillou, S. S., and Gualous, H. (2016). A semi-analytic method to optimize tidal farm layouts—application to the alderney race (raz blanchard), france. *Applied energy*, 183 :1168–1180.
- [Buffington et al., 1992] Buffington, J. M., Dietrich, W. E., and Kirchner, J. W. (1992). Friction Angle Measurements in a Naturally Formed Gravel Streambed. *Implications for Critical Boundary Shear Stress, Water Resour. Res.*, 28(2) :411.
- [Buffington and Montgomery, 1997] Buffington, J. M. and Montgomery, D. R. (1997). A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33(8) :1993–2029.
- [Campbell et al., 2017] Campbell, R., Martinez, A., Letetrel, C., and Rio, A. (2017). Methodology for estimating the french tidal current energy resource. *International journal of marine energy*, 19 :256–271.
- [Castro-Orgaz et al., 2012] Castro-Orgaz, O., Giraldez, J. V., Mateos, L., and Dey, S. (2012). Is the von Karman constant affected by sediment suspension? *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117(4) :1–16.
- [Chatanantavet, 2007] Chatanantavet, P. (2007). *Physically-based models of bedrock incision processes in mountain streams*.
- [Chatanantavet et al., 2013] Chatanantavet, P., Whipple, K. X., Adams, M. A., and Lamb, M. P. (2013). Experimental study on coarse grain saltation dynamics in bedrock channels. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 118(2) :1161–1176.
- [Chauchat et al., 2009] Chauchat, J., Aussillous, P., Médale, M., and Guazzelli, E. (2009). Modélisation diphasique 3D du transport par charriage en écoulements cisailés. (2) :1–6.
- [CHC, 2010] CHC (2010). *Logiciel Blue Kenue – reference Manual*.
- [Chiew and Parker, 1994] Chiew, Y.-M. and Parker, G. (1994). Incipient sediment motion on non-horizontal slopes. *Journal of Hydraulic Research*, 32(5) :649–660.
- [Coles et al., 2017] Coles, D., Blunden, L., and Bahaj, A. (2017). Assessment of the energy extraction potential at tidal sites around the channel islands. *Energy*, 124 :171–186.

- [Crassous et al., 2007] Crassous, J., Beladjine, D., and Valance, A. (2007). Impact of a projectile on a granular medium described by a collision model. *Physical Review Letters*, 99(24).
- [Creysseels et al., 2009] Creysseels, M., Dupont, P., El Moctar, a. O., Valance, A., Cantat, I., Jenkins, J. T., Pasini, J. M., and Rasmussen, K. R. (2009). Saltating particles in a turbulent boundary layer : experiment and theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 625 :47.
- [Doré et al., 1984] Doré, F., Dupret, L., and Le Gall, J. (1984). Les premiers temps de la transgression cambrienne sur le socle dans le cotentin. *Bull. Soc. géol. minéral. Bretagne, C*, 16 :49–59.
- [Drévès, 2001] Drévès, L. (2001). Effets climatiques sur les écosystèmes marins exemple du recrutement des crustacés cirripèdes sur la côte ouest du cotentin. *Hydroécologie Appliquée*, 13 :101–112.
- [Dronkers, 1964] Dronkers, J. J. (1964). *Tidal Computations in Rivers and Coastal Waters*. North-Holland publishing company Amsterdam ; Interscience (Wiley), New York.
- [EDF, 2007] EDF (2007). *Logiciel TELEMAC-3D Version 5.8 - Manuel de l'utilisateur*.
- [EDF, 2014] EDF (2014). *Logiciel SISYPHE Version 6.3 - Manuel de l'utilisateur*.
- [Einstein, 1906] Einstein, A. (1906). Calculation of the viscosity-coefficient of a liquid in which a large number of small spheres are suspended in irregular distribution. *Ann. Phys. Leipzig*, 19 :286–306.
- [Einstein et al., 1950] Einstein, H. A. et al. (1950). *The bed-load function for sediment transportation in open channel flows*, volume 1026. Citeseer.
- [Engelund and Hansen, 1967] Engelund, F. and Hansen, E. (1967). A monograph on sediment transport in alluvial streams. *Technical University of Denmark Østervoldgade 10, Copenhagen K*.
- [Fenton and Abbott, 1977] Fenton, J. D. and Abbott, J. E. (1977). Initial movement of grains on a stream bed : the effect of relative protrusion. *Proceedings of the Royal Society London*, 352 :523–537.
- [Fernandez Luque and Van Beek, 1976] Fernandez Luque, R. and Van Beek, R. (1976). Erosion and transport of bed-load sediment. *Journal of hydraulic research*, 14(2) :127–144.
- [Foucaut and Stanislas, 1997] Foucaut, J.-M. and Stanislas, M. (1997). Experimental study of saltating particle trajectories. *Experiments in Fluids*, 22(4) :321–326.
- [Foveau et al., 2017] Foveau, A., Haquin, S., and Dauvin, J.-C. (2017). Using underwater imagery as a complementary tool for benthos sampling in an area with high-energy hydrodynamic conditions. *Journal of Marine Biology & Oceanography*, 6(02).
- [Francis, 1973] Francis, J. R. D. (1973). Experiments on the Motion of Solitary Grains Along the Bed of a Water-Stream. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 332(1591) :443–471.
- [Furgerot et al., 2018] Furgerot, L., du Bois, P. B., Méar, Y., Morillon, M., Poizot, E., and Bennis, A.-C. (2018). Velocity profile variability at a tidal-stream energy site (aldemey race, france) : From short (second) to yearly time scales. In *2018 OCEANS-MTS/IEEE Kobe Techno-Oceans (OTO)*, pages 1–8. IEEE.
- [Gessler, 1970] Gessler, J. (1970). Self-stabilizing tendencies of alluvial channels. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 96(2) :235–249.
- [Gilbert and Murphy, 1914] Gilbert, G. K. and Murphy, E. C. (1914). *The transportation of debris by running water*. Number 86. US Government Printing Office.
- [Gladki, 1975] Gladki, H. (1975). Determination of sand roughness for fixed beds : by jw kamphuis, journal of hydraulic research, vol. 12,(1974), no. 2, pp. 193. *Journal of Hydraulic Research*, 13(2) :221–222.
- [Gondret et al., 2002] Gondret, P., Lance, M., and Petit, L. (2002). Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Physics of Fluids*, 14(2) :643–652.
- [Grant and Madsen, 1986] Grant, W. D. and Madsen, O. S. (1986). The continental-shelf bottom boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 18(1) :265–305.
- [Greeley and Marshall, 1985] Greeley, R. and Marshall, J. R. (1985). Transport of venusian rolling ‘stones’ by wind? *Nature*, 313(6005) :771.

- [Guillou et al., 2018] Guillou, N., Neill, S. P., and Robins, P. E. (2018). Characterising the tidal stream power resource around France using a high-resolution harmonic database. *Renewable energy*, 123 :706–718.
- [Guo, 1990] Guo, J. (1990). Basic laws of sediment transport. *Shanxi Provincial Natural Science Foundation, Taiyuan*.
- [Guo, 2002] Guo, J. (2002). Hunter Rouse and Shields Diagram. *Advances in Hydraulics and Water Engineering*, I & II :1096–1098.
- [Hardy, 2005] Hardy, R. J. (2005). Modelling granular sediment transport over water-worked gravels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(8) :1069–1076.
- [Hervouet, 2003] Hervouet, J.-M. (2003). Hydrodynamique des écoulements à surface libre.
- [Hey, 1979] Hey, R. D. (1979). Flow resistance in gravel-bed rivers. *Journal of the Hydraulics Division*, 105(4) :365–379.
- [Ho et al., 2014] Ho, T. D., Valance, A., Dupont, P., and Ould El Moctar, A. (2014). Aeolian sand transport : Length and height distributions of saltation trajectories. *Aeolian Research*, 12 :65–74.
- [Hodge et al., 2011] Hodge, R. A., Hoey, T. B., and Sklar, L. S. (2011). Bed load transport in bedrock rivers : The role of sediment cover in grain entrainment , translation , and deposition. *Journal of Geophysical Research*, 116 :1–19.
- [Hu and Hui, 1996a] Hu, C. and Hui, Y. (1996a). BED-LOAD TRANSPORT. I : Mechanical Characteristics. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(May) :245–254.
- [Hu and Hui, 1996b] Hu, C. and Hui, Y. (1996b). BED-LOAD TRANSPORT. II : Stochastic Characteristics. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(May) :255–261.
- [Inoue et al., 2014] Inoue, T., Izumi, N., Shimizu, Y., and Parker, G. (2014). Interaction among alluvial cover, bed roughness and incision rate in purely bedrock and alluvial-bedrock channel Takuya. *Journal of Geophysical Research Earth Surface*, 119(10) :2123–2146.
- [Ishibashi, 1983] Ishibashi, T. (1983). A hydraulic study on protection for erosion of sediment flush equipments of dams. In *Proceedings of the Japan Society of Civil Engineers*, volume 1983, pages 103–112. Japan Society of Civil Engineers.
- [Iversen and White, 1982] Iversen, J. D. and White, B. R. (1982). Saltation threshold on earth, Mars and Venus. *Sedimentology*, 29(1) :111–119.
- [Jenkins and Valance, 2014] Jenkins, J. T. and Valance, A. (2014). Periodic trajectories in aeolian sand transport. *Physics of Fluids*, 26(7).
- [Joseph et al., 2001] Joseph, G. G., Zenit, R., Hunt, M. L., and Rosenwinkel, A. M. (2001). Particle-wall collisions in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 433 :329–346.
- [Kamphuis, 1974] Kamphuis, J. (1974). Determination of sand roughness for fixed beds. *Journal of Hydraulic Research*, 12(2) :193–203.
- [Kharlamova and Vlasak, 2014] Kharlamova, I. S. and Vlasak, P. (2014). Dependence of saltation characteristics on bed organisation in numerical simulation. *Geosciences Journal*, (October).
- [King and Tryfonas, 2009] King, J. and Tryfonas, T. (2009). Tidal stream power technology-state of the art. In *Oceans 2009-Europe*, pages 1–8. IEEE.
- [Kitsikoudis et al., 2014] Kitsikoudis, V., Sidiropoulos, E., and Hrisanthou, V. (2014). Machine Learning Utilization for Bed Load Transport in Gravel-Bed Rivers. *Water Resour Manage*, 28 :3727–3743.
- [Lajeunesse et al., 2010] Lajeunesse, E., Malverti, L., and Charru, F. (2010). Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. 115(October).
- [Lamb et al., 2008] Lamb, M. P., Dietrich, W. E., and Venditti, J. G. (2008). Is the critical shields stress for incipient sediment motion dependent on channel-bed slope? *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(2) :1–20.
- [Larsonneur and Walker, 1982] Larsonneur, C. and Walker, P. (1982). Le golfe Normand-Breton : synthèse sédimentologique. page 81 p.

- [Le Hir, 2008] Le Hir, P. (2008). Aide memoire de dynamique sedimentaire (7ième édition). page 74.
- [Lee and Hsu, 1994] Lee, H. and Hsu, I. (1994). Investigation of Saltating Particle Motions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 120(7) :831–845.
- [Lee et al., 2002] Lee, H.-Y., You, J.-Y., and Lin, Y.-T. (2002). Continuous Saltating Process of Multiple Sediment Particles. *J. Hydr. Eng.*, 128(4) :443–450.
- [Li et al., 2013] Li, D., Wang, Y., Guo, L., and Xiao, F. (2013). Inter-particle collision effects on the entrained particle distribution in aeolian sand transport. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 58(1-2) :97–106.
- [Li et al., 2008] Li, Z. S., Feng, D. J., Wu, S. L., Borthwick, A. G. L., and Ni, J. R. (2008). Grain size and transport characteristics of non-uniform sand in aeolian saltation. *Geomorphology*, 100(3-4) :484–493.
- [Lukerchenko et al., 2006] Lukerchenko, N., Chara, Z., and Vlasak, P. (2006). 2d numerical model of particle–bed collision in fluid-particle flows over bed. *Journal of Hydraulic Research*, 44(1) :70–78.
- [Lukerchenko et al., 2009] Lukerchenko, N., Piatsevich, S., Chara, Z., Vlasak, P., Chára, Z., and Vlasák, P. (2009). 3D Numerical Model of the Spherical Particle Saltation in a Channel with a Rough Fixed Bed. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 57(2) :100–112.
- [Lyard et al., 2006] Lyard, F., Lefevre, F., Letellier, T., and Francis, O. (2006). Modelling the global ocean tides : modern insights from fes2004. *Ocean dynamics*, 56(5-6) :394–415.
- [Lyn, 1991] Lyn, D. (1991). Resistance in flat-bed sediment-laden flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117(1) :94–114.
- [Maegley, 1976] Maegley, W. J. (1976). Saltation and martian sandstorms. *Reviews of Geophysics*, 14(1) :135–142.
- [Mahmood, 1972] Mahmood, K. (1972). Flow in sand-bed channels.
- [Meyer-Peter and Müller, 1948] Meyer-Peter, E. and Müller, R. (1948). Formulas for bed-load transport. In *IAHSR 2nd meeting, Stockholm, appendix 2*. IAHR.
- [Michel, 2000] Michel, C. (2000). Discussion of “the legend of af shields” by claude michel. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126(9) :721–721.
- [Minster et al., 2016] Minster, G., Blanpain, O., Desmare, S., France, F., Nicolle, A., and Zerr, B. (2016). Modélisation hydro-sédimentaire du raz Blanchard. In *XIVèmes Journées Nationales Génie Côtier–Génie Civil*.
- [Minster et al., 2017] Minster, G., Floc’h, F., Valance, A., Le Dantec, N., Nicolle, A., Filipot, J.-F., and Zerr, B. (2017). Periodic saltation under extreme tidal currents : an experimental study. In *Coastal Dynamics*.
- [Minster et al., 2018] Minster, G., Floc’h, F., Valance, A., Le Dantec, N., Nicolle, A., and Zerr, B. (2018). Experimental study of particle saltation motion in high stokes number regimes for different basal roughness. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 20, page 13938.
- [Moreno and Bombardelli, 2012] Moreno, P. A. and Bombardelli, F. A. (2012). 3D Numerical Simulation of Particle-Particle Collisions in Saltation Mode near Stream Beds. *Acta Geophysica*, 60(6) :1661–1688.
- [Moreno-Casas and Bombardelli, 2016] Moreno-Casas, P. A. and Bombardelli, F. A. (2016). Computation of the basset force : recent advances and environmental flow applications. *Environmental Fluid Mechanics*, 16(1) :193–208.
- [Myers and Bahaj, 2005] Myers, L. and Bahaj, A. (2005). Simulated electrical power potential harnessed by marine current turbine arrays in the alderney race. *Renewable energy*, 30(11) :1713–1731.
- [Naqshband et al., 2017] Naqshband, S., McElroy, B., and Mahon, R. C. (2017). Validating a universal-model of particle transport lengths with laboratory measurements of suspended grainmotions. *Water Resources Research*, 53 :4106–4123.
- [Neill and Yalin, 1969] Neill, C. R. and Yalin, M. S. (1969). Quantitative definition of beginning of bed movement. *Journal of the Hydraulics Division*, 95(1) :585–588.
- [Nielsen, 1992] Nielsen, P. (1992). *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, volume 4. World scientific.

- [Nikora et al., 2001] Nikora, V., Heald, J., Goring, D., and McEwan, I. (2001). Diffusion of saltating particles in unidirectional water flow over a rough granular bed. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 34(50).
- [Nikuradse, 1933] Nikuradse, J. (1933). Strömungsgestze in rauhen rohren. *Ver. Deut. Ing.*
- [Nino and Garcia, 1997] Nino, Y. and Garcia, M. (1997). Experiments on saltation of fine sand in water. *Journal of Hydraulic Eng*, 21(6).
- [Niño and García, 1998] Niño, Y. and García, M. (1998). Using Lagrangian particle saltation observations for bedload sediment transport modelling. *Hydrological Processes*, 12(8) :1197–1218.
- [Niño et al., 1994] Niño, Y., García, M., and Ayala, L. (1994). Gravel saltation : 1. Experiments. *Water Resources Research*, 30(6) :1907–1914.
- [Niño and García, 1994] Niño, Y. and García, M. (1994). Gravel saltation 2. Modeling. 30(6) :1915–1924.
- [Novak and Nalluri, 1975] Novak, P. and Nalluri, C. (1975). Sediment transport in smooth fixed bed channels. *Journal of the Hydraulics Division*, 101(ASCE# 11556 Proceeding).
- [Oger et al., 2005] Oger, L., Ammi, M., Valance, A., and Beladjine, D. (2005). Discrete element method studies of the collision of one rapid sphere on 2D and 3D packings. *European Physical Journal E*, 17(4) :467–476.
- [Pal et al., 2018] Pal, R. K., Srikanth, N., and Lakshmanan, K. (2018). Tidal resource modeling : Alderney race. In *2018 Asian Conference on Energy, Power and Transportation Electrification (ACEPT)*, pages 1–8. IEEE.
- [Pingree and Maddock, 1980] Pingree, R. and Maddock, L. (1980). Tidally induced residual flows around an island due to both frictional and rotational effects. *Geophysical Journal International*, 63(2) :533–546.
- [Ramesh et al., 2011] Ramesh, B., Kothiyari, U. C., and Murugesan, K. (2011). Near-bed particle motion over transitionally-rough bed. *Journal of Hydraulic Research*, 49(6) :757–765.
- [Revil-Baudard and Chauchat, 2013] Revil-Baudard, T. and Chauchat, J. (2013). A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(2) :619–634.
- [Ribberink et al., 2008] Ribberink, J. S., van der Werf, J. J., O’Donoghue, T., and Hassan, W. (2008). Sand motion induced by oscillatory flows : Sheet flow and vortex ripples. *Journal of Turbulence*, (9) :N20.
- [Richardson, 1937] Richardson, E. (1937). The suspension of solids in a turbulent stream. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 162(911) :583–597.
- [Rouse, 1939] Rouse, H. (1939). An analysis of sediment transportation in the light of fluid turbulence.
- [Schmeeckle et al., 2007] Schmeeckle, M. W., Nelson, J. M., and Shreve, R. L. (2007). Forces on stationary particles in near-bed turbulent flows. 112(April 2006) :1–21.
- [Sekine and Kikkawa, 1992] Sekine, M. and Kikkawa, H. (1992). Mechanics of Saltating Grains. II. *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(4) :536–558.
- [Shields, 1936] Shields, A. (1936). Anwendung der aehnlichkeitsmechanik und der turbulenzforschung auf die geschiebebewegung. *PhD Thesis Technical University Berlin*.
- [Simon and Gonella, 2007] Simon, B. and Gonella, J. (2007). *La marée océanique côtière*. Institut océanographique.
- [Sklar and Dietrich, 2001] Sklar, L. S. and Dietrich, W. E. (2001). Sediment and rock strength controls on river incision into bedrock. *Geology*, 29(12) :1087–1090.
- [Sklar and Dietrich, 2004] Sklar, L. S. and Dietrich, W. E. (2004). A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load. *Water Resources Research*, 40(6) :1–22.
- [Sleath, 1984] Sleath, J. F. (1984). Sea bed mechanics.
- [Smart, 1984] Smart, G. M. (1984). Sediment transport formula for steep channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(3) :267–276.

- [Soulsby, 1997] Soulsby, R. (1997). *Dynamics of marine sands : a manual for practical applications*. Thomas Telford.
- [Soulsby, 1983] Soulsby, R. L. (1983). The bottom boundary layer of shelf seas. In *Elsevier oceanography series*, volume 35, pages 189–266. Elsevier.
- [Taylor, 1920] Taylor, G. I. (1920). Tidal friction in the irish sea. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 220(571-581) :1–33.
- [Thiébaud et al., 2018] Thiébaud, M., Sentchev, A., and du Bois, P. B. (2018). Monitoring tidal currents with a towed adcp at tidal energy site in alderney race (raz blanchard). In *Advances in Renewable Energies Offshore : Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore (RENEW 2018), October 8-10, 2018, Lisbon, Portugal*, page 49. CRC Press.
- [Thiébot et al., 2015] Thiébot, J., du Bois, P. B., and Guillou, S. (2015). Numerical modeling of the effect of tidal stream turbines on the hydrodynamics and the sediment transport—application to the alderney race (raz blanchard), france. *Renewable Energy*, 75 :356–365.
- [Thiébot et al., 2016] Thiébot, J., Guillou, S., and Nguyen, V. T. (2016). Modelling the effect of large arrays of tidal turbines with depth-averaged actuator disks. *Ocean Engineering*, 126 :265–275.
- [Thorne et al., 1984] Thorne, P. D., Heathershaw, A. D., and Troiano, L. (1984). Acoustic detection of seabed gravel movement in turbulent tidal currents. *Marine geology*, 54(3-4) :M43–M48.
- [Tsuchiya, 1969] Tsuchiya, Y. (1969). On the mechanics of the Successive Saltation of a Sand Particle on a Granular Bed in a Turbulent Stream. *Proceedings of the 13th Congress, IAHR*, (2) :191–198.
- [Turowski et al., 2011] Turowski, J. M., Badoux, A., and Rickenmann, D. (2011). Start and end of bedload transport in gravel-bed streams. *Geophysical Research Letters*, 38(4).
- [Valance and Crassous, 2009] Valance, A. and Crassous, J. (2009). Granular medium impacted by a projectile : experiment and model. *The European Physical Journal E*, 30(1) :43.
- [Van Rijn, 1993a] Van Rijn, L. (1993a). *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*.
- [Van Rijn, 1984a] Van Rijn, L. C. (1984a). Sediment transport, Part I : Bed load transport. *Journal of Engineering Mechanics*, 110 :1431–1456.
- [Van Rijn, 1984b] Van Rijn, L. C. (1984b). Sediment Transport, Part III : Bed forms and Alluvial Roughness. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(12) :1733–1754.
- [Van Rijn, 1993b] Van Rijn, L. C. (1993b). Simple general formulae for sand transport in rivers, estuaries and coastal waters. pages 1–16.
- [Vlachogiannis, 2014] Vlachogiannis, J. G. (2014). Marine-current power generation model for smart grids. *Journal of Power Sources*, 249 :172–174.
- [Werner, 1988] Werner, B. (1988). Bt werner and pk haff, sedimentology 35, 189 (1988). *Sedimentology*, 35 :189.
- [Werner, 1990] Werner, B. T. (1990). A steady-state model of wind-blown sand transport. *The Journal of Geology*, 98(1).
- [White, 1979] White, B. R. (1979). Soil transport by winds on Mars. *Journal of Geophys*, 84 :4463–4651.
- [White and Schulz, 1977] White, B. R. and Schulz, J. C. (1977). Magnus effect in saltation. *Journal of Fluid Mechanics*, 81(3) :497–512.
- [Wiberg and Smith, 1985] Wiberg, P. L. and Smith, J. D. (1985). A Theoretical Model for Saltating Grains in Water. *Journal of Geophysical Research*, 90 :7341–7354.
- [Wiberg and Smith, 1987] Wiberg, P. L. and Smith, J. D. (1987). Calculations of the Critical Shear Stress for Motion of Uniform and Heterogeneous Sediments. *Water Resources Research*, 23(8) :1471–1480.
- [Williams, 1990] Williams, J. J. (1990). Video observations of marine gravel transport. *Geo-Marine Letters*, 10(3) :157–164.

- [Xian et al., 2002] Xian, X., Tao, W., Qingwei, S., and Weimin, Z. (2002). Field and wind-tunnel studies of aerodynamic roughness length. *Boundary-Layer Meteorology*, 104(1) :151–163.
- [Xing et al., 2011] Xing, M., Wu, C., and Adams, M. J. (2011). The saltations of different sized particles in aeolian sand transport. *Geomorphology*, 134(3-4) :217–223.
- [Zenit and Hunt, 1998] Zenit, R. and Hunt, M. (1998). Mechanics of immersed collisions of particles. *Submitted to Trans. ASME : J. Fluids Engng.*
- [Zhang et al., 2017] Zhang, Z., Dong, Z., and Qian, G. (2017). Field observations of the vertical distribution of sand transport characteristics over fine, medium and coarse sand surfaces. *Earth Surface Processes and Landforms*, 42(6) :889–902.
- [Zou et al., 1995] Zou, X., Dong, G., and Wang, Z. (1995). A study on some characteristics of drifting sand flux over gobi. *J Desert Res*, 15(4) :368–373.
- [Zou et al., 2007] Zou, X. Y., Cheng, H., Zhang, C. L., and Zhao, Y. Z. (2007). Effects of the Magnus and Saffman forces on the saltation trajectories of sand grain. *Geomorphology*, 90(1-2) :11–22.
- [Zou et al., 2001] Zou, X. Y., Wang, Z. L., Hao, Q. Z., Zhang, C. L., Liu, Y. Z., and Dong, G. R. (2001). The distribution of velocity and energy of saltating sand grains in a wind tunnel. *Geomorphology*, 36(3-4) :155–165.

Titre : Modélisation du processus de saltation en milieu extrême: Application au raz Blanchard

Mots clés : Dynamique sédimentaire, Saltation, Modélisation, Rugosité relative, raz Blanchard

Résumé : Comprendre le mécanisme de saltation dans des zones à fort courant de marée tel que le raz Blanchard est nécessaire pour l'exploitation hydroélectrique. Dans ces zones, le transport sédimentaire est caractérisé par le régime inertiel. Une approche expérimentale en chenal et une approche numérique de la saltation ont été utilisées. La modélisation de la saltation en chenal a été réalisée par le lâcher de sphères rigides dans différents écoulements sur une rugosité de fond fixe. Après avoir caractérisé le profil de l'écoulement, le déplacement des particules a été enregistré par caméra rapide afin d'identifier la hauteur et la longueur des sauts de particules, les angles et les vitesses d'impact et de rebond. Une loi reliant rugosité relative et ratio longueur / hauteur de saut est proposée, ainsi qu'une loi liant le paramètre de Shields et la hauteur de saut.

Il est alors possible à partir de la connaissance du paramètre de Shields, de la rugosité de fond et du diamètre des particules sédimentaires présentes de prédire la hauteur et la longueur moyennes des sauts observés. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les lois établies dans la littérature à partir de nombreuses études expérimentales et les complètent pour le régime inertiel. Ces propositions de lois ont ensuite été comparées et complétées par un modèle numérique de saltation périodique (Berzi et al. 2016). Puis elles ont été appliquées sur la zone d'étude du raz Blanchard et ont mené à la réalisation de cartes simples, renseignant sur la caractéristique des sauts spécifiques à chaque position du raz Blanchard.

Title : Modelisation of saltation process in extreme environment: the case of Alderney race

Keywords: Sediment Dynamics, Saltation, Modeling, Relative roughness, Alderney race

Abstract: Understanding the mechanism of saltation in areas of high tidal currents such the Alderney race, is needed to develop exploitation of hydrokinetics energy. In these areas, sediment transport is characterized by inertial regime. An experimental study in a channel and a numerical simulation are used. The principle consists to let spherical particles roll in different flows on a defined bed roughness. After having characterized the flow, we recorde the particles movement with a Fastcam in order to identify height and length of jumps, impact and rebound velocity and angle. A first law between relative roughness and length/height ratio is established, as well as a second law linking the Shields parameter and the height of the jumps. It is then possible, with the knowledge of the Shields parameter, the bed roughness and the diameter of the sediments, to predict the mean jumps height and length. The experimental results are in agreement with the laws described in the literature, and complete them for the inertial regime. These proposed laws are then compared and completed by a numerical model of periodical saltation (Berzi et al. 2016). Finally, they are applied on the study area of the Alderney race to carry out simple maps. These maps characterize the jumps in different places of the Alderney race.