



HAL
open science

Dégradation des sédiments marneux et suspensions hyperconcentrées

Caroline Le Bouteiller

► **To cite this version:**

Caroline Le Bouteiller. Dégradation des sédiments marneux et suspensions hyperconcentrées. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU018 . tel-00603000

HAL Id: tel-00603000

<https://theses.hal.science/tel-00603000>

Submitted on 24 Jun 2011

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Caroline Le Bouteiller

Thèse dirigée par **Florence Naaïm-Bouvet**

préparée au sein du **Cemagref ETNA**
et de l'**Ecole Doctorale Terre, Univers et Environnement**

**Dégradation des sédiments marneux
et suspensions hyperconcentrées**

Thèse soutenue publiquement le **5 mai 2011**,
devant le jury composé de :

Michel Esteves

LTHE-IRD, Président

Pierre Julien

Colorado State University, Rapporteur

Eric Lajeunesse

IPGP, Rapporteur

Jérôme Lavé

CRPG, Invité

Yves Le Bissonais

LISAH-INRA, Examineur

Nicolle Mathys

Cemagref ETNA, Co-Encadrant

Florence Naaïm-Bouvet

Cemagref ETNA, Directeur

Farhang Radjai

LMGC, Examineur



Résumé :

Sur les bassins versants des Terres Noires, les sédiments marneux sont dégradés très rapidement. Les matériaux fins ainsi produits peuvent être à l'origine d'épisodes de crues très concentrées (800 g/L).

La première partie de cette thèse traite des processus responsables de la production de sédiments fins. Ces processus adviennent à deux échelles de temps : A long-terme, entre les périodes de crues, les matériaux du lit exposés aux intempéries sont altérés sous l'effet de cycles gel/dégel et humectation/dessiccation. Pour quantifier cette vitesse d'altération, les données climatiques de Draix sont combinées à des expériences sur la sensibilité des marnes aux alternances de température et d'humidité. A court-terme, pendant les crues, les matériaux charriés sont soumis à l'abrasion et à la fragmentation sous l'effet de sollicitations mécaniques. Des expériences en canal circulaire permettent de quantifier la dégradation pendant les crues. On montre finalement qu'il est indispensable de considérer ces deux échelles de temps pour rendre compte de la vitesse de dégradation totale observée dans les lits.

Pour étudier plus en détail la dégradation mécanique pendant les crues, on investigate l'effet de la fragmentation et de l'abrasion à l'échelle d'un caillou par l'intermédiaire de simulations numériques avec la méthode des éléments discrets et d'expériences de fragmentation. Les propriétés de rupture de la marne ainsi obtenues sont ensuite intégrées dans une modélisation de l'évolution d'une distribution granulométrique sous l'effet de la fragmentation et de l'abrasion. Les résultats indiquent que la fragmentation et l'abrasion sont également importantes mais que l'efficacité de la fragmentation décroît au cours de la sollicitation.

Dans une seconde partie, on étudie le comportement d'une suspension de sédiments fins de marnes, et l'influence de la concentration sur son écoulement. Cette étude est basée sur des mesures de rhéométrie et sur des expériences d'écoulement en laboratoire pour différentes configurations de pente, débit, rugosité, concentration. Les expériences mettent en évidence une transition vers un comportement non-newtonien à forte concentration (au-delà de 600 g/L). Ceci se traduit notamment par un ralentissement de l'écoulement associé à l'apparition d'une zone de "plug" non-cisaillée. L'écoulement devient alors laminaire et le frottement augmente fortement. Ce changement de comportement sur le terrain peut être une source d'erreurs non négligeable dans l'estimation des débits lors des crues chargées.

Mots clés : Marne, sédiments, transport solide, fragmentation, abrasion, altération, érosion, écoulement hyperconcentré, fluide non-newtonien.

Degradation of Marly Sediments and Hyperconcentrated Flows

Abstract : On the Terres Noires marly catchments, downstream fining patterns and high concentrations of suspended sediments (up to 800 g/L) are observed.

The present work is organised in two parts. The first part investigates the processes that are involved in the production of fine sediments. Such processes occur at two different time scales : At a monthly scale, between the floods, bed sediments are exposed to weathering due to frost/thaw and wetting/drying cycles. The rate of such long-term processes is estimated using climatic data and experiments on marly pebbles. At the shorter time scale of a flood (a few minutes), bedload sediments are subject to abrasion and fragmentation due to mechanical loading. The rate of this short-term process is quantified by performing experiments in an annular flume device. Eventually, we show that both short and long-term processes are necessary to explain the field observed degradation rates.

To study more in detail the mechanical degradation at the pebble scale, numerical simulations of friction and impact loading are performed with the Discrete Element Methods, as well as fragmentation experiments on marl. The resulting rupture properties of marl are therefore incorporated into a new model that describes the evolution of the grain-size distribution of sediments. The model shows that fragmentation and abrasion are both involved and that the efficiency of fragmentation decreases.

The second part of the work is focused on the behaviour of a suspension of fine marly sediments, and on the influence of the concentration on such flow. This study is based on rheometer measurements and flume experiments at various slopes, discharges, flume roughnesses and concentrations. These experiments demonstrate that the fluid behaviour becomes non-newtonian at high concentrations (above 600 g/L). This creates an unsheared plug zone that slows the flow down. The flow may therefore become laminar with a high friction coefficient. With such a change in the fluid behaviour, the method used in the field for discharge estimation will not work anymore for highly concentrated floods.

Keywords : Marl, badlands, sediment transport, fragmentation, abrasion, weathering, erosion, hyperconcentrated flow, non-newtonian fluid.

*À mon Pépé,
qui aurait aimé lire cette thèse.*

Remerciements

C'est avec beaucoup de plaisir mais aussi un peu de nostalgie que je prends la plume pour remercier après ces trois années tous ceux qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie, et notamment mes rapporteurs, pour leur relecture attentive et leurs commentaires. Merci tout particulièrement à Pierre Julien d'avoir traversé l'Atlantique pour ma soutenance.

Je n'aurais pas commencé cette thèse sans la confiance de Didier et Mohamed, qui m'ont soutenue et encouragée lors de mon arrivée au Cemagref il y a 4 ans pour le montage de ce projet de thèse. Je les en remercie donc, de même que Cyril Kao, qui m'a conseillée et aidée dans ma réflexion à l'époque où mon cœur balançait entre politique agricole et écoulements torrentiels.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'une formation complémentaire par la recherche au sein du Corps du Génie Rural, des Eaux et des Forêts. Mes remerciements vont à tous ceux qui, au sein du corps, ont encouragé et permis ce projet.

J'ai eu la chance d'être encadrée par Florence et Nicolle, avec qui j'ai découvert avoir en commun, au-delà d'un sujet de recherche, un intérêt pour les bains de boue et les desserts inversement proportionnel à la capacité de se rappeler où on a mis ses clés. Nos sessions de manip à Nancy ou Grenoble, bien qu'épuisantes, resteront d'excellents souvenirs de ma thèse. Merci à Nicolle pour m'avoir partagé ses connaissances sur Draix comme ses recettes de chocolats, à Flo qui m'a aidée à prendre les petites décisions de tous les jours qui permettent d'avancer. Merci à vous deux pour votre confiance et vos encouragements qui ont su me motiver quand je ne me sentais plus capable de rien.

Merci à Guillaume, Mohamed, Nicolas, Thierry, Manu, Franck, pour leurs éclairages scientifiques dans des domaines aussi variés que la statistique, la rhéologie, la mécanique ou la manière d'écrire un papier, ces échanges m'ont beaucoup apporté et fait progresser. Merci aussi à François pour ses encouragements et ses conseils lors de l'écriture de mon premier article.

Une grande partie de ce travail repose sur des expériences, qui n'auraient jamais pu avoir lieu sans la contribution de nombreuses personnes. Merci à Fred (Ousset), Xavier et Christian pour leur aide précieuse. Qui d'autre serait capable de dénicher un moteur, découper une bétonnière, affronter des explosions de boue et réparer une pompe géante, avec une telle gentillesse et disponibilité? Merci à Hervé qui n'est jamais à court de solutions et toujours prêt à y consacrer tout son temps, et à Fred (Marine) qui n'a pas hésité à se couvrir de boue pour m'aider. Un grand merci à Sébastien qui pendant presque trois ans a patiemment prélevé et stocké à Draix 800 kg de boues en prévision des expériences. Merci à Jérôme pour l'emprunt de son canal, aux accueillants membres du STEVAL, spécialistes du tamisage, et aux stagiaires Margot, Chloé, Carine et El Mahdi qui ont tour à

tour ramassé, trié, cassé, broyé, mélangé, tamisé ou pesé de la marne sous toutes ses formes.

Merci à ceux qui, au Cemagref, m'ont permis de travailler dans de bonnes conditions, et tout particulièrement à Martine et Corinne pour leur patience et leur disponibilité.

Merci à tous ceux qui font vivre le Cemagref, qui partagent un gâteau, une grille de mots croisés, des bulbes d'iris, leurs récits de montagne ou leur bonne humeur, j'ai vraiment apprécié cette convivialité de tous les jours. Un merci spécial à Paolo et Josh pour le petit café américo-italien qui sentait si bon dans le couloir le matin, à Adeline pour sa bonne humeur et sa décoration florale, à Vito, Assia, Virginie, Benoît, Philomène, Nicolas, Romain, Pauline, aux stagiaires de passage, qui ont tous contribué à égayer l'atmosphère de ce couloir.

Rien ne vaut un bon dîner à la maison, une sortie rafraichissante dans la neige, un petit air de musique pour se changer les idées entre deux chapitres, simulations ou expériences. Un grand merci donc à mes colocos Sam, Jim, Renaud, Jos, Jérôme, Céline, Estelle, Paolo, Xavier, Baptiste, Gio, Yves et Barnabé pour votre joyeuse compagnie, à mes compagnons de cordée, de rando, de raid à ski et autres festivités hivernales, aux amis musiciens, aux amis plus éloignés mais toujours proches, aux visiteurs d'un week-end, à vous tous grâce à qui ces années auront été beaucoup plus qu'une «simple» thèse.

Merci à ma famille pour votre soutien discret et bienveillant. Et merci à Gio, qui m'a montré le chemin et m'a soutenue jusqu'à la fin même depuis l'autre bout du monde.

Table des matières

Introduction	1
I Production de sédiments fins et dégradation des marnes	7
1 Quantification in situ de la dégradation	9
1.1 Introduction	9
1.2 Généralités sur le downstream fining	10
1.3 Méthodes	11
1.4 Résultats	14
1.5 Interprétation	16
1.6 Conclusions	17
2 Quantification de la dégradation par processus de long-terme	19
2.1 Introduction	19
2.2 État de l'art des processus existants	20
2.3 Mesure de la sensibilité des marnes aux intempéries	22
2.4 Estimation des taux de dégradation annuels	26
2.5 Part de ces processus dans la dégradation totale	27
2.6 Conclusions	30
3 Quantification expérimentale de la dégradation mécanique	31
3.1 Introduction	31
3.2 État de l'art	32
3.3 Méthodes expérimentales	36
3.4 Résultats	41
3.5 Conclusions et perspectives	50
4 Étude expérimentale de la fragmentation des marnes	51
4.1 Introduction	51
4.2 Méthodes	52
4.3 Résultats	54
4.4 Discussion	56
4.5 Conclusions	58
5 Aggregate breakage under dynamic loading	59
Préambule	60
5.1 Introduction	62
5.2 Methods	63
5.3 Results	66
5.4 Mechanical interpretation and modelling	69

5.5	Discussion	72
5.6	Conclusions	76
	Épilogue	78
6	Modélisation de l'évolution d'une distribution granulométrique	79
6.1	Introduction	80
6.2	Description du modèle	80
6.3	Détermination des fonctions	83
6.4	Méthodes numériques	90
6.5	Résultats du modèle	95
6.6	Interprétations	98
6.7	Conclusions et perspectives	103
II	Écoulement de suspensions concentrées de marnes	105
7	Généralités sur les écoulements hyperconcentrés	107
7.1	Introduction	107
7.2	Les fluides non-newtoniens	108
7.3	Le cas des écoulements hyperconcentrés	112
7.4	Conséquences sur les propriétés des écoulements	114
7.5	Conclusions	122
8	Méthodes expérimentales	125
8.1	Introduction	126
8.2	Matériau étudié	126
8.3	Caractérisation de la rhéologie	127
8.4	Dispositif expérimental	128
8.5	Instrumentation	129
8.6	Expériences réalisées	133
9	Résultats et implications	135
9.1	Introduction	135
9.2	Rhéologie d'une suspension de marnes	135
9.3	Écoulement d'une suspension de marnes	139
9.4	Analyse et discussion	146
9.5	Conséquences sur la mesure des débits	149
9.6	Conclusions	151
	Conclusions	153
	Annexe 1 : Dérivation des facteurs de correction	159
	Annexe 2 : Fonctionnement de la sonde Doppler à émission pulsée	163
	Annexe 3 : Liste des notations	167

Introduction

Quiconque s'est un jour promené dans les Alpes a pu s'interroger sur le devenir de ces objets géologiques imposants que sont les montagnes. A plus ou moins long terme, ces massifs de dimensions importantes à nos yeux sont pourtant voués à disparaître, sous l'effet de l'érosion. Un des acteurs majeurs de l'érosion est l'eau. Le creusement des vallées et des lits de rivières est un signe de la puissance de ce facteur érosif. Le ruissellement de l'eau sur les versants, le transport de matériaux solides sous différentes formes par les torrents, sont des processus érosifs qui façonnent le paysage. Une approche classique consiste à représenter comme deux étapes distinctes l'érosion, c'est-à-dire l'arrachement de matériau à un massif initial, et le transport, c'est-à-dire l'exportation de ce matériau. Un des enjeux de ce travail de thèse est de montrer que l'érosion et la dégradation se poursuivent durant la phase de transport. Le matériau arraché à la montagne n'arrive donc pas indemne à la mer.

Sur des terrains fragiles tels que les affleurements marneux, l'érosion est observable à des échelles de temps très courtes. Le géomorphologue peut ainsi observer et mesurer des phénomènes de dégradation qui, sur d'autres substrats, ne seraient pas décelables à échelle humaine. Le présent travail se propose donc d'identifier et de quantifier les différents processus d'érosion impliquant les matériaux marneux transportés dans les lits des rivières sur ces terrains particuliers.

La rapidité des processus de dégradation sur les bassins versants marneux se traduit notamment par la production et la mise à disposition d'une quantité importante de sédiments fins. C'est l'une des raisons pour lesquelles on peut observer sur ces bassins des événements de transport solide fortement concentré, qui sont source d'interrogations pour la métrologie comme pour la physique. L'étude de ces phénomènes représente la seconde composante de ce travail de thèse.

Contexte : les bassins versants marneux de Draix

Ce travail de thèse a été initialement motivé par des interrogations relatives aux fortes concentrations en matières en suspension mesurées sur les torrents de l'observatoire de Draix. Une brève présentation de ce site s'impose donc.

Situation : L'observatoire de Draix-Bléone (SOERE) se situe dans les Alpes de Hautes-Provence, sur la commune de Draix, entre 800 et 1600 m d'altitude. Initialement composé de cinq bassins versants (La Roubine, le Moulin, le Laval, le Francon et le Brusquet), il

a récemment été élargi vers l'aval et intègre désormais le Bouinenc. Les bassins versants plus spécifiquement étudiés dans ce travail sont le Laval (86 ha) et le Bouinenc (22 km²). Ces différents bassins sont représentés sur la figure 1. L'objectif de cet observatoire est l'étude des processus hydrologiques et érosifs.

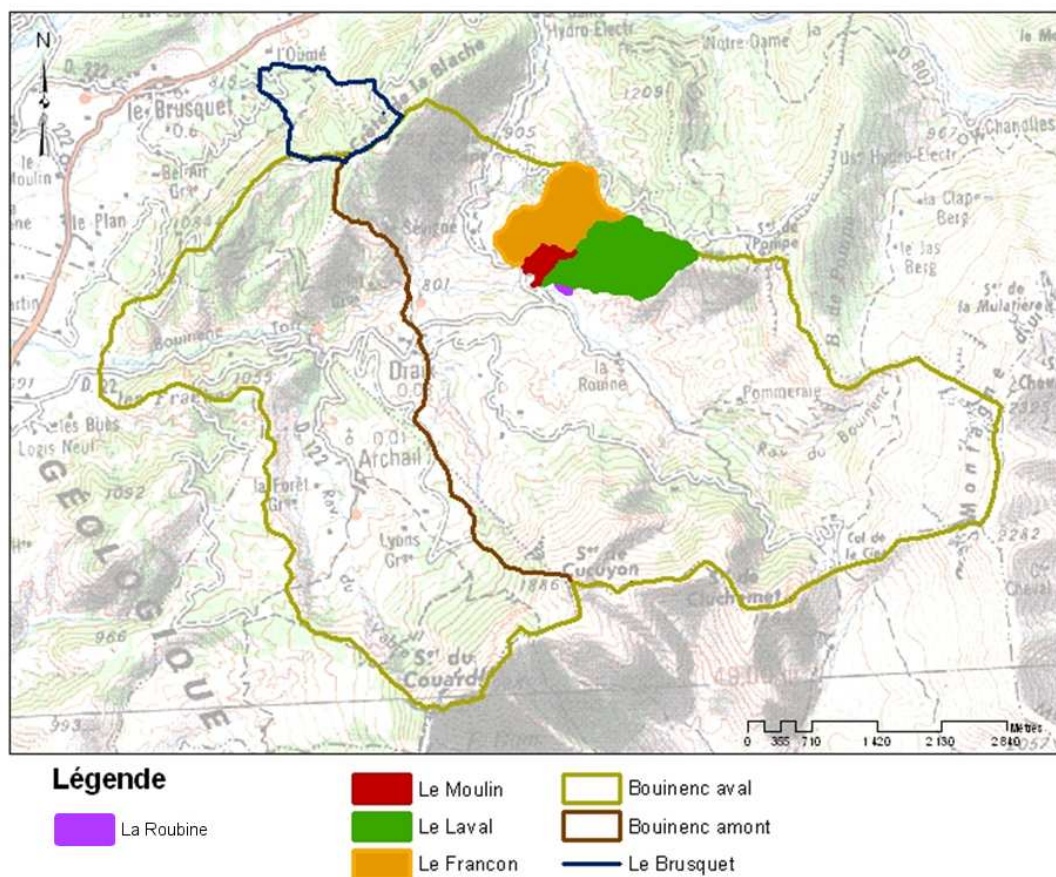


FIGURE 1 – Carte des bassins versants de l'observatoire de Draix (Bléone non comprise).

Géologie : Les bassins versants amont de Draix sont situés sur un affleurement de marnes du jurassique, principalement de l'étage callovo-oxfordien (160 millions d'années). Il s'agit de la région des Terres-Noires, bien connue et décrite pour ses paysages particuliers (figure 2) et ses forts taux d'érosion.

La partie aval de l'observatoire incluant la partie basse du bassin versant du Bouinenc est située sur un substrat de marno-calcaires du Trias (200-250 millions d'années) composé d'une alternance de couches de marnes et de calcaires marneux. Ces roches ont une structure beaucoup plus résistante que les marnes des Terres-Noires, bien que présentant une certaine hétérogénéité.



FIGURE 2 – Les paysages des Terres Noires dans les Alpes de Haute-Provence (photo N. Mathys).

Climat et hydrologie : Le climat de Draix est un climat de type Montagnard Méditerranéen. La pluviométrie annuelle des bassins de Draix est de 850 mm avec de fortes averses entre mai et septembre. La température moyenne annuelle est de 10.3°C, et l'amplitude moyenne journalière atteint 14°C avec un maximum de 23°C. On y observe des températures négatives en moyenne 190 jours par an.

Le fonctionnement des bassins amont (Laval, Roubine, Moulin) est caractéristique de petits bassins de montagne, avec des crues éclair, parfois fortement chargées en sédiments, à l'occasion d'orages. Le bassin du Bouinenc est également très réactif et sensible aux crues éclair fortement chargées même si les débits de base y sont plus importants.

Mesures : Les bassins versants de la Roubine, du Moulin et du Laval sont instrumentés depuis 20 ans pour la mesure des flux liquides et solides. On distingue classiquement deux modes de transport des matériaux solides par l'eau :

- le transport solide par *charriage*, dans lequel les sédiments sont transportés par roulement et glissement sur le fond. Ce mode de transport correspond en général à des sédiments grossiers. On inclut généralement dans cette catégorie le transport en saltation, qui concerne des matériaux du lit entraînés un peu plus violemment et dont la trajectoire s'apparente à des sauts.
- le transport solide en *suspension*, qui concerne des matériaux plus fins. Dans ce cas, les forces d'entraînement et la turbulence sont suffisantes pour équilibrer le flux de

sédimentation (gravitaire). Les matériaux suivent donc l'écoulement et peuvent être transportés sur de longues distances. L'expression "wash load" est parfois utilisée pour désigner la partie la plus fine de la suspension qui est toujours complètement exportée et dont on ne retrouve pas de traces dans le lit.

A l'exutoire du Laval, du Moulin et de la Roubine, le transport solide en suspension est mesuré par des prélèvements automatiques d'échantillons pendant les crues, complétés depuis 1994 par des mesures au turbidimètre optique. Les prélèvements sont ensuite séchés et pesés pour déterminer la concentration en matières en suspension. Les matériaux grossiers transportés par charriage sont déposés dans une plage de dépôt (ou piège à sédiments) qui est relevée par des méthodes topographiques après chaque crue, ce qui fournit une mesure intégrée du transport solide par charriage.

Enjeux de ce travail

Les bassins versants marneux de la région des Terres Noires sont responsables de plus de 40% (Brochot, 1993) des apports de sédiments fins dans la Durance, et les épisodes de crues hyperconcentrés, même s'ils sont peu fréquents, sont un processus majeur d'exportation de sédiments fins, intervenant à une très courte échelle de temps. La question de la production, de la mobilisation et du transfert de ces matériaux est donc un enjeu important dans la gestion hydrosédimentaire de la Durance. Les axes 8 et 9 du plan Durance (Durance, 2005) élaboré en 2004, ont notamment pour objectifs de "contrôler l'érosion des versants de marnes noires" et "d'améliorer la gestion des limons s'appuyant sur la connaissance des flux générés par les affluents". Ceci démontre l'intérêt porté à ces questions par les nombreux usagers des rivières situées en aval de Draix (EDF, agriculteurs, usagers de loisirs).

On constate en particulier que sur les bassins amont de l'observatoire Draix-Bléone, la proportion de matériaux solides transportés en suspension augmente fortement avec la taille du bassin versant, au détriment de la proportion de matériaux transportés en charriage (voir tableau 1).

TABLE 1 – Rapport de la charge en suspension sur la charge solide totale transportée pour trois bassins versants des Terres Noires de dimensions différentes.

Bassin versant	Aire (ha)	Suspension/charge totale
Roubine	0.13	0.2
Moulin	8	0.55
Laval	86	0.70

Ces mesures indiquent que la taille moyenne des sédiments transportés par l'écoulement diminue à mesure que l'on se déplace vers l'aval. Ce phénomène appelé *downstream fining*

peut s'expliquer par deux processus : d'une part, un dépôt sélectif des matériaux grossiers lorsque la pente diminue, d'autre part, une abrasion des matériaux charriés. Ce second aspect est particulièrement important compte-tenu de la fragilité des matériaux rencontrés dans les lits des torrents de Draix, mais n'a jamais été quantifié pour ces roches. Ces observations motivent donc l'étude des différents processus impliqués dans la production de sédiments fins, étude qui fait l'objet de la première partie du manuscrit. Nous montrerons notamment comment la combinaison de mécanismes agissant à différentes échelles de temps permet d'expliquer les taux de dégradation très élevés observés sur ces bassins.

D'autre part, les mesures du transport solide en suspension (prélèvements et turbidimétrie) à la station du Laval révèlent que la teneur en matière en suspension lors de certaines crues dépasse couramment 300 g/L et peut atteindre 800 g/L. Au cours de la période d'observation (1983-2010) la concentration a dépassé 600 g/L pour 8 épisodes de crue. Ce sont des concentrations extrêmement élevées au regard des valeurs habituelles rencontrées dans les rivières. L'Isère par exemple a une concentration moyenne de 5 g/L, avec des valeurs maximales de quelques dizaines de g/L. Lors de ces événements, l'écoulement a un aspect particulier avec une surface soit lisse, soit structurée et inchangée avec des reliefs en surface. A titre d'exemple, la figure 3 présente deux photos d'un écoulement entre 700 et 800 g/L. Ces observations, ainsi que les mesures de rhéologie de Antoine et al. (1995) sur des sédiments fins de la Roubine, suggèrent qu'à fortes concentrations, l'écoulement devient laminaire voire non-newtonien. Ceci suscite des interrogations quant à la validité des mesures de débit en conditions chargées. L'estimation du débit repose en effet sur une mesure de hauteur d'eau couplée à une courbe de tarage calibrée pour l'eau claire, dont la validité n'est plus assurée lorsque le comportement du fluide est modifié.



FIGURE 3 – Exemple d'un écoulement de 700 à 800 g/L à la station de jaugeage du Laval lors de la crue du 13 août 1997 (photos J.E. Olivier).

Une étude approfondie de l'influence de la concentration sur les écoulements chargés en sédiments marneux est donc nécessaire pour garantir la fiabilité des données de débit lors des

épisodes chargés. Cette étude fait l'objet de la seconde partie de ce manuscrit. Nous montrerons notamment comment la transition vers un comportement non-newtonien influence le régime d'écoulement, et proposerons une loi de frottement appropriée pour corriger les mesures de débit en conditions chargées.

Grille de lecture

Le manuscrit est organisé comme suit : La première partie est consacrée à l'étude de la dégradation des marnes dans le lit des torrents. L'approche utilisée fait intervenir trois échelles spatiales : l'échelle du torrent, l'échelle de la population de cailloux, et l'échelle d'un individu. Dans un premier temps, le phénomène est envisagé à l'échelle d'une portion de torrent par l'intermédiaire de mesures de granulométrie et de lithologie sur le terrain (chapitre 1). La dégradation totale ainsi estimée peut être due à des processus physico-chimiques et climatiques de long-terme, entre les périodes de crues, comme à des processus mécaniques de court-terme, durant les crues. On souhaite quantifier les rôles relatifs de ces deux types de processus. Le chapitre 2 s'attache donc à déterminer les vitesses de dégradation dues aux processus de long-terme, tandis que les chapitres 3 à 6 concernent la dégradation mécanique à court terme. Cette dégradation mécanique est tout d'abord étudiée à l'échelle d'une population de cailloux par le biais de l'expérimentation (chapitre 3). Ces expériences mettent en évidence le rôle des processus de fragmentation et d'abrasion à l'échelle d'un individu. Les chapitres 4 et 5 proposent donc des approches expérimentales puis numériques à petite échelle pour quantifier la sensibilité d'un caillou à la dégradation sous l'effet d'impacts et de frottement. Ces résultats sont finalement intégrés au chapitre 6 dans un modèle permettant de décrire l'évolution d'une population telle qu'observée au chapitre 3. Dans cette partie, les éléments bibliographiques nécessaires seront introduits en début de chaque chapitre.

La seconde partie du manuscrit est consacrée à l'étude de l'écoulement d'une suspension de sédiments marneux, et en particulier à l'influence des fortes concentrations sur le comportement d'un tel écoulement. Le chapitre 7 propose tout d'abord quelques éléments de bibliographie sur les écoulements hyperconcentrés et les propriétés des fluides non-newtoniens. La description du dispositif expérimental ainsi que des méthodes de mesure utilisés fait l'objet du chapitre 8, tandis que le chapitre 9 présente les principaux résultats obtenus, leur interprétation et leurs implications.

Première partie

Production de sédiments fins et
dégradation des marnes

Quantification in situ de la dégradation

Sommaire

1.1	Introduction	9
1.2	Généralités sur le downstream fining	10
1.2.1	Observations	10
1.2.2	Interprétations	11
1.3	Méthodes	11
1.3.1	Choix du site	11
1.3.2	Choix des échantillons	12
1.3.3	Analyse granulométrique et lithologique des bancs grossiers	13
1.3.4	Analyse granulométrique des bancs fins	13
1.3.5	Analyse lithologique des bancs fins	13
1.4	Résultats	14
1.4.1	Les pourcentages massiques de marnes dans les bancs fins	14
1.4.2	Les distributions granulométriques des bancs fins	14
1.4.3	Les pourcentages en nombre de marnes dans les bancs grossiers	15
1.5	Interprétation	16
1.6	Conclusions	17

1.1 Introduction

Ce premier chapitre aborde de façon globale la question de la dégradation des sédiments marneux, à partir de mesures de terrain dans les lits des torrents de Draix. L'objectif est de quantifier la dégradation des marnes à l'échelle d'un tronçon de rivière.

Le principe de cette étude est le suivant : en aval d'un point de production important de sédiments marneux, on mesure la disparition progressive des marnes au profit des calcaires dans le lit, ce qui indique une dégradation différentielle des deux lithologies. Cette approche fournit une information intégrée sur le résultat de l'ensemble des processus responsables de la dégradation à l'échelle du torrent (Le Bouteiller et al., 2009)

1.2 Généralités sur le downstream fining

1.2.1 Observations

Au cours du dernier siècle, de nombreuses études se sont intéressées à la caractérisation des matériaux solides transportés par les rivières et présents dans les lits, pour des raisons tant économiques (dragage pour la navigation, extraction de granulats), de politique publique (gestion du risque d'inondation) que, plus récemment, écologiques (conservation d'habitats, de frayères de poissons) ou géomorphologiques (indicateur de l'érosion des bassins versants et massifs en amont). Une caractéristique fréquemment mesurée est la taille des matériaux transportés par les cours d'eau. En effet, la mobilité des sédiments du lit et le type de transport associé (charriage, suspension) dépendent en général fortement de leur taille (Shields, 1936; Einstein, 1942; Meyer-Peter and Muller, 1948), de même que leur potentielle utilité ou nuisance économique ou écologique. La taille est soit caractérisée par le diamètre médian (D_{50}), soit par la distribution granulométrique complète.

Il a été observé de longue date que dans la plupart des cours d'eau, la taille des matériaux transportés décroît à mesure que l'on s'éloigne de la source. Cette décroissance est très notable dans les rivières et torrents à lit de galets des zones de montagne, mais elle est aussi observée, sur de plus longues distances, dans les lits sableux des rivières de plaine (Knighton, 1982; Brewer and Lewin, 1993; Brierley and Hickin, 1985; Bradley, 1970; Heller et al., 2001; Kodama, 1994; Shaw and Kellerhals, 1982; Frings, 2008; Ferguson et al., 1996; Hoey and Ferguson, 1997; Morris and Williams, 1997, 1999). Cette décroissance a été décrite par la loi empirique de Sternberg (Sternberg, 1875) :

$$D = D_0 \exp(-\beta l) \quad (1.1)$$

D_0 étant le diamètre initial, D le diamètre à la distance l de la source, et β un coefficient exprimé en m^{-1} , souvent dénommé coefficient d'abrasion, qui représente, au premier ordre, le pourcentage de diminution du diamètre par unité de distance à mesure que l'on s'éloigne de la source. Notons que le terme "abrasion" recouvre ici tous les processus de diminution de taille. Une formulation équivalente décrit l'évolution de la masse M à partir d'une masse M_0 :

$$M = M_0 \exp(-\alpha l) \quad (1.2)$$

Le coefficient α s'exprime aussi en m^{-1} . Dans le cas d'une distribution monodisperse, il est simplement relié au coefficient β par l'égalité $\alpha = 3\beta$.

Les taux d'abrasion observés sur le terrain varient de 10^{-5} à $10^{-2} km^{-1}$ (Brierley and Hickin, 1985; Bradley, 1970; Knighton, 1982; Frings, 2008), ils sont en général beaucoup plus faibles pour les rivières à fond sableux que pour les rivières à lit de galets (Frings, 2008),

et dépendent notamment de la lithologie.

1.2.2 Interprétations

Plusieurs explications sont généralement avancées pour expliquer ce phénomène. Les deux principales sont l'abrasion et le tri sélectif (Parker, 1991). Le terme générique d'abrasion est utilisé communément pour décrire tous les processus physiques, chimiques et mécaniques à l'origine d'une réduction de la taille d'un galet. On peut distinguer parmi eux les diminutions de tailles dues aux sollicitations mécaniques pendant le transport, dont Kuenen (1956) propose une classification exhaustive, les dégradations dues aux processus d'altération pendant les phases d'immobilité dans les lits (Jones and Humphrey, 1997; Heller et al., 2001; Bradley, 1970), et une éventuelle abrasion sur place due aux vibrations des cailloux dans le lit, comme suggéré par Schumm and Stevens (1973). Le tri sélectif est au contraire une diminution de taille non pas due à la modification des matériaux eux-mêmes, mais au dépôt privilégié des matériaux grossiers à l'amont, et à l'entraînement préférentiel vers l'aval des sédiments plus fins. Ce processus a été observé expérimentalement par Paola et al. (1992), et a fait l'objet de simulations numériques (Gasparini et al., 1999; Hoey and Ferguson, 1994). Sur le terrain, il est particulièrement notable dans les rivières à profil concave, où la pente locale, qui est un des paramètres contrôlant l'entraînement, diminue vers l'aval. En plus de l'abrasion et du tri sélectif, d'autres facteurs peuvent influencer la granulométrie des matériaux du lit. Les apports latéraux des versants peuvent exercer un contrôle majeur, comme l'ont montré Sklar and Dietrich (2006) et Attal and Lave (2006). Frings (2008) suggère aussi de prendre en compte les confluences, les dépôts de sédiments fins sur les berges lors des crues qui appauvrissent la rivière en sédiments fins, et les éventuelles modifications du transport sédimentaire dues à des interventions humaines.

1.3 Méthodes

1.3.1 Choix du site

L'objectif de cette étude étant de caractériser uniquement la dégradation, on choisit un site permettant de tracer les effets de l'abrasion indépendamment de ceux du tri sélectif : il s'agit de la section aval du torrent Bouinenc, sur une longueur de 2.5 km avant sa confluence avec la Bléone. En amont de cette section, le Bouinenc coule dans des gorges étroites, dont la géologie est une alternance de couches de marnes et de calcaires marneux, ce qui représente une importante source de sédiments. A l'aval de ces gorges et jusqu'à la confluence avec la Bléone, l'apport de marnes est ensuite très réduit, à l'exception de quelques affleurements ponctuels du lit rocheux marneux. On considère donc que dans cette portion du lit, les sédiments marneux proviennent essentiellement de l'amont plutôt

que des versants. Leur disparition progressive à mesure que l'on se déplace vers l'aval indique qu'ils se dégradent plus rapidement que les autres matériaux du lit, majoritairement des calcaires, et permet de quantifier cette vitesse de dégradation. En cas de tri sélectif dans cette portion du lit, celui-ci affecterait de façon similaire marnes et calcaires, et ne modifierait pas la proportion massique de marnes dans le lit. Cette proportion est donc un indicateur de la dégradation indépendant du tri.

1.3.2 Choix des échantillons

Le lit du Bouinenc est composé d'une succession de bancs de granulométrie variable. Certains sont composés de matériaux grossiers ($D_{50} \approx 40 \text{ mm}$) tandis que d'autres sont majoritairement composés de graviers plus fins ($D_{50} \approx 15 \text{ mm}$).

Deux études ont été menées en parallèle, l'une sur les bancs fins, l'autre sur les bancs grossiers. Le choix a été fait de se focaliser à chaque fois sur des structures similaires du point de vue géomorphologique, donc probablement formées dans les mêmes conditions hydrodynamiques, afin que la comparaison entre ces entités soit plus pertinente. Pour les bancs grossiers, l'analyse granulométrique a été réalisée directement sur place, tandis que pour les bancs fins, un échantillon d'environ 5 kg de matériau du lit ($15 \times 15 \times 15 \text{ cm}^3$) est prélevé et analysé au laboratoire. Lors des prélèvements, ces échantillons sont apparus homogènes sur la verticale, ne révélant pas de phénomène de pavage. Dix-sept bancs fins et vingt-trois bancs grossiers sont analysés (localisés sur la figure 1.1).



FIGURE 1.1 – Photo aérienne du lit du Bouinenc et localisation des bancs où ont été prélevés les échantillons (échelle de la photo : 2.5 km).

1.3.3 Analyse granulométrique et lithologique des bancs grossiers

Un échantillonnage de cent individus de la surface est réalisé sur chaque banc selon la méthode de Wolman (1954). On relève pour chacun le diamètre selon l'axe intermédiaire (celui qui contrôle le passage dans un tamis) et la lithologie. On distingue les marnes des autres lithologies (essentiellement calcaires et calcaires marneux) sur la base de considérations de couleur, dureté et aspect lisse de la surface. La distinction entre une catégorie "marnes" et une catégorie "calcaires" n'est pas forcément évidente sachant que l'on est en présence d'un continuum de proportions d'argile et de carbonates. Cependant, des tests de répétitions avec plusieurs opérateurs ont permis de définir une limite empirique entre les deux populations constante sur l'ensemble des mesures.

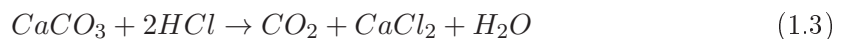
1.3.4 Analyse granulométrique des bancs fins

Les matériaux prélevés sont tamisés aux tamis 20-10-8-5-2-1 mm en présence d'eau et sans utiliser de dispositif vibrant pour éviter la dégradation des cailloux marneux les plus fragiles (méthodologie de Klotz (2002)). Chaque fraction est ensuite séchée à l'étuve et pesée. La fraction fine (<1 mm) est conservée et mesurée au granulomètre laser.

1.3.5 Analyse lithologique des bancs fins

Pour les fractions de taille supérieures à 2 mm, les sédiments sont directement triés à la main. Les marnes sont séparées des autres lithologies (en grande majorité, des calcaires) selon les mêmes critères que ceux utilisés pour les bancs grossiers.

Les sédiments de taille inférieure à 2 mm ne pouvant pas être triés à la main, on utilise une technique indirecte de mesure basée sur le dosage des carbonates. Le carbonate $CaCO_3$ est le composant majoritaire des calcaires, et il est aussi présent, en des proportions plus faibles, dans les marnes. La réaction du carbonate avec l'acide chlorhydrique HCl produit du dioxyde carbone CO_2 , selon l'équation suivante :



En mesurant le volume de CO_2 dégagé par la réaction de HCl sur un échantillon de matériau broyé, on peut retrouver la quantité de carbonates dans ce matériau. Dans un premier temps, on réalise des essais sur des échantillons triés des fractions de taille supérieures afin d'établir des valeurs de référence pour les proportions de $CaCO_3$ dans les marnes et dans les calcaires. La référence pour la proportion en $CaCO_3$ dans le calcaire est donc $(\%CaCO_3)_{calcaire} = 89.5\% \pm 5.3$ et celle pour les marnes est $(\%CaCO_3)_{marne} = 44.8\% \pm 2.1$.

Dans un second temps, on réalise des tests de calcimétrie sur les fractions 1-2 mm et <1 mm

de tous les échantillons. Par l'intermédiaire des valeurs de référence il est alors possible d'extraire les proportions massiques de marnes θ_m et de calcaire θ_c dans la fraction considérée selon la formule suivante (en gardant à l'esprit que $\theta_m + \theta_c = 1$) :

$$(\%CaCO_3)_{echant} = (\%CaCO_3)_{marne}\theta_m + (\%CaCO_3)_{calcaire}\theta_c \quad (1.4)$$

1.4 Résultats

1.4.1 Les pourcentages massiques de marnes dans les bancs fins

La figure 1.2 indique l'évolution des pourcentages de marnes le long du lit du Bouinenc. La première série de données représente le pourcentage de marnes dans l'ensemble de l'échantillon prélevé. Il est globalement décroissant vers l'aval. La valeur la plus haute mesurée est 55.6% et la valeur la plus faible 13.5%. Les valeurs élevées correspondent en général à des bancs dans lesquels la matrice fine est importante, probablement formés lors de très faibles écoulements. En effet, les proportions de marnes sont plus importantes dans les petites tailles.

Les fractions les plus fines de ces granulométries correspondent à des matériaux généralement transportés en suspension, ce qui signifie qu'elles ont été exportées sans se déposer dans le lit. L'hypothèse selon laquelle les matériaux du lit sont représentatifs du transport sédimentaire est correcte pour les matériaux charriés mais ne rend sans doute pas bien compte du transport en suspension. Dans les bancs où beaucoup de matériaux fins sont présents, la proportion de marnes est de ce fait surestimée. Pour y remédier, on choisit d'analyser uniquement les proportions de marnes dans la fraction >2 mm des échantillons. La description habituelle des coefficients d'abrasion est d'ailleurs en général fondée sur les matériaux grossiers et ne prend pas en compte les fines. Les résultats sont également représentés sur la figure 1.2.

1.4.2 Les distributions granulométriques des bancs fins

Les distributions granulométriques cumulées sont déterminées pour chaque échantillon mais montrent une grande variabilité d'un banc à l'autre sans claire tendance. À titre d'exemple, les D_{50} et les D_{90} mesurés sont représentés sur la figure 1.3 en fonction de la distance à l'exutoire. Il n'y a pas de corrélation distincte entre ces dimensions caractéristiques et la distance. Ceci suggère que le phénomène de tri sélectif n'est pas très actif dans cette portion du lit.

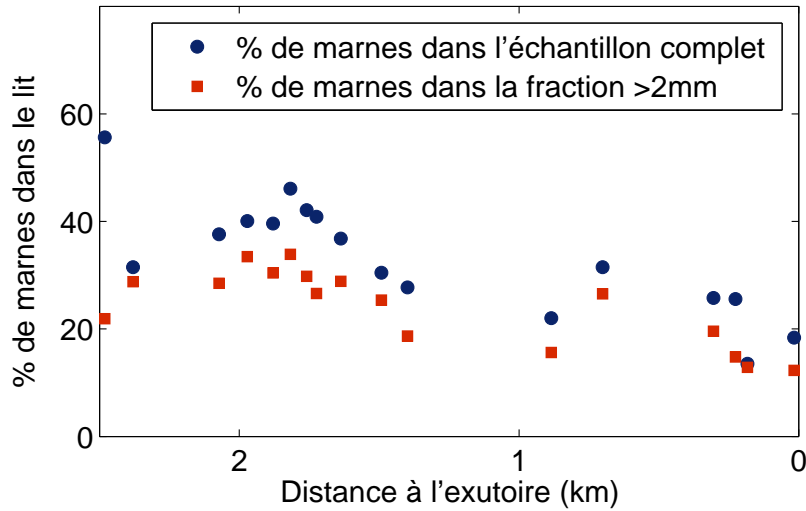


FIGURE 1.2 – Évolution des proportions de marnes dans les bancs fins du lit du Bouinenc le long des deux derniers 2.5 km de cette rivière avant son exutoire dans la Bléone.

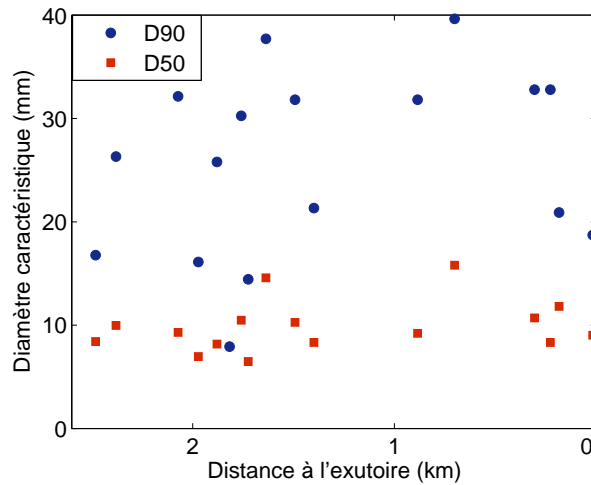


FIGURE 1.3 – Mesures du D_{50} et du D_{90} des marnes dans les bancs fins le long du lit du Bouinenc.

1.4.3 Les pourcentages en nombre de marnes dans les bancs grossiers

Sur les bancs grossiers, les marnes sont généralement beaucoup moins présentes, et la résolution de la méthode d'échantillonnage n'est pas suffisante pour caractériser les masses de marnes et de calcaires. On dispose en revanche de l'information sur le nombre de cailloux identifiés comme des marnes ou des calcaires. La figure 1.4 indique l'évolution du pourcentage de marnes en nombre dans les bancs grossiers en fonction de la distance à

l'exutoire.

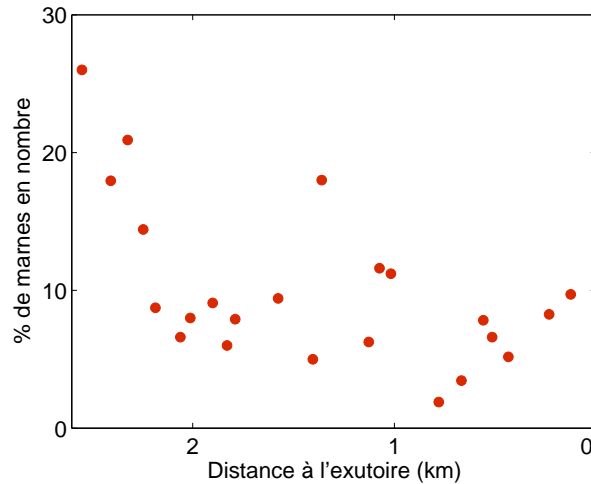


FIGURE 1.4 – Nombre de marnes identifiées sur un échantillon de cent cailloux sur les bancs grossiers, en fonction de la distance à l'exutoire.

1.5 Interprétation

Pour interpréter les données en terme de taux d'abrasion, on utilise un modèle simple fondé sur la loi de Sternberg (voir équation 1.1).

Le modèle repose sur les hypothèse suivantes :

- Les apports latéraux sont négligeables. Cette hypothèse est correcte au vu de la topographie du site considéré : les apports de l'amont (gorges, rives marneuses) sont bien plus importants que ceux des versants dans le tronçon considéré, zone peu pentue avec des rives végétalisées.
- Le lit de la rivière est uniquement composé de marnes et de calcaire.
- Chaque lithologie suit la loi de Sternberg pour l'abrasion des galets. Ceci sera vérifié par la suite expérimentalement dans le chapitre 3.
- Il n'y pas d'interactions entre les lithologies, c'est-à-dire qu'un caillou de marne va s'éroder à la même vitesse en présence d'autres marnes ou de calcaires. Cela n'est pas évident a priori, mais on le vérifiera aussi expérimentalement au chapitre 3.

Considérons une masse M de matériau du lit, composé de calcaires en masse M_c et de marnes en masse M_m . La loi de Sternberg peut s'écrire pour chaque galet composant cette masse mais aussi par addition pour la masse totale de marnes ou de calcaire. En introduisant α_m et α_c les taux d'abrasion respectifs pour les marnes et pour les calcaires, l'application de la loi de Sternberg à chaque masse fournit la relation suivante :

$$\begin{aligned}\theta_m &= \frac{M_m}{M_m + M_c} = \frac{\theta_m^0 e^{-\alpha_m l}}{\theta_m^0 e^{-\alpha_m l} + \theta_c^0 e^{-\alpha_c l}} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{1-\theta_m^0}{\theta_m^0} \exp((\alpha_m - \alpha_c)l)}\end{aligned}\quad (1.5)$$

Les taux d'abrasion pour les calcaires mesurés par de précédentes études (Attal and Lave, 2009; Kuenen, 1956) vont de 0.01 à 4%/km. Il est alors possible d'ajuster aux données le modèle déterminé par l'équation 1.5 en recherchant les valeurs des deux paramètres θ_m^0 et α_m . Les résultats des ajustements réalisés pour les proportions de marnes dans l'échantillon total et dans la fraction $> 2\text{mm}$ sont retranscrits dans le tableau 1.1. On obtient dans le premier cas un taux d'abrasion de 48 à 52%/km, et dans le second cas un taux de 33 à 37%/km. Ces valeurs très élevées par rapport aux taux mesurés pour d'autres lithologies traduisent la forte érodabilité du matériau marneux.

TABLE 1.1 – Valeurs des paramètres obtenus par ajustement du modèle d'évolution de la proportion de marne.

	θ_m^0	α_m (%/km)	R^2
% de marnes dans l'échantillon total	0.47	48-52	0.68
% de marnes dans la fraction $> 2\text{mm}$	0.32	33-37	0.56

Il n'est en revanche pas possible de dériver une telle loi pour le pourcentage en nombre de marnes sur les bancs grossiers car cela nécessiterait de faire des hypothèses très contraignantes sur la forme de la distribution granulométrique des marnes et des calcaires. On conclura simplement que les résultats des mesures sur les bancs grossiers indiquent une tendance décroissante qui confirme ce qui est observé sur les bancs fins.

En ce qui concerne les distributions granulométriques des marnes sur les bancs fins, elles ne montrent pas de tendance claire de diminution qui pourrait être reliée aux effets de l'abrasion. En fait, la granulométrie des marnes témoigne essentiellement des conditions hydrodynamiques de formation des bancs. Elle est très peu sensible à l'abrasion. Ce n'est donc pas un indicateur intéressant pour la quantifier.

1.6 Conclusions

L'étude de terrain a fourni des taux de dégradation pour les marnes de 35 à 50%/km. Il s'agit réellement de taux d'abrasion mesurés indépendamment des effets du tri sélectif. Ce sont en revanche des taux intégrés, c'est-à-dire qui prennent en compte tous les processus responsables d'une diminution de taille, qu'il s'agisse des processus mécaniques interve-

nant à une courte échelle de temps pendant le transport en crue, comme des processus d'altération physicochimique mis en jeu sur une plus longue échelle de temps entre les périodes de crues.

Par ailleurs, les mesures ont été réalisés dans la partie aval des bassins versants de Draix, sur le torrent du Bouinenc. On montrera au chapitre 3 que les matériaux marneux des bassins aval sont plus résistants que ceux prélevés plus à l'amont, ce qui signifie que les taux de dégradation dans les bassins amont (Moulin et Laval) peuvent être encore plus élevés que ceux mesurés ici.

L'étape suivante va consister à identifier et quantifier les différents processus intégrés dans cette mesure de terrain, afin de comparer leur importance relative. Les processus mécaniques de court-terme seront étudiés dans les chapitres 3, 6, 5 et 4 tandis que le chapitre 2 traitera des processus de long-terme.

Quantification de la dégradation par processus de long-terme intercrues.

Sommaire

2.1	Introduction	19
2.2	État de l'art des processus existants	20
2.2.1	Gel/degel	20
2.2.2	Humectation/dessication	21
2.2.3	Altération chimique	22
2.3	Mesure de la sensibilité des marnes aux intempéries	22
2.3.1	Cycles humectation/dessication	22
2.3.2	Cycles gel/dégel	24
2.4	Estimation des taux de dégradation annuels	26
2.4.1	Humectation/dessication	26
2.4.2	Gel/degel	26
2.5	Part de ces processus dans la dégradation totale	27
2.5.1	Méthode	27
2.5.2	Résultats et discussions	29
2.6	Conclusions	30

2.1 Introduction

Entre les périodes de crues, les torrents de Draix sont presque à sec et les matériaux des lits sont exposés aux intempéries. Les sollicitations physico-chimiques qui en résultent sont une nouvelle source de dégradation. L'objectif de ce chapitre est d'estimer les taux de dégradation des matériaux marneux dus aux processus qui agissent sur le long terme, c'est-à-dire à l'échelle de quelques semaines ou mois, entre les périodes de crues.

Pour cela, on listera dans un premier temps les différents processus pouvant être impliqués, puis on s'attachera à quantifier les effets de ceux qui concernent particulièrement

les marnes. On estimera ensuite l'impact de ces processus de dégradation à l'échelle d'une année comparativement aux taux de dégradation mesurés sur le terrain.

L'ensemble de ce chapitre repose sur une synthèse bibliographique et une réanalyse de données existantes concernant la sensibilité des marnes des Terres Noires aux processus climatiques d'une part, et le transport sédimentaire dans les bassins versants de Draix d'autre part. L'interprétation et la combinaison de ces différentes sources de données permet d'apporter un éclairage plus large sur l'efficacité de ces processus de dégradation.

2.2 État de l'art des processus existants

2.2.1 Gel/degel

2.2.1.1 Physique du phénomène

Le phénomène de gélifraction ou cryoclastie est généralement décrit comme la rupture de la roche sous l'effet du gel. Lorsque de l'eau est présente dans une roche, le gel provoque l'expansion du volume d'eau d'environ 9%, ce qui exerce une contrainte mécanique de surpression sur le milieu environnant. Cette surpression aboutit à une fracture lorsque la contrainte dépasse un certain seuil. Tant que le gel est présent, il procure une cohésion à la roche fracturée, mais dès que le dégel survient, la roche s'émiette selon ces fractures. Hallet (2006) décrit un phénomène alternatif, selon lequel la formation et la croissance de lentilles de glace provoque un écoulement d'eau dans les fissures du matériau. La surpression générée par cet écoulement serait alors à l'origine de la rupture. Ces deux processus ont une origine physique différente mais ont en commun une sensibilité aux fortes amplitudes thermiques.

2.2.1.2 Cas des marnes

Dans le cas de roches argileuses, il y a d'une part toujours de l'eau présente dans le matériau. En effet, les argiles, du fait de leur structure en feuillets et de leur affinité électrostatique avec les molécules d'eau, sont très difficilement désaturées. D'autre part, la marne est un matériau à rupture fragile plutôt que ductile, ceci sera montré expérimentalement dans le chapitre 6, et sa résistance à la rupture est faible. Ainsi, la résistance à la rupture en traction de la marne est de 2 MPa, contre 10 MPa pour le calcaire ou 28 MPa pour le quartzite (Ahrens, 1995). La marne est donc a priori particulièrement sensible au phénomène de gélifraction.

2.2.2 Humectation/dessiccation

2.2.2.1 Physique du phénomène

L'eau qui s'insinue dans les failles d'un matériau fait gonfler les minéraux capables de l'absorber. Certaines argiles telles que la smectite sont particulièrement sensibles à ce phénomène et se dilatent fortement lorsque l'hygrométrie augmente. Ceci est dû à leur structure particulière. Les argiles sont en effet constituées au niveau microscopiques de feuillets reliés entre eux par des liaisons de différentes sortes, les interstices entre ces feuillets pouvant contenir de l'eau et des ions. Lorsque ces liaisons sont fortes, comme dans le cas de l'illite, des molécules d'eau supplémentaires ne pourront pas s'engager dans cet espace interfeuillets. Au contraire, lorsqu'elles sont faibles, comme dans le cas des smectites, plusieurs couches de molécules d'eau peuvent être adsorbées dans cet espace interfeuillets. La distance entre les feuillets, et donc le volume macroscopique, varie ainsi en fonction du degré de saturation, cette variation de volume pouvant aller jusqu'à un facteur 20 (Gaombalet, 2004).

Les alternances d'humectation et de dessiccation des argiles sont donc à l'origine de gonflements et retraits successifs des roches argileuses. Un gonflement important peut provoquer des contraintes locales de surpression et mener à une fracturation, et réciproquement, les tensions induites par le dégonflement de la roche peuvent causer une fissuration du matériau (Peron et al., 2009).

Un effet supplémentaire de ces alternances d'humectation et de dessiccation est le phénomène appelé haloclastie : la cristallisation des sels dissous dans l'eau induit aussi des contraintes mécaniques qui dégradent le matériau.

2.2.2.2 Cas des marnes de Draix

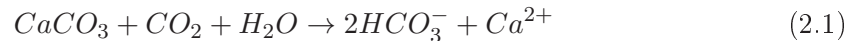
Les marnes de Draix sont composées de 35 à 65% d'argile. Il s'agit majoritairement d'illite et de chlorite, et des analyses minéralogiques fines mettent aussi en évidence la présence de kaolinite et de smectite sous la forme d'interstratifié illite/smectite (Phan, 1993). Si l'illite et la chlorite sont des argiles faiblement gonflantes, la smectite est en revanche très sensible au phénomène de gonflement en présence d'eau du fait de l'hydratation des espaces interfeuillets. La sensibilité des marnes de Draix à l'alternance de cycles d'humectation et de dessiccation n'est donc pas négligeable.

Par ailleurs, Ballais and Mayor (2003) a montré que l'haloclastie existe dans les marnes de Draix, comme en témoignent les traces de cristaux de sels qu'on observe parfois dans les roches. Ce phénomène augmente donc l'efficacité des cycles humectation/dessiccation.

2.2.3 Altération chimique

2.2.3.1 Physico-chimie

Parmi les minéraux qui composent les marnes, les carbonates sont particulièrement sensibles à une attaque en milieu aqueux acide par le dioxyde de carbone dissous, qui conduit à leur dissolution selon l'équation suivante :



C'est par exemple ce processus de dissolution qui est à l'origine des formes karstiques observées dans les milieux calcaires.

2.2.3.2 Cas des marnes

La réaction de dissolution des carbonates intervient à une échelle de temps de plusieurs dizaines voire milliers d'années. Elle est donc négligeable comparativement aux autres processus évoqués, qui sont beaucoup plus rapides comme le montreront les paragraphes suivants.

2.3 Mesure de la sensibilité des marnes aux cycles gel/degel et humectation/dessiccation

Cette partie récapitule et analyse les données disponibles, publiées ou non, sur la sensibilité des marnes aux sollicitations climatiques.

2.3.1 Cycles humectation/dessiccation

Une mesure de la sensibilité des marnes de Draix aux cycles humectation/dessiccation a été réalisée par Monnet et al. (2011) selon le protocole suivant : dessiccation pendant 16 heures à 103 degrés au four, et saturation pendant 8 heures à 20 degrés dans l'eau. Les résultats sont représentés sur la figure 2.1. Les auteurs proposent d'analyser l'évolution de la granulométrie en terme de diminution du D_{10} (diamètre tel que 10% en masse des cailloux aient un diamètre inférieur ou égale à ce D_{10}), et montrent qu'après ces cinq cycles de sollicitations, le D_{10} est passé de 2.62 à 1.31 mm, soit une réduction de 50%. Cette forte réduction traduit l'apparition d'un grand nombre de particules de petite taille.

Un suivi granulométrique sur plusieurs cycles a aussi été réalisé par S. Klotz au Cemagref en 2002 (Klotz, 2002). Dans cette étude, des matériaux prélevés dans le lit de la Roubine, petit affluent du Laval, sont soumis à un grand nombre de cycles alternant immersion de 4 à 6 heures dans l'eau puis séchage "en conditions naturelles" à l'air libre pendant 18 à 20h.

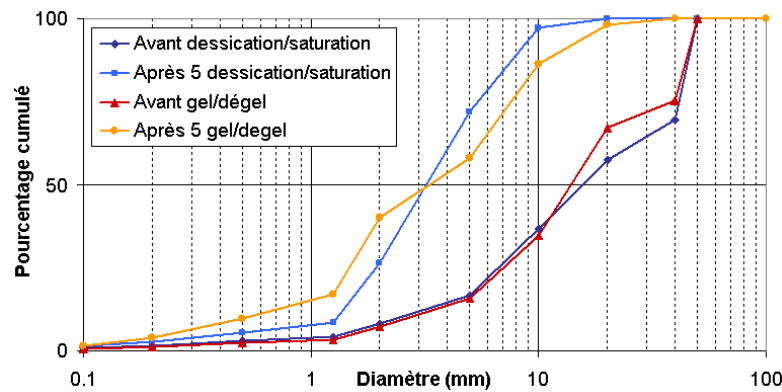


FIGURE 2.1 – Evolution de la granulométrie d'un échantillon de marnes des Terres Noires sous l'effet de 5 cycles dessiccation/saturation et de 5 cycles gel/dégel (figure d'après Monnet et al. (2011))

Les échantillons sont tamisés après 20, 30, 40 et 50 cycles. Les résultats sont représentés sous la forme d'une distribution granulométrique cumulée sur la figure 2.2.

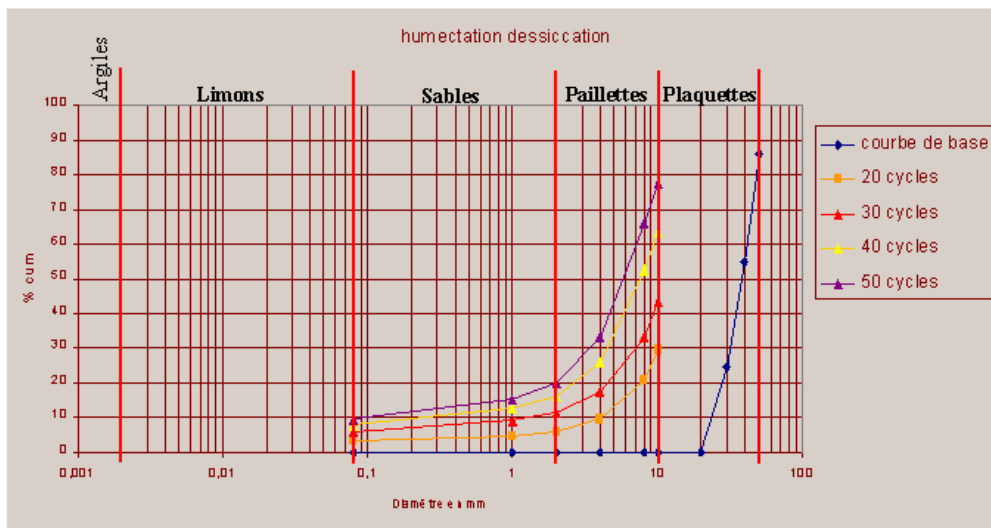


FIGURE 2.2 – Evolution de la granulométrie d'un échantillon de marnes du lit de la Roubine sous l'effet de cycles humectation/dessiccation (figure d'après Klotz (2002))

Les D_{50} et D_{10} estimés à partir de ces données sont comparés aux données issues de l'étude de Monnet et al. (2011) sur la figure 2.3. Les résultats de Monnet et al. (2011) indiquent une diminution de taille initiale plus rapide que celle mesurée par Klotz (2002), et cette différence est plus importante pour les D_{50} que pour les D_{10} . On peut avancer plusieurs explications à cette différence. Dans un premier temps, le protocole de séchage choisi par Monnet et al. (2011) est un passage à l'étuve à 103 degrés, alors que l'étude

de Klotz (2002) utilise un séchage "en conditions naturelles" à l'air ambiant, qui ne permet pas de désaturer totalement les argiles. D'autre part, l'étape d'immersion est plus longue dans le protocole de Monnet et al. (2011), et permet peut-être d'atteindre un état de saturation plus complet. Enfin, les matériaux utilisés dans l'étude de Monnet et al. (2011) proviennent des versants, tandis que ceux de Klotz (2002) proviennent de la plage de dépôt de la Roubine. Dans le cadre de notre étude, le protocole expérimental adopté par Klotz (2002) paraît donc plus approprié pour mesurer la dégradation en conditions naturelles des matériaux du lit.

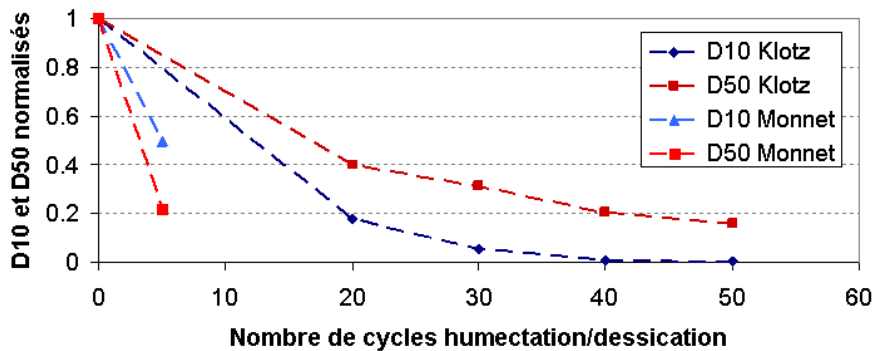


FIGURE 2.3 – Evolution des D_{50} et D_{10} normalisés par leur valeur initiale, sous l'effet de cycles humectation/dessiccation, tels que mesurés par Monnet et al. (2011) et Klotz (2002).

Pour effectuer une comparaison entre ces données et les taux de dégradation mécaniques mesurés expérimentalement, on choisit de se baser sur la production de particules fines, définies comme au chapitre 3 comme étant les particules de diamètre inférieur à 5 mm. L'évolution de la proportion de particules fines extraite des données de Klotz (2002) est représentée sur la figure 2.4. On constate qu'elle augmente de façon linéaire en fonction du nombre de cycles subis, selon l'équation suivante :

$$\text{Proportion de fines} = 0.0082 * \text{Nombre de cycles} \quad (2.2)$$

2.3.2 Cycles gel/dégel

Parallèlement aux effets des cycles de saturation/dessiccation, Monnet et al. (2011) étudient l'effet des cycles gel/dégel sur la granulométrie d'un échantillon de marne des Terres Noires. Leur protocole consiste à alterner des périodes de gel de 16 heures à -8° avec des périodes d'immersion de 8 heures dans une eau à 20° . La granulométrie résultante après 5 cycles est représentée sur la figure 2.1. Ces résultats indiquent une influence comparable de la cryoclastie et de l'hydroclastie sur la granulométrie des marnes.

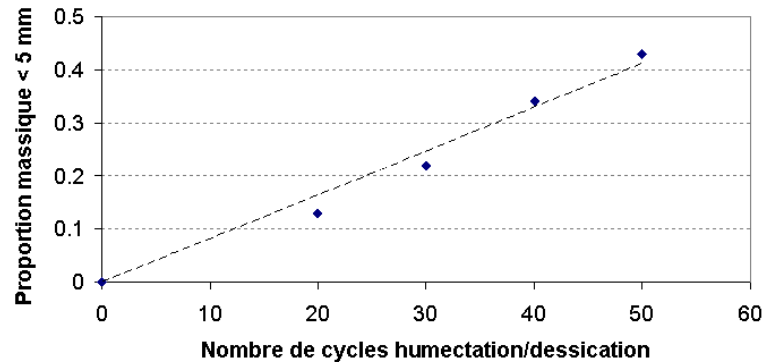


FIGURE 2.4 – Evolution de la proportion massique de particules de diamètre inférieur à 5 mm sous l’effet de cycles humectation/dessiccation (d’après Klotz (2002))

Rovera and Robert (2005) adoptent un protocole différent pour étudier l’influence de la gélifraction sur des blocs de marne. Un cycle de sollicitation se compose d’une période de 12 heures à -15° suivie d’une période de 12 heures en atmosphère ventilée à 15° . Les débris fournis sont récupérés, séchés à 20° pendant 24 heures puis pesés.

Les résultats de Rovera and Robert (2005) sont analysés sous la forme d’un coefficient d’amenuisement, qui traduit la diminution de masse du bloc initial. La définition de ce coefficient repose sur l’hypothèse qu’on peut toujours distinguer parmi les fragments un élément de taille largement supérieure aux autres qu’on identifie comme le résidu du bloc initial. Ceci semble possible lors des expériences décrites dans cette étude. Les coefficients d’amenuisement obtenus pour quatre blocs de marne saine au bout de 25 et 50 cycles sont reproduits dans le tableau 2.1. Le bloc le plus fragile atteint un amenuisement de 100% après 50 cycles, c’est-à-dire qu’il s’est complètement émietté, alors que le plus résistant n’a perdu que 15% de sa masse. Cette variabilité s’explique notamment selon les auteurs par une variabilité de la porosité. L’amenuisement étant un indicateur très intégré, il n’est pas possible de déduire de ces indications une valeur de D_{50} équivalente, ou un taux de production de particules fines, ni de comparer ces résultats à ceux de Monnet et al. (2011).

TABLE 2.1 – Coefficients d’amenuisement en pourcentage du poids initial après 25 et 50 cycles gel/dégel sur quatre blocs de marne saine (MD1 à MD4), d’après Rovera and Robert (2005)

Blocs	MD1	MD2	MD3	MD4	Moyenne
Poids (g)	543	660.4	779.6	847.4	
Porosité (%)	9.6	12.3	8.3	6.5	
CA 25 (%)	5.1	34.9	5.5	0.5	11.5
CA 50 (%)	65.7	100	56.2	15	59.2

En l'absence de données complémentaires sur ces matériaux, on considèrera en première approximation que ce taux de production de fragments est un taux de production de particules fines (i.e. $< 5\text{mm}$ de diamètre), au risque de le surestimer. La moyenne des coefficients d'amenuisement après cinquante cycles gel/dégel fournit finalement une estimation du taux de production de fines de l'ordre de 1.2% par cycle gel/dégel.

2.4 Estimation des taux de dégradation annuels

2.4.1 Humectation/dessiccation

L'humectation des cailloux de marnes des lits des torrents de Draix peut survenir soit par la pluie lors d'une averse, soit lors d'une crue qui inonde le lit. L'occurrence d'une crue implique nécessairement qu'il y ait une averse mais l'inverse n'étant pas vrai, le décompte du nombre d'averses fournit un bon indicateur du nombre d'épisodes d'humectation des marnes du lit. Les chroniques de pluie de Draix décomptent comme deux averses distinctes des événements séparés par une durée au moins égale à la moitié de la durée de l'épisode précédent. On peut donc considérer que ce nombre d'averses correspond en première approximation au nombre de cycles d'humectation/dessiccation subis par les matériaux du lit.

Au cours des 30 dernières années, le bassin versant du Laval a été sujet en moyenne à 49 averses par an. D'après la section 2.3.1, ceci nous fournit donc un taux de dégradation massique par hydroclastie de l'ordre de 40%/an.

2.4.2 Gel/degel

Dans l'étude citée précédemment, Rovera and Robert (2005) ont décompté les épisodes de gel dans différents contextes topographiques sur le site de Draix. Leurs mesures fournissent notamment le nombre de cycles gel/dégel en surface et à différentes profondeurs sur les crêtes, sur les versants ubac ou adret et au pied de ces versants. Dans le cas qui nous intéresse, les ravines et torrent de Draix, très encaissés et souvent à l'ombre durant l'hiver, sont soumis à des conditions de gel similaires aux pieds de versants. La moyenne du nombre de cycles gel/dégel en surface et en pied de versants durant la période hivernale (octobre à mai) mesurés dans cette étude est de 80 cycles. On négligera par la suite les rares épisodes de gel estivaux pour considérer cette valeur comme une moyenne annuelle.

En combinant le nombre de cycles gel/dégel au taux moyen de dégradation par cycle, on obtient finalement une estimation du taux de dégradation massique annuel par processus de gélifraction de 96%/an. Cela signifie que la durée de vie d'un bloc de marne dans le lit de ces torrents, en l'absence de crues et de pluie, serait à peine supérieure à un an.

2.5 Part de ces processus dans la dégradation totale

Les paragraphes précédents nous ont fourni une estimation des taux de dégradation par altération en terme d'une diminution de masse annuelle. Pour comparer ces résultats aux taux de dégradation mesurés sur le terrain au Chapitre 1 exprimés en %/km, une estimation de la vitesse moyenne de transport des cailloux dans le lit est nécessaire.

2.5.1 Méthode

Pour estimer la vitesse annuelle moyenne des sédiments du lit, on utilise la méthodologie suivante :

- On identifie un débit seuil de mise en mouvement des sédiments.
- On détermine le nombre annuel de crues dépassant ce débit, donc capables de mobiliser des matériaux.
- On estime la distance parcourue par les matériaux à chaque crue

2.5.1.1 Détermination d'un seuil de mise en mouvement

La définition d'un seuil de mise en mouvement des sédiments par un écoulement d'eau a fait l'objet de nombreuses études. Une des premières approches en granulométrie uniforme est celle Shields (1936), qui définit le début de l'entraînement par une relation entre nombre de Reynolds (particulaire) et contrainte locale adimensionnée. Selon cette relation, le seuil d'entraînement dépend donc a priori de la taille des particules. En granulométrie étendue, en présence d'effets d'imbrications, de masque, d'un fond non plat, le début de l'entraînement est beaucoup plus difficile à prédire.

Pour le cas qui nous intéresse, on dispose d'une importante base de données sur le transport sédimentaire à Draix, et ce sont ces chroniques qui sont utilisées pour définir le seuil de mise en mouvement dans le Laval (et le Moulin). Le volume des matériaux déposés dans plage de dépôt située à l'exutoire de ces torrents est régulièrement mesuré, et sur 20 années de mesures, on dispose de 80 (120 au Moulin) événements pour lesquels cette mesure correspond uniquement au volume déposé par une seule crue. Il est ainsi possible de distinguer les crues transportantes des crues non-transportantes, le débit maximum atteint par la plus petite crue transportante étant la valeur de débit minimale nécessaire à l'entraînement de sédiments. Dans le cas du Laval, on obtient ainsi une valeur seuil de 165 l/s, et pour le Moulin, 15.2 l/s.

Les chroniques de débit sur le Laval de 1985 à 2004 permettent ensuite d'établir que le nombre moyen de crues transportantes, c'est-à-dire ayant un débit max supérieur à 165 l/s pour le Laval, est de 18.8 par an.

2.5.1.2 Détermination de la distance moyenne de parcours par crue

On utilise ici les données issues d'une expérience menée en 1993 sur le Laval (Richard, 1996). Cette expérience a consisté à suivre des cailloux magnétiques au cours d'un été sur un tronçon d'un kilomètre en amont de la plage de dépôt du Laval. Huit crues ont eu lieu au cours de cet été, et six relevés ont été effectués, deux d'entre eux incluant donc les effets cumulés de deux crues. Les informations concernant ces crues et relevés sont résumées dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Historique des crues et des relevés des traceurs magnétiques au cours de l'été 1993, d'après Richard (1996)

n°	Relevé des traceurs	Crues	Qmax (l/s)
1	24 juin	22 juin	645
		29 juin	3220
2	8 juillet	1 ^{er} juillet	260
3	13 juillet	10 juillet	688
4	20 août	15 août	1090
		24 août	80
5	1 ^{er} septembre	27 août	3500
6	30 septembre	24 septembre	2400

Les distances parcourues varient entre 0 mètre (cailloux immobiles) et 1 km (cailloux arrivés à la plage de dépôt). Après chaque relevé, tous les cailloux étaient replacés à leur site initial. Les taux de retour sont de 93 à 100% excepté pour la dernière crue, suite à laquelle un grand nombre de cailloux sont probablement arrivés à la plage de dépôt et trop profondément enfouis pour être retrouvés.

Les résultats de ces expériences indiquent que :

- Les distances de transport ne sont pas corrélées à la taille/masse des cailloux.
- La distance de transport moyenne par crue, intégrant les cailloux qui sont restés immobiles et ceux qui sont arrivés à la plage de dépôt, est de 436 mètres, avec un écart-type de 218 mètres.

On utilisera par la suite cette valeur moyenne de la distance parcourue par crue. C'est une approche assez grossière puisque cette distance moyenne a été calculée sur 7 crues d'amplitudes variables mais pas forcément représentatives de toutes les crues advenant au cours d'une année. Ainsi, on surestimera probablement la distance parcourue lors de petites crues, tandis qu'on la sous-estimera lors des grandes crues. Le premier effet est sans doute le plus important, car les mesures ont été effectuées l'été, lorsque les crues sont généralement les plus fortes. D'autre part, lors de ces expériences, certains cailloux

arrivent jusqu'à la plage de dépôt et s'y trouvent piégés, alors qu'ils auraient pu parcourir une plus grande distance. La distance moyenne calculée sous-estime donc probablement la distance réelle parcourue au cours d'une crue.

Une approche alternative consisterait à utiliser les lois proposées par Hassan et al. (1992) concernant les distances de transport en fonction de la puissance hydraulique en excès. Ces lois statistiques ont été obtenues par la compilation d'un grand nombre de données sur des rivières à fond de gravier. Cependant, si l'on représente les données de l'expérience de 1993 sur le graphique de Hassan et al. (1992), on constate que la loi proposée ne permet pas du tout de rendre compte de ces données. En effet, les distances parcourues au cours de l'expérience sont près de 5 fois plus élevées que la tendance prédite. En fait, les mesures correspondent plutôt à ce que Hassan et al. (1992) décrit comme du transport de galets sur fond sableux. Ceci pourrait en partie être expliqué par la grande étendue granulométrique des matériaux du Laval et la présence de matériaux fins dans le lit.

Compte-tenu du nombre moyen annuel de crues transportantes (18.8), on obtient une distance de parcours annuelle de 8 kilomètres. On note toutefois que l'utilisation de la loi de Hassan et al. (1992) mènerait plutôt à une prédiction de 1 kilomètre.

2.5.2 Résultats et discussions

Pour comparer les taux de dégradation mesurés au Chapitre 1, intégrant tous les processus de dégradation, à ceux obtenus dans le présent chapitre, qui ne représentent que les processus climatiques, on peut transformer les taux annuels en taux kilométriques en utilisant la formule suivante :

$$\text{Taux annuel (\%/an)} = \text{Taux kilométrique (\%/km)} * \text{Vitesse moyenne (km/an)} \quad (2.3)$$

En rapportant de façon un peu artificielle les taux de dégradation dus aux processus climatiques à une distance de transport unitaire, on montre finalement que :

- Les cycles gel/dégel sont responsables d'une dégradation équivalente à une perte de masse de 12%/km.
- Les cycles humectation/dessication sont responsables d'une dégradation équivalente à une perte de masse de 5%/km

Au chapitre 1, les taux de dégradation globaux ont été estimés à 35%/km pour des marnes de la partie aval du bassin (torrent du Bouinenc), et sont probablement plus élevés à l'amont (torrent du Laval). Les processus de long-terme ont donc une importance non-négligeable mais ne peuvent rendre compte à eux-seuls de ces vitesses de dégradation.

2.6 Conclusions

On a estimé le taux de dégradation par processus de long terme dans les bassins à 40 et 96%/an de perte de masse respectivement pour les cycles humectation/dessiccation et gel/dégel, ce qui correspond à des taux équivalents de 5 et 12%/km de parcours pour les sédiments marneux. Ces valeurs sont inférieures au taux global mesuré dans les lits, mais du même ordre de grandeur. Une partie non-négligeable de la dégradation des matériaux mesurés sur le terrain est donc due à ces processus climatiques. Mais ces résultats mettent aussi en évidence que les phénomènes physiques responsables de la dégradation à petite échelle de temps, pendant les crues, doivent aussi jouer un rôle important. Ces processus de court-terme méritent donc d'être étudiés et quantifiés, chose qui n'a jamais été faite pour ce genre de matériaux.

Quantification expérimentale de la dégradation mécanique pendant le transport

Sommaire

3.1	Introduction	31
3.2	État de l'art	32
3.2.1	Les différents types de dispositifs	32
3.2.2	Les résultats obtenus dans la littérature	34
3.2.3	Les limites de ces expériences	35
3.3	Méthodes expérimentales	36
3.3.1	Les dispositifs utilisés	36
3.3.2	Les matériaux	39
3.3.3	Les expériences	39
3.3.4	Mesures	41
3.4	Résultats	41
3.4.1	Résultats du petit canal	41
3.4.2	Résultats du grand canal	45
3.5	Conclusions et perspectives	50

3.1 Introduction

Le présent chapitre décrit la mise en oeuvre et les résultats d'expériences de dégradation de marnes pendant leur transport dans des dispositifs expérimentaux reproduisant un écoulement.

L'objectif de ces expériences est de quantifier le taux de diminution de taille des matériaux marneux dû aux sollicitations mécaniques pendant le transport, et d'identifier les facteurs influant sur ce taux. Par ailleurs, ces expériences permettront aussi de vérifier les hypothèses faites au chapitre 1 selon lesquelles :

- L’abrasion des marnes et des calcaires suit une loi de Sternberg
- La présence de plusieurs lithologies différentes dans le lit ne modifie pas les taux d’abrasion propres de chacune d’elles.

Le principe de ces expériences est de reconstituer en laboratoire un écoulement dans lequel les matériaux sont entraînés en saltation.

3.2 État de l’art

Au cours du siècle dernier, les observations de la diminution de taille des matériaux dans le lit des rivières ont conduit de nombreux scientifiques à s’interroger sur les phénomènes d’abrasion et de dégradation des sédiments charriés. Une des approches pour mieux comprendre et mesurer ce phénomène a été la modélisation physique, c’est-à-dire la reproduction en laboratoire du transport de matériaux solides par un écoulement. On présentera dans cette section les différents types de dispositifs qui ont été conçus à cet effet, leurs avantages et inconvénients respectifs, puis on résumera les résultats obtenus et les limitations de ce type d’expériences. L’objectif de ces dispositifs est de reproduire une sollicitation sur les matériaux typique de celles auxquelles ils sont soumis pendant le transport, notamment en crues. Pour cela, il faut notamment s’assurer que les matériaux sont transportés en saltation plutôt que par roulement et glissement sur le fond, ce qui nécessite une vitesse d’écoulement suffisante.

3.2.1 Les différents types de dispositifs

La géométrie la plus largement utilisée pour l’étude de l’abrasion des sédiments au cours du transport est le tambour tournant autour d’un axe horizontal (Daubree, 1879; Krumbein, 1941; Mikos, 1995; Jones and Humphrey, 1997). Les matériaux y sont mis en rotation en présence d’eau, et leur évolution peut être mesurée.

Dans les tambours, les matériaux sont mis en mouvement par la gravité, on a donc souvent reproché à ces dispositifs de ne pas reproduire la physique de l’entraînement de sédiments par des forces hydrodynamiques. Ainsi, l’eau agit plutôt comme un frein sur le mouvement, tandis que le mode de déplacement privilégié est le glissement et le roulement des sédiments sur le fond et les uns sur les autres (Kuenen, 1956; Lewin and Brewer, 2002). Pour reproduire des sollicitations plus réalistes, Kodama (1994) a ajouté dans son tambour des ailettes qui induisent une mise en mouvement discontinue et plus violente des sédiments. D’autre part, la présumée distance parcourue par les matériaux est estimée pour un mouvement tangent au fond du tambour en rotation, ce qui implique de négliger les trajectoires de saltation et les effets collectifs de roulement et de glissement des cailloux les uns sur les autres. Mikos (1995) propose de corriger cela en introduisant un facteur de

réduction dans le calcul de la distance qui prenne en compte le type de transport observé. Un des intérêts de ces dispositifs est en revanche de pouvoir atteindre des vitesses de rotation importantes, et variables. Cela suppose aussi d'utiliser des rayons suffisamment grands pour éviter les effets centrifuges qui risquent de maintenir les matériaux sur le fond (Kaitna and Rickenmann, 2007).

Le second type de dispositif qui a été développé pour reproduire un mode de transport plus réaliste est le canal circulaire horizontal. Dans ces dispositifs, c'est l'écoulement d'eau qui entraîne le mouvement des sédiments. Plusieurs mécanismes sont utilisés pour mettre en mouvement le liquide. Kuenen (1956) utilise un système de pales tournantes, alors que Lewin and Brewer (2002) injectent le fluide à une certaine vitesse par l'intermédiaire de pompes, ce qui implique d'évacuer l'eau en excès.

Une difficulté de ces canaux est de pouvoir vérifier que le champ de vitesse dans un écoulement circulaire ne diffère par trop de celui observé dans l'écoulement plus ou moins rectiligne d'une rivière (Lewin and Brewer, 2002). Pour cela, il faut privilégier les dispositifs ayant un grand rayon, par exemple 1.29 m pour celui de Kuenen (1956). Dans les canaux horizontaux, les vitesses d'entraînement atteintes sont souvent limitées par le système de mise en mouvement du fluide, ainsi le canal de Lewin and Brewer (2002) ne permet d'atteindre que des vitesses de 1.30 m/s. Ces vitesses sont insuffisantes au regard des vitesses réelles mesurées pendant des crues, et ne permettent pas de reproduire des conditions de transport en saltation. On observe ainsi dans les expériences de Kuenen (1956) que le transport des sédiments se fait surtout sous la forme de roulement sur le fond. Pour pallier ce problème, Attal et al. (2006) ont mis au point un dispositif à 4 pompes de grand diamètre permettant d'atteindre des vitesses de fluide de 4 m/s, plus proches des conditions réelles d'écoulement en crue. Dans ce canal, une fenêtre de plexiglas permet de visualiser le transport, et on a pu constater que dans ces écoulements, les matériaux étaient bien transportés par saltation. Les dispositifs à entraînement par pales ont, comme les tambours à ailettes, l'inconvénient de créer des sources d'impacts supplémentaires, ce qu'évitent les systèmes d'injection par pompes. Ceux-ci posent en revanche le problème de la non-conservation de la masse pour les sédiments fins, qui sont généralement évacués avec l'eau par surverse. Ce n'est pas forcément gênant si l'on s'intéresse essentiellement au transport de sédiments grossiers mais il faut en avoir conscience dès lors que l'on souhaite faire des bilans de masse incluant la masse passée en suspension. En effet, même lorsque l'on utilise un système de recirculation, les sédiments fins peuvent se déposer dans les éléments intermédiaires (tuyaux, réservoirs, pompes).

3.2.2 Les résultats obtenus dans la littérature

Les études disponibles mettent en évidence l'évolution du matériau avec la sollicitation, en termes de forme et surtout de masse. Certains protocoles permettent de suivre un ou de plusieurs individus, tandis que d'autres fournissent des résultats sur l'évolution globale de la masse d'une population.

En ce qui concerne la forme, les études montrent en général un arrondissement des matériaux avec l'abrasion (Kuenen, 1956; Lewin and Brewer, 2002; Brewer and Lewin, 1993), parfois contrecarré par un événement de fragmentation.

En ce qui concerne la taille ou la masse, le suivi des individus comme des populations montre une diminution, que l'on quantifie souvent sous la forme d'un pourcentage de masse perdue par temps de sollicitation ou par km parcouru, en référence à la loi empirique de Sternberg (voir chapitre 1). L'efficacité de l'abrasion, quantifiée par ce taux (%/km) peut être influencée par différents facteurs :

- **La lithologie** : C'est le facteur le plus important. On observe des variations de plusieurs ordres de grandeurs entre le taux mesuré pour des matériaux très durs (cristallins) tels que le granit, et ceux de roches plus tendres, sédimentaires. La figure 3.1 récapitule un grand nombre de mesures pour différentes lithologies.
- **La forme des matériaux** : Kuenen (1956) indique que l'angularité a un effet positif sur l'efficacité de l'abrasion mais que la forme de départ a une influence négligeable.
- **La vitesse** : Kuenen (1956) montre que l'abrasion augmente avec la vitesse, ce que confirme le tambour de Kodama (1994) qui permet d'atteindre des vitesses d'impact de 3 m/s et donc des taux d'abrasion beaucoup plus élevés que les études précédentes. L'influence de la vitesse est cependant moindre dans les expériences de Lewin and Brewer (2002)
- **La taille** : Il n'y a pas de consensus sur ce facteur. La loi de Sternberg prédit une abrasion indépendante de la taille, Kuenen (1956) suggère que les plus petits galets vont plus vite donc s'érodent plus vite, tandis que les mesures de Lewin and Brewer (2002) indiquent plutôt que l'abrasion augmente avec la taille.
- **La charge du dispositif** : Lewin and Brewer (2002) montre que la charge du système influence le taux d'abrasion. De même, Attal and Lave (2009) recommandent d'utiliser une charge minimale à partir de laquelle l'abrasion est constante pour des conditions de transport équivalentes.
- **La distribution granulométrique** : Dans le cas d'une granulométrie étendue, Kodama (1994) montre que les plus petites particules sont érodées beaucoup plus rapidement que dans le cas monodisperse.

- **La présence de particules fines** : Les résultats de Kuenen (1956) indiquent que des particules d'argile en suspension n'ont pas d'influence tandis que des particules de sable plus grossières augmentent les taux d'abrasion.
- **L'état d'altération** : C'est aussi un facteur important. Bradley (1970) obtient des taux d'abrasion pour des matériaux altérés 3 à 5 fois supérieurs à ceux des matériaux sains. Cette différence diminue à mesure que la couche altérée est éliminée, c'est pourquoi les taux d'abrasion de matériaux naturels altérés diminuent au cours du temps dans les expériences de Jones and Humphrey (1997). Ceci met en évidence les interactions entre processus mécaniques de dégradation, du type de ceux testés dans ce chapitre, et processus physico-chimiques de plus long-terme, tels qu'évoqués au chapitre 2.

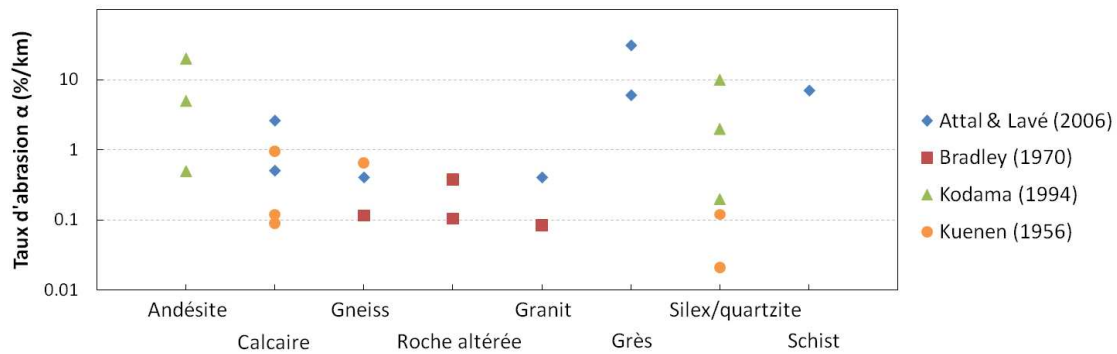


FIGURE 3.1 – Exemples de taux d'abrasion mesurés expérimentalement pour différentes lithologies.

3.2.3 Les limites de ces expériences

Ce type d'expérience a souvent été utilisé comparativement à des mesures de downstream fining dans des lits de rivières (voir chapitre 1), et dans la plupart des cas, les diminutions de tailles mesurées expérimentalement étaient bien plus faibles que celles observées sur le terrain. Plutôt que de conclure que ces dispositifs sont inadaptés, il faut bien avoir conscience que :

- On ne mesure que la dégradation, alors que les effets du tri sélectif peuvent être importants sur le terrain, voir dominants dans le downstream fining.
- On ne mesure que la dégradation due à des processus mécaniques, et les effets de long-terme tels que l'altération physico-chimique peuvent être aussi importants sur le terrain.
- Certains dispositifs ne génèrent parfois pas des sollicitations suffisantes pour reproduire des conditions de transport réalistes.

Dans la limite de ces considérations, les dispositifs expérimentaux d'étude de la dégradation mécanique sont des outils utiles, généralement robustes et faciles à mettre en oeuvre,

et donnent accès à des données intéressantes pour l'étude des processus de dégradation. C'est donc plutôt l'interprétation de ces données et la comparaison à des mesures de terrain qui demande une grande rigueur.

3.3 Méthodes expérimentales

3.3.1 Les dispositifs utilisés

Quatre types de dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour cette étude. Un canal circulaire de grande dimension (Nancy), et son modèle réduit, un tambour tournant autour d'un axe horizontal de grande dimension (Boku) et un petit tambour mis au point au Cemagref. Cependant, au cours des expériences en tambour, on a constaté que le mode de transport principal était le frottement sur le fond, ce qui était à l'origine de taux d'abrasion plus irréguliers et plus faibles que ceux observés dans les canaux circulaires. Pour cette raison, on a finalement privilégié pour notre étude le canal circulaire mis au point par Attal et al. (2006), qui permet de reproduire la physique de l'entraînement hydrodynamique des sédiments, et d'atteindre des vitesses de 4 m/s similaires à celles mesurées à Draix pendant les crues. Le modèle réduit, utilisé en parallèle, ne reproduit pas des conditions de transport et d'abrasion aussi réalistes, mais permet de suivre un petit nombre de cailloux et d'identifier des processus à l'échelle d'un individu. Seuls les résultats obtenus dans ces deux derniers dispositifs seront donc présentés ici.

3.3.1.1 Le grand canal

La majorité des expériences présentées dans la suite de ce chapitre ont été réalisées dans le canal circulaire décrit par Attal et al. (2006). Il s'agit d'un canal annulaire de largeur 30 cm, avec un diamètre externe de 1.5 m et un diamètre interne de 0.9 m. La hauteur de la paroi extérieure est de 1.5 m tandis que la hauteur de la paroi intérieure est de 0.6m. L'écoulement est assuré par 4 injections tangentielles alimentées par une pompe, et l'eau en excès est évacuée par surverse par-dessus la paroi intérieure du canal. (voir figure 3.2). Le dispositif fonctionne en recirculation, c'est-à-dire que l'eau évacuée par l'intérieur du canal s'écoule dans une cuve de 5 m³ située sous le canal, depuis laquelle la pompe est alimentée. Dans la zone à l'intérieur du canal par laquelle s'écoule l'eau en surverse, un tamis de maille 0.5 mm est mis en place afin de permettre de récupérer les sédiments de taille supérieure à cette dimension mais suffisamment fins pour être en suspension et donc évacués avec l'eau.

Pour des écoulements de vitesse suffisante, un vortex se crée dans le canal, et la différence de hauteur Δh entre le niveau de l'eau contre la paroi extérieure et le niveau de l'eau à la

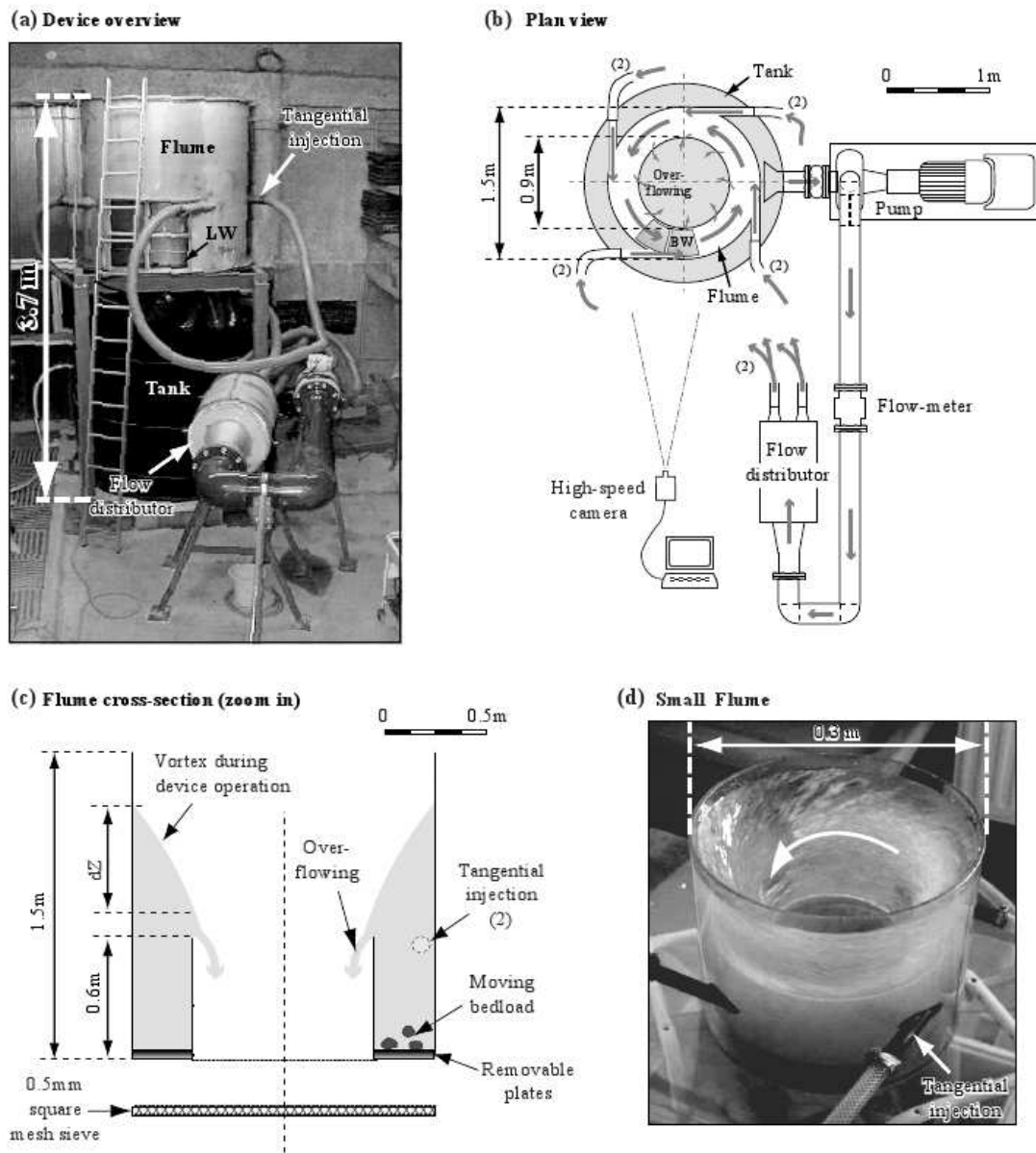


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimentaux. a) Photo du grand canal et de la cuve de recirculation. b) Vue de dessus du grand canal. c) Coupe transversale du grand canal. d) Photo du modèle réduit. (d'après Attal and Lave (2009)).

paroi intérieure du canal est reliée à la vitesse moyenne de l'eau U par la formule suivante :

$$\Delta h \approx \frac{U^2 L}{gr_m} \quad (3.1)$$

L étant la largeur du canal, g l'accélération de la pesanteur et r_m le rayon de courbure moyen du canal. La hauteur de la paroi extérieure limite donc la vitesse moyenne de l'écoulement à environ 4 m/s. Les mesures de Attal et al. (2006) montrent que le champ de vitesse est uniforme à faible rugosité.

Le fond du canal est composé de gomme lisse, on étudie par conséquent uniquement les interactions entre cailloux.

Le système pompes et variateur permet d'explorer des débits allant de 0 à 380 m^3/h . La relation entre débit et vitesse de l'eau dépend de la charge, et a été étalonnée par les concepteurs du dispositif en utilisant l'équation 3.1.

Les matériaux sont introduits dans le canal et mis en mouvement par l'écoulement d'eau. Une vitre en plexiglas sur le côté et sur le fond du canal permet de visualiser le transport des sédiments, et des mesures à la caméra rapide ont permis de calibrer la relation entre la vitesse du fluide et la vitesse des sédiments (Attal and Lave, 2009).

Les concepteurs de ce dispositif ont montré que la charge pouvait avoir une influence sur les taux d'abrasion mesurés, et émis des recommandations sur les valeurs de charge à utiliser en fonction de la granulométrie testée pour s'affranchir de cet effet. Dans les gammes granulométriques qui nous intéressent, le bon fonctionnement du dispositif requiert une charge en sédiments supérieure à 35 kg. On utilise des échantillons de marne d'une quinzaine de kg, qui sont donc complétés par 20 kg de quartzite de granulométrie similaire, dont on montrera par la suite qu'ils n'ont pas d'effet sur l'abrasion des marnes.

3.3.1.2 Le petit canal

Un modèle réduit à l'échelle 1/5 du canal présenté précédemment a été construit par les mêmes auteurs. L'intérêt de ce modèle réduit est qu'il permet de suivre un petit nombre de cailloux et d'identifier des processus à l'échelle d'un individu. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- Diamètre externe 0.3 m et diamètre interne 0.14 m
- Hauteur du canal 0.15 m
- Vitesse de l'eau 1 m/s. Ce canal ne dispose pas de variateur, par conséquent la vitesse est constante dans la gamme de charges utilisées.
- Vitesse des sédiments : 0.65 m/s.
- Fond lisse en silicone

Similairement au grand canal, les concepteurs recommandent d'utiliser une charge supérieure à 400 g pour s'assurer que la mesure du taux d'abrasion est indépendante de la charge.

3.3.2 Les matériaux

Les matériaux utilisés pour les expériences proviennent du lit des torrents du Laval et du Bouinenc. Ils ont été prélevés dans les lits en dehors des périodes de crues et on fait l'hypothèse généralement admise selon laquelle, en l'absence de phénomène notable de pavage, les matériaux du lit sont représentatifs de ceux transportés en charriage pendant les crues. Les sédiments ont été prélevés de façon aléatoire. Il faut cependant préciser que les plus fragiles s'émiettant soit lors du ramassage, soit au cours du transport, on a inévitablement sélectionné pour les expériences un échantillon sans doute un peu plus résistant que la moyenne des matériaux du lit. Ainsi si les 10% (en masse) les plus fragiles n'ont pas été prélevés, et que le taux d'abrasion de cette fraction est deux fois supérieur à celui du reste des matériaux, cela conduit à une sous-estimation de 10% du taux d'abrasion pour l'ensemble des matériaux du lit.

Les matériaux complémentaires utilisés pour les expériences sont des galets de calcaire ou quartzite de forme arrondie dont les taux d'abrasion sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à ceux des marnes (Kuenen (1956) indique par exemple 0.02%/km).

3.3.3 Les expériences

3.3.3.1 Les expériences en petit canal circulaire

Pour les expériences dans le petit canal, on réalise d'une part des expériences de suivi d'individus, d'autre part des expériences de suivi de population. On teste l'influence des facteurs suivants :

- La provenance des matériaux. Des essais sont réalisés sur des marnes provenant du Laval et du Bouinenc.
- Le mélange de lithologies. Certains essais sont réalisés avec uniquement des marnes tandis que d'autres sont réalisés avec un mélange de marne et d'une autre lithologie (calcaires ou quartz).

Les différents essais sont récapitulés dans le tableau 3.1. Les expériences durent de 70 à 200 minutes et sont interrompues à intervalles de temps réguliers pour mesurer l'évolution de la masse de la population de marnes ou des individus.

3.3.3.2 Les expériences dans le grand canal circulaire

Pour les expériences dans le grand canal, sept essais sont réalisés en faisant varier les paramètres suivants :

- La vitesse de transport. On utilise des débits de 140 à 350 m^3/h , correspondant à des vitesses de transport des cailloux de 0.8 à 1.8 m/s.

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des essais réalisés dans le petit canal.

Essai	PC 1	PC 2	PC 3	PC 4	PC 5
Type d'essai	individu	individu	population	population	population
Provenance	Laval	Bouinenc	Laval	Bouinenc	Bouinenc
Matériau	5 marnes + 380 g de quartzite	5 marnes + 380 g de quartzite	439 g marne	434 g marne	444 g marne
Essai	PC6	PC7	PC8	PC9	
Type d'essai	population	population	population	population	
Provenance	Bouinenc	Laval	Laval	Laval	
Matériau	403 g marne	582 g marne	256 g marne + 343 g cal- caire	258 g marne + 342 g quartz	

- L'étendue granulométrique. On utilise soit un échantillon monodisperse composé d'individus d'une seule classe granulométrique (20-32 mm), soit des échantillons de granulométrie étendue. Dans le cas d'une granulométrie étendue, la même distribution granulométrique est reproduite à chaque fois (voir figure 3.3), avec des individus de diamètre compris entre 5 et 60 mm au début de l'expérience et un D_{50} de 26 mm.
- La provenance des matériaux. On utilise soit des marnes provenant du lit du Laval, soit provenant du lit du Bouinenc, torrent dans lequel se jette le Laval.

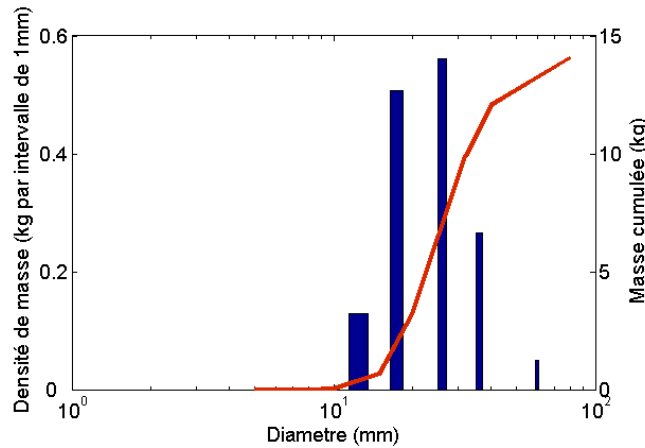


FIGURE 3.3 – Granulométrie initiale des échantillons polydisperses utilisés dans le grand canal. Le poids de chaque classe est adimensionné par la largeur de la classe, voir les dimensions au paragraphe 3.3.4.

Les différents essais sont récapitulés dans le tableau 3.2. Dans tous les cas, le dispositif est chargé avec 15 kg de marnes et 20 kg de quartzites. Les expériences durent de 30 à 120

minutes avec le même échantillon, et sont interrompues toutes les 10 ou 20 minutes pour mesurer l'évolution de la population.

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des essais réalisés dans le grand canal.

Essai	GC 1	GC 2	GC 3	GC 4
Provenance	Laval	Laval	Laval	Laval
Etendue granulo	Polydisperse	Polydisperse	Polydisperse	Polydisperse
Débit (m^3/h)	250	140	180	220
Durée (min)	60	60	30	30
Essai	GC 5	GC 6	GC 7	
Provenance	Laval	Laval	Bouinenc	
Etendue granulo	Polydisperse	Monodisperse	Polydisperse	
Débit (m^3/h)	350	250	250	
Durée (min)	30	120	60	

3.3.4 Mesures

Chaque expérience est interrompue à intervalles de temps réguliers pour mesurer l'évolution des matériaux transportés. Dans le cas du petit canal, on mesure soit la masse de chaque individu pour les essais PC1 et PC2, soit la masse totale de marnes pour les essais PC3 à PC6. Pour les essais PC7 à PC9, on ne mesure que la masse finale. Dans le cas du grand canal, on tamise l'échantillon aux tailles 40, 32, 20, 15, 10, 8 et 5 mm puis on décompte le nombre d'individus dans chaque fraction granulométrique et on les pèse. Les taux d'abrasion sont ensuite calculés en inversant la formule de Sternberg de la façon suivante, $l(t)$ étant la distance parcourue et $M(t)$ la masse à l'instant t .

$$\alpha = \frac{1}{l(t)} \ln \left(\frac{M_0}{M(t)} \right) \quad (3.2)$$

3.4 Résultats

3.4.1 Résultats du petit canal

3.4.1.1 Les processus de dégradation

On emploie généralement le terme d'abrasion pour qualifier l'ensemble des processus de dégradation responsables de la diminution de masse des sédiments au cours du transport. Cependant, ce terme peut regrouper plusieurs processus (Kuenen, 1956). Dans les expériences PC1 et PC2, le petit nombre de cailloux et le choix d'individus de formes et de masse différentes permet de reconnaître chacun au cours de l'expérience. On peut ainsi suivre le devenir de chaque caillou initialement introduit dans le canal. Dans le cas de

l'expérience PC2 avec des marnes du Bouinenc, les 5 individus sont conservés après 203 min de transport, et la diminution de masse observée sur chacun d'entre eux est due à l'abrasion surfacique, qui tend à arrondir les particules. En revanche, dans l'expérience PC1 avec des marnes du Laval, on retrouve à la fin 8 individus au lieu des 5 initialement présents (voir figure 3.4). Au vu de leur masse et de leur forme, on peut identifier que trois de ces particules proviennent de la fragmentation d'un seul caillou. Deux processus de dégradation sont donc ici mis en évidence : l'abrasion surfacique et la fragmentation.

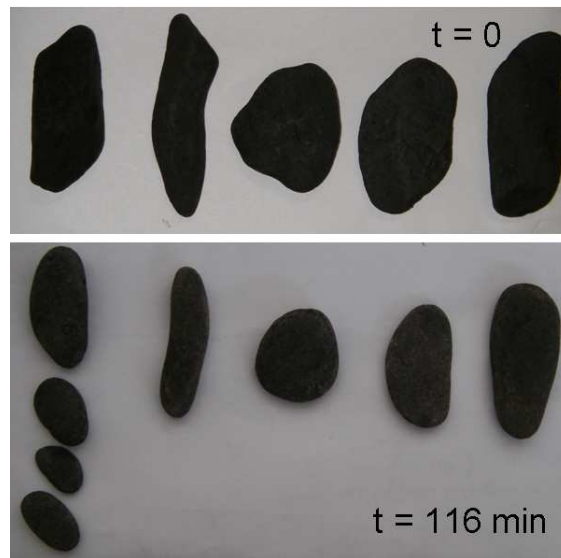


FIGURE 3.4 – Cailloux de marne du Laval utilisés pour l'expérience PC1, au début de l'expérience et après 116 minutes de transport.

3.4.1.2 Evolution de la masse au cours du transport

La figure 3.5 représente l'évolution au cours du temps du logarithme de la masse des individus des expériences PC1 et PC2, normalisée par leur masse initiale. Les ajustements linéaires rendent bien compte de cette évolution, excepté dans le cas du caillou L1, qui correspond à un caillou ayant subi des fragmentations pendant l'expérience. Pour les marnes du Laval comme pour celles du Bouinenc, la loi de Sternberg est donc bien adaptée pour décrire l'évolution de la masse d'un individu, et on peut définir des coefficients d'abrasion pour chaque caillou, présentés dans le tableau 3.3. De la même façon, pour les expériences PC3 à PC6, on observe que l'évolution de la masse de la population de marnes peut être correctement représentée par une loi de Sternberg dont le coefficient α est estimé et présenté dans le tableau 3.4.

Qu'il s'agisse d'individus suivis séparément ou d'une population de cailloux de tailles

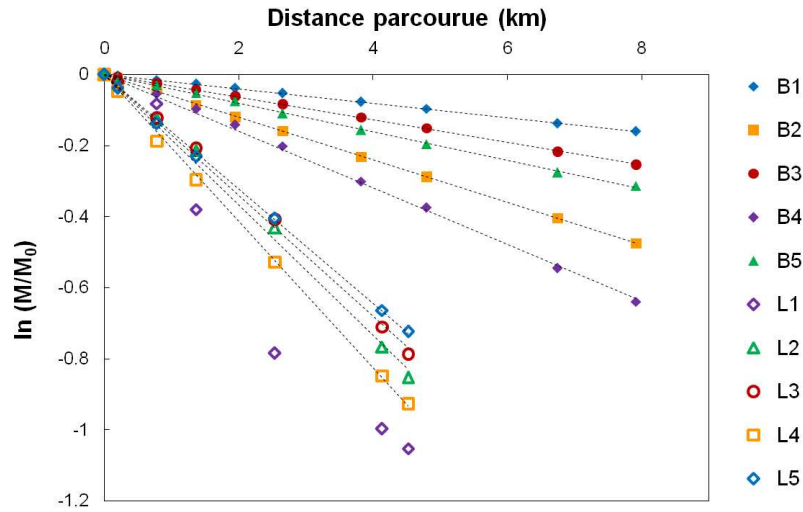


FIGURE 3.5 – Evolution de la masse de cailloux de marnes issus du Laval (L1 à L5) et du Bouinenc (B1 à B5) au cours du temps. Les lignes en pointillés représentent les ajustements par des lois logarithmiques de type Sternberg

TABLE 3.3 – Taux d’abrasion estimés pour les expériences de suivis d’individus en petit canal PC1 et PC2.

Provenance	Individu	α (%/km)	R^2
Bouinenc (PC2)	B1	2.0	0.9998
	B2	6.0	0.9996
	B3	3.2	0.9997
	B4	8.0	0.9984
	B5	4.0	0.9992
	Moyenne	4.6	
Laval (PC1)	L1	fragmentation	
	L2	18.3	0.9953
	L3	17.0	0.997
	L4	20.6	0.9988
	L5	16.1	0.9993
	Moyenne	18.0	

diverses, la loi empirique de Sternberg rend donc correctement compte de la diminution de masse observées au cours des expériences.

3.4.1.3 Effets de la lithologie et du mélange

Sur la figure 3.6 sont représentés les taux d’abrasion obtenus pour l’ensemble des expériences réalisées dans le petit canal. Pour les essais PC1 à PC6, ces taux proviennent de

TABLE 3.4 – Taux d’abrasion estimés pour les expériences de suivis de population en petit canal PC3 à PC6

Expérience	Provenance	α (%/km)	R^2
PC3	Laval	18.4	0.9874
PC4	Bouinenc	4.9	0.9997
PC5	Bouinenc	3.0	0.9993
PC6	Bouinenc	3.3	1.0

l’ajustement de la loi de Sternberg sur les mesures d’évolution de masse tandis que pour les essais PC7 à PC9, ils sont calculés à partir de la mesure de masse finale grâce à la formule 3.2. On constate que la principale source de variation est la provenance des marnes utilisées. Ainsi, la moyenne des taux d’abrasion pour les cailloux du Bouinenc est de 3.8% contre 16.4% pour les cailloux du Laval

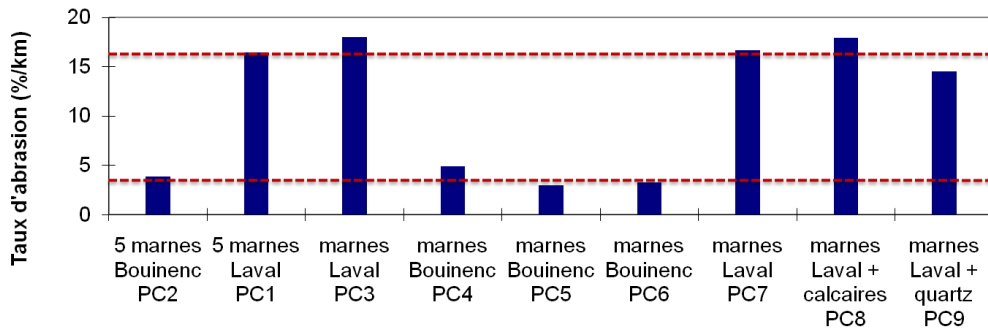


FIGURE 3.6 – Taux d’abrasion obtenus pour les différentes expériences dans le petit canal. En traits pointillés rouges sont indiquées les moyennes pour les marnes du Laval (16.4%/km) et du Bouinenc (3.8%/km).

Les taux obtenus pour les essais sur les individus sont similaires à ceux obtenus pour les suivis de population, même si on a vu précédemment que pour un caillou soumis à la fragmentation, l’évolution de la masse n’était pas régulière. Dans le cas d’une population, de tels événements surviennent peut-être mais leur effet non-linéaire est lissé par le grand nombre de cailloux.

Enfin, on constate aussi que les taux d’abrasion obtenus pour une population de marnes seules (PC3 et PC7), mélangées à des calcaires (PC8) ou à des quartz (PC9) sont très proches. La présence d’une autre lithologie n’influence donc pas le taux d’abrasion des marnes, ou de façon non-significative. Il y a certainement des interactions entre les cailloux des différentes lithologies pendant le transport, mais le contact avec un calcaire ou un quartz ne semble pas engendrer une dégradation plus ou moins importante des cailloux

marneux que le contact avec des cailloux de même nature. Ceci permet de confirmer l'hypothèse faite dans le chapitre 1 selon laquelle le mélange des marnes et des calcaires n'influçait pas leur vitesse d'abrasion.

3.4.2 Résultats du grand canal

3.4.2.1 Les taux d'abrasion

L'évolution des taux d'abrasion au cours du temps : L'évolution des taux d'abrasion calculés avec la formule 3.2 pour les différentes expériences réalisées dans le grand canal est représentée sur la figure 3.7. Les taux obtenus varient de 4 à 41 %/km et sont parmi les valeurs les plus élevées observées dans la littérature (voir figure 3.1). Ils sont d'autre part environ deux fois plus élevés que ceux obtenus dans le petit canal.

Une première observation faite sur presque toutes les expériences est la diminution du taux d'abrasion mesuré au cours du temps. Une explication possible de ceci pourrait être une fragmentation accrue pendant le début de l'expérience, du fait de la présence de fissures et de fragilités préexistantes dans les matériaux utilisés. Cet effet a déjà été noté par Bradley (1970) sur des granits altérés, et par Attal and Lave (2009) au cours d'expériences réalisées sur des calcaires dans ce même canal. On remarque en revanche que les cailloux du Bouinenc ne présentent pas cette diminution. En effet, les marnes du Bouinenc sont plus compactes, et ne doivent pas comporter autant de microfissures que celles du Laval. Enfin, ce motif n'apparaît pas non plus pour l'essai à $140 \text{ m}^3/\text{h}$ mais on verra par la suite que dans cet essai, les cailloux ne sont probablement pas tous mis en mouvement et les phénomènes de fragmentation sont donc largement réduits dans ce cas.

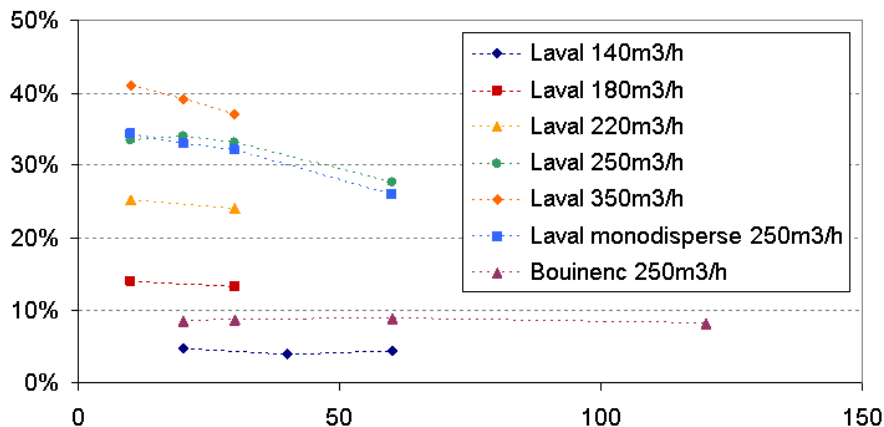


FIGURE 3.7 – Évolution au cours du temps des taux d'abrasion obtenus pour les différentes expériences dans le grand canal

L'influence de la vitesse de transport : Les essais GC1 à GC5 permettent de regarder l'évolution du taux d'abrasion avec la vitesse de transport. D'après les calibrations effectuées par J. Lavé, les vitesses de transport de cailloux dans cette gamme granulométrique et pour ces débits de pompe sont de 0.8, 0.9, 1.2 et 1.8 m/s. On constate que le taux d'abrasion est croissant avec la vitesse de transport. Ceci semble cohérent avec les résultats de Attal and Lave (2009), et s'explique par plusieurs phénomènes : d'une part, des impacts plus violents provoquent plus de fragmentation, qui est un processus de réduction de taille plus efficace, et on s'attend d'autre part à ce que cette fragmentation produise des particules anguleuses plus vulnérables à l'abrasion. Dans le cas de l'essai GC2 avec un débit de $140 \text{ m}^3/\text{s}$, on suppose néanmoins qu'un second effet limite le taux d'abrasion mesuré. Le taux d'abrasion est en effet calculé à partir de la perte de masse de toute la population de marnes et fait intervenir une vitesse de transport moyenne pour ces matériaux. Or, à très faible débit, on remarque que les cailloux ne sont pas tous en mouvement pendant l'expérience, la vitesse moyenne mesurée estimée au vu du parcours des particules en mouvement ne correspond donc sans doute pas à la vitesse moyenne de toute la population, et le taux d'abrasion est ainsi sous-estimé.

L'influence de la lithologie : De façon similaire à ce qui a été observé dans le petit canal, on remarque que les taux d'abrasion pour les marnes du Bouinenc sont à peu près quatre fois plus faibles que ceux pour les marnes du Laval. Ceci confirme l'influence prépondérante de la lithologie et des propriétés mécaniques du matériau sur son taux d'abrasion. Dans le cas des marnes, il s'agit d'un matériau relativement hétérogène avec des éléments de résistance plus ou moins grande, mais du fait de l'abrasion rapide des éléments les plus fragiles, seuls les plus résistants subsistent dans le lit du Bouinenc qui se trouve à l'aval des bassins étudiés.

L'influence de l'étendue granulométrique : La comparaison des essais GC1 et GC6 réalisés dans les mêmes conditions expérimentales avec une distribution monodisperse ou polydisperse de D_{50} identique montre que l'étendue granulométrique n'a pas d'influence sur le taux d'abrasion. Attal and Lave (2009) ont montré que dans une population monodisperse, un élément seul plus petit que les autres avait tendance à être plus rapidement érodé tandis qu'un élément seul plus gros s'érodait plus lentement. On constate ici que le fait d'utiliser une granulométrie étendue n'augmente pas la vitesse à laquelle les matériaux sont dégradés. Il faut souligner que la trajectoire des cailloux dans le canal est légèrement influencée par la taille des particules considérées, et qu'une certaine ségrégation radiale en fonction de la taille pourrait en résulter. Cependant, on n'a jamais observé en ramassant les cailloux dans le canal de motif évoquant une telle ségrégation.

3.4.2.2 L'évolution des distributions granulométriques

Les mesures de granulométrie réalisées permettent de suivre l'évolution de la distribution des tailles des galets de marnes au cours de l'expériences. La figure 3.8 présente l'évolution des granulométries pour les essais GC1, GC5 et GC6 et GC7.

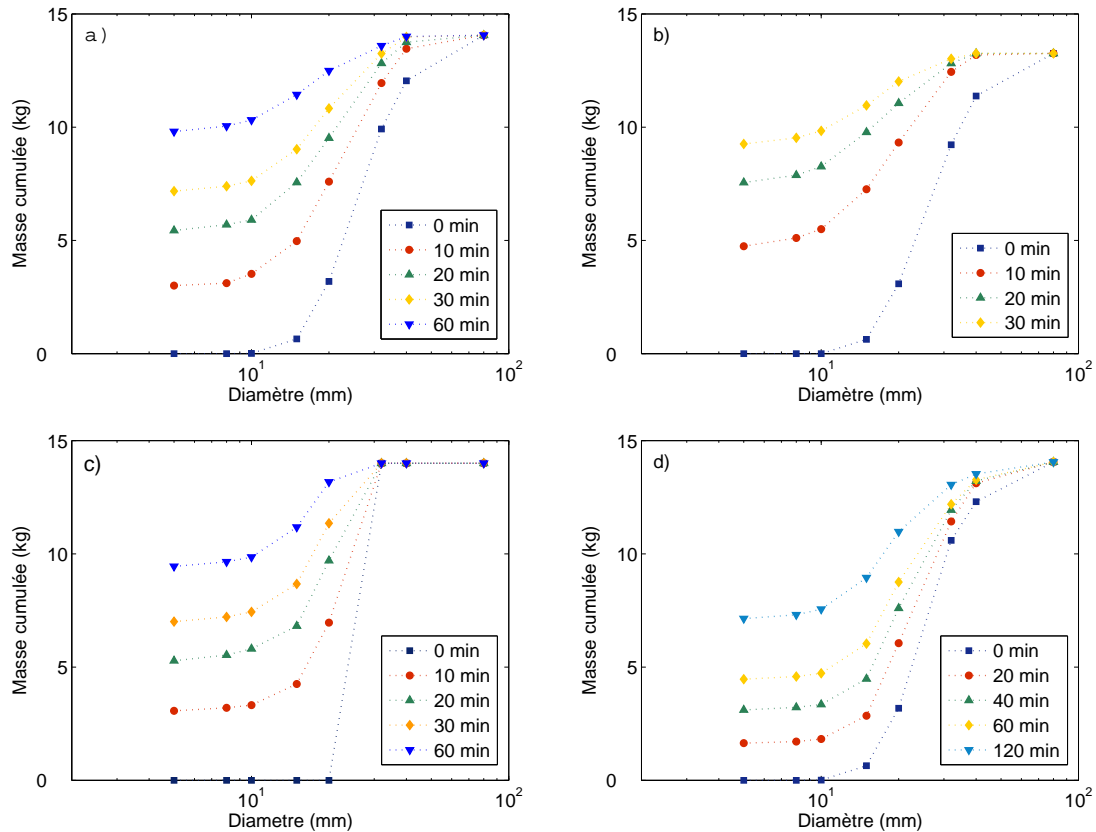


FIGURE 3.8 – Expériences dans le grand canal : Evolution de la granulométrie de : a) Un échantillon polydisperse de marne du Laval à débit $250 \text{ m}^3/h$ (GC1). b) Un échantillon polydisperse de marne du Laval à débit $350 \text{ m}^3/h$ (GC5). c) Un échantillon monodisperse de marne du Laval à débit $250 \text{ m}^3/h$. d) Un échantillon polydisperse de marne du Bouinenc à débit $250 \text{ m}^3/h$.

Évolution du D_{50} : On constate pour toutes les expériences un décalage de la courbe granulométrique vers les petites tailles, qu'on peut quantifier par la mesure du D_{50} . Celui est estimé par interpolation des courbes expérimentales, lorsque celles-ci le permettent c'est-à-dire lorsque le D_{50} est supérieur à 5 mm. La figure 3.9 montre l'évolution du D_{50} pour les différentes expériences. La diminution est plus rapide lorsque le débit donc la vitesse de transport augmente, et beaucoup plus lente pour les marnes du Bouinenc. On

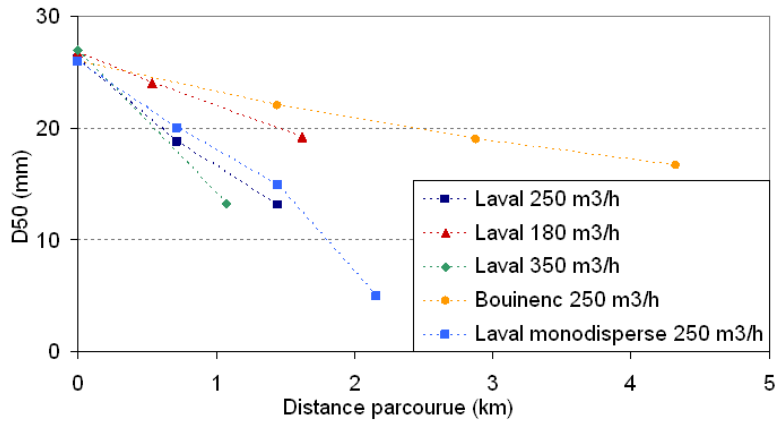


FIGURE 3.9 – Evolution du diamètre médian au cours des expériences.

ne voit pas de distinction notable entre échantillon monodisperse et polydisperse.

Production de fines : Les courbes expérimentales mettent aussi en évidence l'importante production de particules fines, c'est-à-dire de taille inférieure à 5 mm qui est la limite de résolution au tamis. Dans notre traitement, on a considéré que toute la masse manquante par rapport à l'échantillon initial était passée sous forme de particules fines. Cette proportion de fines correspond à la masse perdue définie par la loi de Sternberg. Elle atteint 70% au bout d'une heure pour une expérience à débit de $250 \text{ m}^3/h$, qu'il s'agisse d'un échantillon monodisperse ou polydisperse. Pour un débit plus élevé de $350 \text{ m}^3/h$, une demi-heure est suffisante pour produire 70% de fines. Dans le cas de l'expérience sur les marnes du Bouinenc, elle atteint à peine 50% au bout de deux heures d'expérience. Sur la figure 3.10 sont représentées les évolutions des granulométries non-cumulées pour les essais GC1 et GC7 (Laval polydisperse puis monodisperse à débit $250 \text{ m}^3/h$). On remarque que la distribution initialement unimodale évolue dès les premières mesures (10 minutes) en une distribution bi-modale avec un fort pic dans les petites tailles ($<5 \text{ mm}$) correspondant aux particules fines produites par abrasion ou microfragmentation.

Déformation des courbes granulométriques : On mesure les D_{90} sur les distributions expérimentales de façon similaire à ce qui a été fait pour les D_{50} . La différence $D_{90} - D_{50}$ est ici choisie comme indicateur de la déformation de la distribution dans les grandes tailles. Les valeurs obtenues pour l'essai GC1 choisi comme exemple sont représentées dans le tableau 3.5.

On constate que la différence $D_{90} - D_{50}$ n'a pas une évolution monotone, comme on le supposerait en présence uniquement d'abrasion, mais qu'elle décroît puis croît au cours de

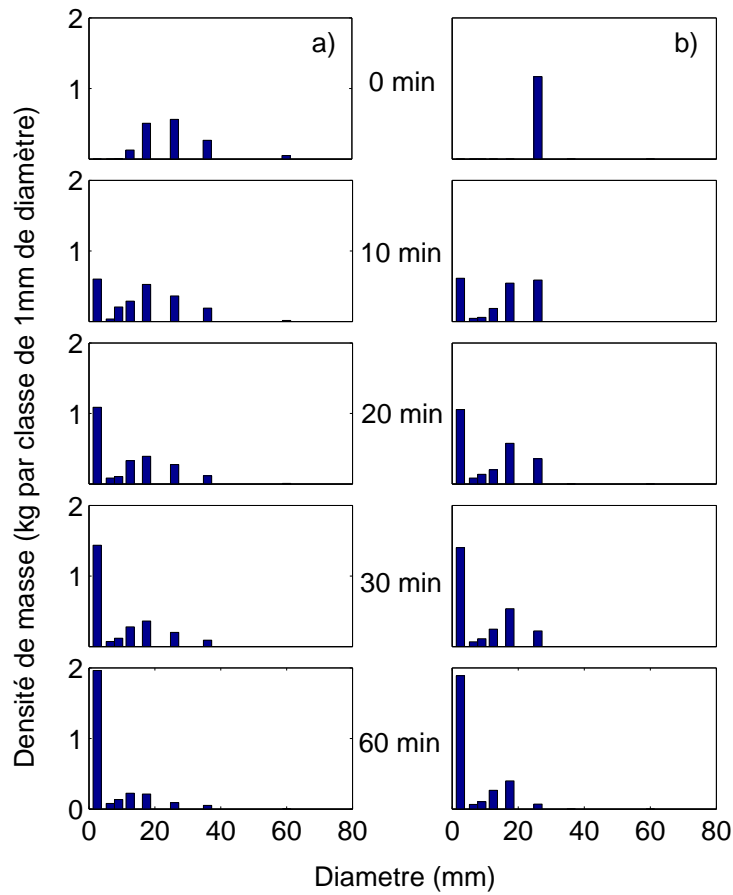


FIGURE 3.10 – Evolution de la granulométrie non-cumulée de : a) Un échantillon poly-disperse de marne du Laval à débit $250 \text{ m}^3/h$ (GC1). b) Un échantillon monodisperse de marne du Laval à débit $250 \text{ m}^3/h$ (GC6). (Les données sont normalisées par la taille de la classe granulométrique de mesure et exprimées en kg pour une classe de diamètre de référence de largeur 1mm).

TABLE 3.5 – D_{90} et D_{50} extraits des courbes expérimentales par interpolation

Temps (min)	D_{90} (mm)	D_{50} (mm)	$D_{90} - D_{50}$ (mm)
0	42.5	26.4	16.1
10	34.5	19	15.5
20	31.3	13.2	18.1
30	28.5	< 5	> 23.5
60	21.5	< 5	> 16.5

l'expérience. Ceci semble indiquer une fragmentation importante en début d'expérience qui accélérerait la disparation des particules grossières au profit de particules de taille

intermédiaire. On commentera plus en détail au chapitre 6 l'évolution de cet indicateur en présence d'abrasion et/ou de fragmentation.

3.5 Conclusions et perspectives

Les expériences réalisées ont permis de déterminer un taux de dégradation correspondant aux effets des sollicitations mécaniques pendant les crues. Ce taux de dégradation dépend de la provenance des marnes et est plus élevé dans les bassins versants amont. Il dépend aussi de la vitesse, et décroît légèrement au cours des expériences. Les taux d'abrasion obtenus s'étalent de 9%/km pour le cas de marnes du Bouinenc à vitesse modérée à environ 40%/km pour les marnes du Laval transportées à grande vitesse.

La comparaison des taux expérimentaux pour le Bouinenc avec les taux mesurés dans le lit de ce torrent (de l'ordre de 35%/km), indique que la dégradation mécanique pendant les crues n'est pas le seul facteur explicatif des motifs observés sur le terrain.

De façon similaire, si l'on compare les taux de dégradation obtenus en canal pour les marnes du Laval aux taux de dégradation dus aux processus de long-terme entre les crues (cf chapitre 1), on constate que ces deux taux sont du même ordre de grandeur. Ceci confirme donc l'idée selon laquelle les deux principales sources de dégradation agissant à deux échelles de temps différentes ont un effet quantitativement comparable sur la dégradation globale des matériaux marneux.

Ne disposant pas de mesures de dégradation sur le terrain dans le lit du Laval, ni de données sur la sensibilité des marnes du Bouinenc aux phénomènes climatiques, il n'est malheureusement pas possible de comparer exactement les trois types de dégradation pour un site unique. Au vu des résultats des chapitres 1, 3 et 2, il apparaît cependant clairement que les deux types de phénomènes de court et long terme sont nécessaires pour expliquer les mesures intégrées de terrain et ont une influence quantitativement comparable.

Les observations pendant ces expériences ont par ailleurs mis en évidence le rôle de deux processus dans la dégradation mécanique : la fragmentation et l'abrasion. les chapitres 4 et 5 proposent des approches à l'échelle d'un caillou pour étudier plus en détail ces mécanismes de rupture. Se pose aussi la question de savoir quelle est la part relative de ces deux processus dans la dégradation et comment comparer leur efficacité dans le cas d'un matériau comme la marne. Le chapitre 6 propose donc une modélisation sur la base d'une description statistique de la fragmentation et de l'abrasion afin d'investiguer le rôle de chacun de ces processus et de tenter de répondre à cette question.

Étude expérimentale de la fragmentation des marnes

Sommaire

4.1	Introduction	51
4.2	Méthodes	52
4.2.1	Principe	52
4.2.2	Description du matériau	52
4.2.3	Caractérisation de la vitesse d'impact	53
4.2.4	Caractérisation de la fragmentation	53
4.3	Résultats	54
4.3.1	Loi de probabilité de rupture	54
4.3.2	Distribution de masse des fragments	55
4.4	Discussion	56
4.4.1	Probabilité de rupture et facteurs d'influence	56
4.4.2	Distribution de masse des fragments	57
4.5	Conclusions	58

4.1 Introduction

Les expériences de transport du chapitre 3 montrent que la fragmentation des marnes au cours du transport est un processus de réduction de taille qui contribue à leur dégradation. Pour mieux comprendre ce phénomène et identifier les facteurs qui le contrôlent, il est nécessaire de l'étudier à l'échelle d'un caillou de marne. A partir d'une approche expérimentale puis statistique, ce chapitre a pour objectif de décrire la probabilité de rupture d'un bloc de marne en fonction de son environnement, et d'étudier le résultat d'un tel événement de fragmentation en termes de distribution de masses de fragments (Le Bouteiller et al., 2010).

4.2 Méthodes

4.2.1 Principe

Des cailloux marneux (granulométrie 20-200 mm) provenant du lit de torrents de Draix sont utilisés. On les lâche au-dessus d'un plan rigide sur lequel ont lieu les impacts, et on observe si une rupture par fragmentation a lieu. Les variables auxquelles on s'intéresse sont la masse, la vitesse d'impact, le nombre d'impacts déjà subis par le caillou, l'état initial de surface, ainsi que la saturation en eau.

4.2.2 Description du matériau

La masse des cailloux marneux utilisés varie de 50 à 2000 g. Les marnes sont majoritairement constituées de carbonates et d'argiles, et les expériences de calcimétrie décrites au chapitre 1 ont permis de montrer que les marnes noires de Draix contiennent 45% de carbonates.

Les matériaux marneux sont caractérisés par une structure schisteuse anisotrope et un réseau de microfissures internes. Cette structure est une source importante d'hétérogénéité dans l'échantillon de cailloux utilisé pour les expériences, et on souhaite la prendre en compte en la caractérisant par un indicateur simple. On choisit de ne s'intéresser qu'à l'état apparent de fissuration de la surface, facilement observable, en supposant que cet état traduise correctement l'état de fissuration interne du caillou. On définit alors un index semi-quantitatif de l'état de fissuration de surface comme suit :

- Index 0 : surface lisse
- Index 1 : surface discontinue mais sans fissures
- Index 2 : fissures apparentes de longueur inférieure à 30% de la taille du caillou
- Index 3 : fissures apparentes de longueur comprise entre 30 et 60% de la taille du caillou
- Index 4 : fissures apparentes de longueur supérieure à 60% de la taille du caillou

Deux exemples de cailloux auxquels on a attribué respectivement les index 1 et 4 sont présentés sur la figure 4.1

Afin d'étudier l'influence de la saturation en eau, des expériences sont réalisées avec des matériaux secs (non-saturés) et saturés. Les matériaux saturés sont maintenus pendant plusieurs heures dans l'eau, et on vérifie que ce temps est suffisant pour observer une humectation de l'intérieur du caillou. Les autres cailloux sont simplement laissés à l'air libre. Il ne s'agit donc pas d'une mesure précise de l'état de saturation, mais plutôt de l'exploration du rôle potentiel de cette variable par l'étude de deux valeurs extrêmes.

Lorsqu'un caillou n'est pas fragmenté à l'impact, il est recyclé pour des expériences ultérieures. Dans ce cas, les données concernant sa masse, son état de surface ainsi que le nombre d'impacts subis sont actualisées. Le décompte du nombre d'impacts précédem-

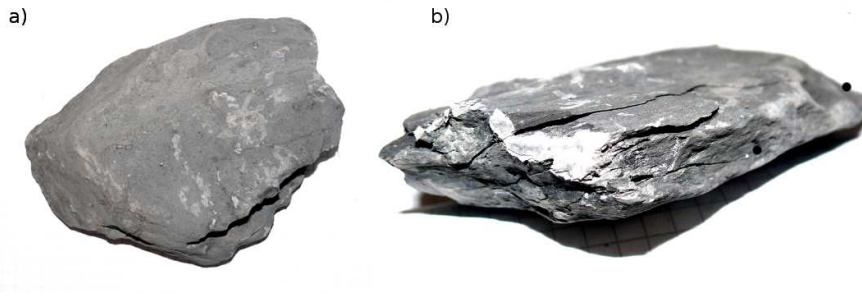


FIGURE 4.1 – Exemples de cailloux de marne utilisés dans l'expérience. a) Caillou d'index 1. b) Caillou d'index 4.

ment subis par l'individu testé est donc un indicateur d'un potentiel endommagement progressif.

Pour chaque impact, les variables de masse, hauteur de chute, index de surface, saturation en eau et nombre d'impacts précédemment subis par l'objet sont enregistrées.

4.2.3 Caractérisation de la vitesse d'impact

Pour un objet ponctuel en chute libre non soumis à des frottements, la vitesse d'impact est simplement fonction de la hauteur de chute : $v = \sqrt{2gh}$. Pour chaque impact, on enregistre la hauteur de chute. Comme la position du centre de gravité n'est pas facile à déterminer, on utilise la hauteur du point le plus bas du caillou. Les hauteurs de chute varient de 10 à 180 cm, ce qui correspond à des vitesses d'impact de 1.4 à 6 m/s. Ces valeurs sont similaires à celles des vitesses des matériaux charriés dans les torrents pendant les crues. Les dix premières expériences sont filmées avec une caméra rapide afin de mesurer la vitesse d'impact par corrélation d'images. On obtient des vitesses très proches de la vitesse théorique $\sqrt{2gh}$ avec une erreur standard de 3%. Cela signifie que les effets dus à la rotation et aux frottements de l'air sont négligeables et que le mouvement du caillou pendant la chute est principalement contrôlé par la gravité. On utilise donc par la suite la valeur théorique de la vitesse d'impact calculée à partir de la hauteur de chute.

4.2.4 Caractérisation de la fragmentation

Deux types d'événements de fragmentation sont définis : lorsque seulement des débris fins sont produits localement au niveau de la zone d'impact et qu'aucun fragment n'excède 1 g, un événement de "microfragmentation" est enregistré. Lorsque plusieurs fragments de masse supérieure à 1 g sont produits, on note un événement de "macrofragmentation". Après chaque macrofragmentation, tous les fragments de masse supérieure à 1 g sont pesés. Les fragments plus petits ne sont pas pris en compte dans la mesure où le protocole

expérimental ne permettait pas de tous les récupérer. Lorsqu'un événement de micro ou macrofragmentation a lieu, le caillou est éliminé, sinon, il est recyclé pour d'autres expériences.

4.3 Résultats

4.3.1 Loi de probabilité de rupture

Trois cents essais d'impact sont réalisés, et les données sont analysées par des méthodes statistiques pour établir une loi de probabilité de rupture et identifier les paramètres les plus influents. On considère pour l'analyse la variable macrofragmentation \mathbf{F} . C'est une variable binaire qui ne peut prendre que deux valeurs 0 ou 1. On suppose que la probabilité P que \mathbf{F} prenne la valeur 1 est une fonction des variables explicatives, qui sont la masse m , la vitesse v , le nombre d'impacts déjà subis Nb , l'index de fissuration I et la saturation en eau S . Parmi ces variables, m et v prennent des valeurs continues positives, Nb et I des valeurs discrètes et S est une variable binaire.

$$P = P(\mathbf{F} = 1) = f(m, v, Nb, I, S) \quad (4.1)$$

La méthode choisie est la régression logistique, qui est bien adaptée à la statistique sur des variables binaires et/ou discrètes. Elle consiste à rechercher une dépendance de la probabilité P que \mathbf{F} prenne la valeur 1 aux variables explicatives X_i . On utilise pour cela le logit de P , qui permet une bijection de l'intervalle fini $[0,1]$ des valeurs de P sur l'ensemble des réels.

$$\ln\left(\frac{P}{1-P}\right) = b + \sum b_i X_i \quad (4.2)$$

Les résultats de cette analyse montrent que la vitesse v et l'index de fissuration I sont les seuls paramètres à avoir une influence statistiquement significative sur la rupture (p-value < 0.1). La masse m , le niveau de saturation en eau S et le nombre d'impacts précédemment subis par l'objet Nb ne sont pas des facteurs significatifs (voir tableau 4.1). On obtient finalement la loi de probabilité suivante :

$$P = \frac{e^{b_0 + b_1 v + b_2 I}}{1 + e^{b_0 + b_1 v + b_2 I}} \quad (4.3)$$

$$b_1 = 0.88 \text{ m}^{-1} \text{ s} \quad b_2 = 0.79 \quad b_0 = -5.3 \quad (4.4)$$

TABLE 4.1 – Résultats de la régression logistique

Paramètre	Coeff.	Déviation std.	p-value
Vitesse d'impact	0.899	0.155	<0.001
Saturation en eau	0.082	0.284	>0.1
Nombre d'impacts précédents	0.074	0.088	>0.1
Masse	0.00048	0.00034	>0.1
Index d'état de surface	0.763	0.122	<0.001
(Constante)	-5.710	0.830	<0.001

4.3.2 Distribution de masse des fragments

Lorsqu'un événement de macrofragmentation a lieu, on obtient un nombre de fragments allant de 2 à 11, avec une valeur moyenne $\mu_N = 3.3$ et une déviation $\sigma_N = 2.7$. Comme proposé par Diemer and Olson (2002), on suppose une formulation homogène pour la loi de distribution des tailles de fragments. Cela signifie que le nombre attendu de fragments de masse comprise entre x et $x + dx$ obtenus après la rupture d'un élément de masse y , noté $p(x, y)dx$, dépend uniquement de la masse relative $z = x/y$.

$$p(x, y) = \frac{1}{y} b\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{1}{y} b(z) \quad (4.5)$$

La fonction b doit satisfaire la conservation de la masse :

$$\int_0^1 z b(z) dz = 1 \quad (4.6)$$

La distribution de masse est obtenue en moyennant les distributions mesurées à chaque fragmentation. Les mesures fournissent des données discrètes plutôt qu'une distribution continue, il est donc préférable de travailler sur la distribution rétrocumulée $B(z)$, qui représente le nombre total de fragments de masse supérieure ou égale à z .

$$B(z) = \int_z^\infty b(z') dz' \quad (4.7)$$

Des études expérimentales et numériques sur la fragmentation de matériaux fragiles (Astrom et al., 2000; Herrmann et al., 2006) ont montré que les distributions normalisées de masse des fragments pouvaient s'écrire sous la forme suivante :

$$B(z) \propto z^{-\tau} e^{-z} \quad (4.8)$$

Les paramètres λ et τ sont ajustés à partir des données expérimentales et la distribution des masses de fragments est finalement modélisée par l'expression suivante :

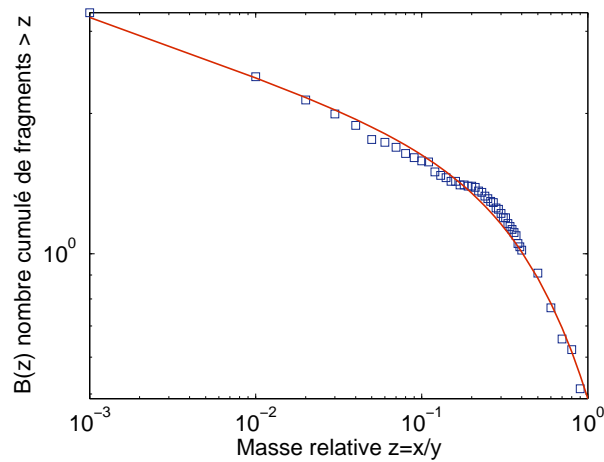


FIGURE 4.2 – Distribution cumulée de la masse relative des fragments : données expérimentales et modèle

$$B(z) = \mu_N \cdot \lambda z^{-\tau} e^{-z} \quad (4.9)$$

$$\lambda = 0.41 \quad \tau = 0.13$$

Les valeurs expérimentales ainsi que le modèle de l'équation 4.9 sont représentés sur la figure 4.2.

4.4 Discussion

4.4.1 Probabilité de rupture et facteurs d'influence

L'analyse statistique de l'occurrence des événements de fragmentation a montré que la vitesse d'impact et l'état de surface étaient les paramètres qui influençaient de façon prépondérante la rupture. L'influence de la vitesse est logiquement expliquée du fait que l'énergie incidente responsable de la rupture est l'énergie cinétique du caillou. Il est en revanche étonnant de ne pas observer d'influence de la masse de l'objet, alors même que la gamme des masses utilisées couvrait presque trois ordres de grandeur. D'autres études expérimentales (Andrews and Kim, 1999; Salman and Gorham, 2000) ont d'ailleurs mis en évidence l'influence de la taille, et donc de la masse, de particules sphériques sur la rupture. Il faut cependant noter que dans le cas présent, l'analyse est compliquée par le fait que les cailloux marneux utilisés ne sont pas sphériques.

Il est aussi surprenant de ne pas observer d'influence notable de la saturation en eau du matériau sur la rupture. En effet, beaucoup d'études expérimentales et théoriques indiquent

que la saturation en eau tend à fragiliser le matériau. D'après le modèle de Barcelone (Alonso et al., 1990), largement utilisé pour décrire les couplages hydromécaniques dans les matériaux partiellement saturés, la plupart des propriétés d'élasticité et de plasticité d'un matériau non saturé dépendent de la succion. Par exemple, une augmentation de la teneur en eau tend à diminuer la résistance au cisaillement et la cohésion, ce qui n'a apparemment pas été observé dans les présentes expériences. Ces expériences nécessiteraient donc d'être complétées par d'autres tests, d'autant plus que seuls deux états de saturation ont été étudiés sans que la succion exacte soit mesurée.

D'autre part, le nombre d'impacts précédemment subis par le caillou n'apparaît pas non plus être un facteur d'influence de la rupture, ce qui signifie que l'endommagement progressif du matériau et l'apparition de micro défauts, souvent à l'origine d'une fragilisation, n'ont pas ici un effet déterminant, contrairement à ce qui a été observé par exemple dans les expériences de Petukhov and Kalman (2004).

En ce qui concerne les propriétés du matériau et indépendamment de la vitesse de sollicitation, il semble donc finalement que le facteur prépondérant gouvernant la rupture soit lié à l'hétérogénéité des marnes et à la grande variabilité du réseau de fissures. Cette hétérogénéité domine les facteurs habituellement responsables de la rupture, si bien qu'ils n'apparaissent plus comme déterminants. L'approche probabiliste adoptée permet donc de mettre en évidence le rôle de cette variabilité, au détriment de la résolution sur les processus purement mécaniques.

4.4.2 Distribution de masse des fragments

Dans un second temps, on a déterminé la distribution empirique des masses des fragments. D'après Astrom et al. (2000), le terme en puissance, qui domine pour les petites masses, est typique d'un phénomène critique, tandis que le terme exponentiel est la signature d'effets de taille finie : la masse maximale des fragments est nécessairement limitée par la masse de l'objet initial. La coupure dans les petites masses est due au fait que les fragments de masse inférieure à 1 g n'ont pas été pris en compte.

L'exposant τ est souvent relié à la dimension de l'objet fragmenté. Ainsi, Oddershede et al. (1993) ont obtenu une valeur de $\tau = 0.08$ pour un disque de gypse (2D), et une valeur plus élevée $\tau = 0.63$ pour une sphère du même matériau (3D). La valeur de 0.13 obtenue pour les marnes dans cette étude semble plus proche de la valeur en 2D, ce qui pourrait refléter la structure anisotrope du matériau. Les marnes utilisées ont en effet une structure schisteuse formée de feuillets séparés par des plans de faible cohésion. Par conséquent, la rupture de chacun de ces feuillets serait similaire à celle d'un objet en deux dimensions, d'où une plus faible valeur de l'exposant τ .

4.5 Conclusions

Des expériences d'impact ont permis d'investiguer la rupture de cailloux marneux sous sollicitation dynamique. La vitesse d'impact ainsi que l'état de surface se sont avérés être les facteurs prépondérants contrôlant la rupture, plutôt que la masse, la succion ou l'endommagement progressif. La distribution de masse des fragments a aussi été établie à partir des expériences, elle est similaire aux résultats existants sur la fragmentation de matériaux fragiles et pourrait refléter la structure anisotropique de la roche marneuse. Des expériences supplémentaires pourraient être menées pour confirmer l'absence d'influence de facteurs habituellement dominants, notamment en affinant la mesure de la succion.

Les lois extraites de ces expériences décrivant la probabilité de rupture ainsi que la distribution de masse des fragments lors d'une telle rupture peuvent donc être implémentées dans le modèle décrit au Chapitre 6.

Aggregate breakage under dynamic loading

Article publié dans la revue Granular Matter (Le Bouteiller and Naaim, 2011). Pour faciliter la compréhension, quelques éléments sont adjoints à cet article. Un préambule en français présente brièvement le contexte ainsi que quelques généralités sur la méthode numérique utilisée pour les lecteurs qui ne seraient pas familiers de cette méthode. Un paragraphe de conclusion permet de mettre en perspective les résultats obtenus dans le cadre de ce travail de thèse.

Sommaire

Préambule	60
5.1 Introduction	62
5.2 Methods	63
5.2.1 Discrete Element Method	63
5.2.2 Material	64
5.2.3 Aggregate generation	65
5.2.4 Simulation	65
5.3 Results	66
5.3.1 Influence of geometric packing	66
5.3.2 Normal impact	67
5.3.3 Shear loading	68
5.4 Mechanical interpretation and modelling	69
5.4.1 Principles	69
5.4.2 Impact	69
5.4.3 Shear loading	70
5.5 Discussion	72
5.5.1 Comparison of impact and shear loading as damaging processes	72
5.5.2 Comparison with experimental data	74
5.6 Conclusions	76
Épilogue	78

Préambule

Dans ce chapitre, on s'intéresse plus particulièrement à la réponse d'un objet soumis à deux types de sollicitations dynamiques : l'impact et le frottement. Ces sollicitations sont deux exemples simples de sollicitations auxquelles sont soumis les sédiments transportés en charriage et saltation dans les torrents pendant les crues.

L'objectif est d'identifier les valeurs limites de chargement compte-tenu des propriétés mécaniques du matériau qui conduisent à la rupture, et de comparer l'efficacité relative en termes de dégradation (le "pouvoir dégradant") des deux types de sollicitations.

On utilise pour la modélisation la méthode des éléments discrets (DEM), que je vais maintenant présenter brièvement.

Principe de la méthode

Selon cette méthode, le milieu solide est représenté comme une assemblée de particules, et son comportement mécanique est contrôlé par des lois locales décrivant les forces d'interaction qui s'appliquent aux points de contact entre ces particules. Il s'agit donc d'une double discrétisation, du milieu matériel et de la loi de comportement.

Cette discrétisation peut parfois s'appuyer sur une discrétisation physique du milieu considéré, c'est par exemple le cas des modèles représentant des écoulements de billes de verre. Cependant, dans la plupart des cas, il s'agit d'une discrétisation virtuelle d'un milieu continu (c'est-à-dire dont la dimension des hétérogénéités de matière est très petite devant l'échelle d'étude) ou d'un milieu discret mais pour lequel la taille des particules élémentaires est trop petite devant la taille du système pour pouvoir représenter numériquement tous les éléments du système.

Méthode de résolution

Parmi les différentes méthodes de résolution existantes, nous avons choisi pour cette étude la dynamique moléculaire, d'implémentation plus facile notamment pour décrire un milieu solide avec des propriétés de cohésion. Cette méthode consiste à décrire les forces d'interactions entre les particules comme des fonctions continues du déplacement, et permet une légère déformation des particules au voisinage du contact. Pour ce type de description, l'algorithme de résolution le plus utilisé est un schéma numérique explicite fondé sur la loi de Newton.

L'évolution du milieu résulte d'un calcul itératif. A chaque pas de temps :

- Les interactions entre particules, connaissant leur position, sont calculées selon des lois de contact
- La loi de Newton fournit les accélérations de chaque particule

- Le mouvement des particules est calculé par intégration des accélérations
- Les positions des particules sont actualisées.

Cette méthode a été pour la première fois décrite par (Cundall and Strack, 1979) pour des milieux à 2 dimensions, puis étendue à 3 dimensions. Elle est fréquemment utilisée pour représenter par exemple des sols ou des roches en géotechnique.

Le code utilisé par la suite est le code PFC2D commercialisé par la société Itasca.

Les lois de contact pour la dynamique moléculaire

L'ensemble des propriétés mécaniques du matériau est contenu dans les lois de contact, qui décrivent les interactions entre les particules composant le milieu. La définition de ces lois est donc importante pour la modélisation. Un grand nombre de lois existent, pour la plupart à base physique, décrivant par exemple le frottement solide entre particules (Coulomb), les interactions élastiques (loi linéaire ou loi de Hertz), la dépendance au taux de déformation (lois viscoélastiques), la plasticité et l'endommagement, la cohésion et l'adhésion entre particules (Luding, 2008). Le travail présenté ici s'intéresse à la dégradation irréversible d'un objet sous sollicitation dynamique. En dynamique rapide, les effets visqueux ont peu d'importance c'est pourquoi une loi élastique simple avec frottement de Coulomb a été choisie. Cette loi est complétée par une composante permettant de modéliser la rupture fragile, sous la forme d'une loi de cohésion à seuil.

abstract Numerical simulations with the Discrete Element Method are used to study agglomerate breakage under two different kinds of dynamic loading : normal impact and shear loading. Simple mechanical models based on energy balance are developed herein for each one and show good agreement with the results of the simulations. For impact, damage is found to depend on a dimensionless number N_i , which describes the ratio of the incoming kinetic energy to the internal bonding energy. For shear loading, damage is shown to depend on another dimensionless number N_f which describes the ratio of the frictional work to the internal bonding energy. The friction force is first modelled as a solid-like friction force, then the model is improved by using a granular frictional force. The two types of loading as damaging processes are then compared. These results appear to be consistent with the available experimental data on impact and abrasion wear tests.

5.1 Introduction

Degradation of a cohesive material under dynamic loading occurs in natural events - downstream fining due to bedload transport in torrential rivers - as well as in industrial methods - mineral processing and the pharmaceutical and chemical industries. A better understanding of dynamic degradation is necessary to explain natural patterns such as riverbed grain size distribution and improve industrial processing efficiency.

At the macroscopic scale, a change in grain size distribution can be observed and measured as the result of individual degradation events. Field and laboratory measurements of downstream fining in rivers have provided integrated degradation rates (Attal and Lave, 2009; Kodama, 1994; Kuenen, 1956). Most studies show that sediment lithology and loading velocity have a strong influence on these rates (Attal and Lave, 2009; Farrow and Sklar, 2005). However, these phenomena integrate such a wide range and a large number of individual events that they are too complex to be physically described and modelled. For that reason, it is useful to focus on the microscopic scale of one elementary degradation event.

At the individual scale, a degradation event is the result of mechanical loading, which can mainly be described as impact and shear. As for impact, experimental studies over a wide range of materials including glass beads, plasters, ceramics and polymers (Andrews and Kim, 1999; Chau et al., 2000; Gorham and Salman, 2005; Subero and Ghadiri, 2001; Wu et al., 2004) have shown that damage is strongly influenced by impacting velocity, particle and target material properties, particle size and loading history.... Laboratory tests have long been used for calibrating empirical breakage functions for various material, that are later used for instance in grinding mill modelling (Morrison and Cleary, 2004; Vogel and Peukert, 2003). Numerical approaches using continuous (Zhou et al., 2006) or discrete (Behera et al., 2005; Carmona et al., 2008; Moreno-Atanasio and Ghadiri, 2006; Thornton et al., 1999)

modelling have also recently proven to be efficient in simulating impact and fragmentation. In particular, the first 2D DEM simulations of agglomerate impact and breakage were reported in Thornton et al. (1996), then 3D simulations in Kafui and C. (1993). For agglomerates formed of bonded particles, Kafui and C. (1993) introduced the concept of damage ratio, which is the ratio of the number of bonds broken after the impact on the initial number of bonds, and showed that it strongly depends on Weber number $W = \rho V^2 d / \gamma$ where ρ is the particle density, V is the impact velocity, d is the agglomerate diameter and γ is the interface energy between the particles.

Frictional degradation has mostly been studied through abrasive wear experiments on various materials (Chenje and Radziszewski, 2004; Czichos et al., 1995; Srinath and Gnanamoorthy, 2006) in which sliding speed, applied load, grit size and material properties appear to be important parameters. The presence of a third body, described by Godet (1984) as a layer of detached particles that stay at the sliding interface and modify the interaction between the two surfaces, has recently been studied in detail with discrete element modelling (Fillot et al., 2007), and also appears to be a key factor.

To investigate the degradation processes more precisely at the microscopic scale, normal impact and shear loading are selected as two simple and representative types of dynamic loading. A comparative approach of the response of a material to these two types of loading is adopted. According to the Discrete Element Method, the material is represented as an aggregate of particles bonded together with suitable bonding properties. Aggregates with varying mechanical properties are generated and submitted to normal impact and shear loading. The numerical methods and results are presented in Sect. 5.2 and Sect. 5.3 respectively. Sect. 5.4 then describes the energy-based modelling used to interpret the results. The resulting models are discussed in Sect. 5.5.

5.2 Methods

5.2.1 Discrete Element Method

Discrete element methods are based on the representation of a medium by an assembly of particles interacting with each other. In this paper, the molecular dynamics model, introduced by Cundall and Strack (1979), is used. According to this description, particles are represented as slightly deformable spheres. Interaction forces can then be defined continuously as a function of the distance between particles. This function is usually known as a contact law. At each time step, interaction forces are calculated from the positions of the particles, according to the contact law. Accelerations are deduced from Newton's law and integrated using an explicit numerical scheme in order to obtain speeds and positions at the following time step. In the present study, the code PFC2D from Itasca is used.

5.2.2 Material

Granular media behaviour is described on a microscopic scale by a contact law between particles. Among various formulations of contact laws (Mishra, 2003), a simple law is selected in the preliminary approach, in order to run more simulations and explore a wider range of parameters. A linear elastic law is used : the normal force F_n is proportional to the virtual interpenetration U_n between two particles. Considering two particles in contact, the increment of tangential force ΔF_t is proportional to the increment of tangential displacement ΔU_t between the two particles. The proportionality coefficient is called stiffness. The ratio α_k between tangential stiffness k_t and normal stiffness k_n is usually related to the Poisson coefficient (Chang et al., 1995). In this study, a commonly used ratio of 1/2 is selected. When there is no cohesion, the tangential contact force is limited by a Coulomb criteria, with a microscopic friction coefficient μ_c . Sliding occurs when the criterion is met.

$$F_n = k_n U_n \quad (5.1)$$

$$F_t^{new} = F_t^{old} + k_t \Delta U_t \quad (5.2)$$

$$F_t \leq \mu_c F_n \quad (5.3)$$

As far as cohesiveness is concerned, elastic cohesive bonds are introduced between neighbour particles when generating the aggregate. A bond can be described as a pair of elastic springs with constant normal and shear stiffnesses acting at the contact point. A bond allows a tensile force to develop at the contact between two bonded particles. This tensile force is proportional to the displacement in the direction of the contact and limited by the bond normal strength c . As long as a bond exists, no sliding occurs at the contact and the shear force, which is proportional to the displacement in the direction perpendicular to the contact, is limited by the bond shear strength, which value is taken as one half of the normal tensile strength. A bond is broken and finally removed whenever one of these limit values is reached.

In sum, the granular medium is described on a microscopic scale by four parameters : bond strength c (later called cohesiveness), normal stiffness k (later referred to as stiffness), the α_k ratio between tangential and normal stiffness, and the Coulomb friction coefficient μ_c (see Table 5.1). In the present study, the values of α_k and μ_c are constant and both are set at 0.5.

In the present study, the granular medium is represented in 2D as an assembly of disks. However, for convenience, all variable values and units as well as the energy relations are hereafter expressed for 3D-equivalent one-meter-long cylinders.

5.2.3 Aggregate generation

Various methods are available to generate a granular media (Bagi, 2005). An expansion method is used : primary particles with a reduced radius are introduced into a circular wall. Radiuses are chosen with a slight polydispersity in order to prevent crystallisation effects. This means that particle radiuses are randomly selected according to a uniform distribution in the range 1.35 to 1.65 mm. Particles then expand by small increments allowing rearrangements before each new expansion. When the desired particle radius is reached, cohesive bonds are introduced between neighbour particles and the wall is removed. Final porosity is controlled by the internal friction coefficient μ_c used during generation. The friction coefficient was set at 0.5, which leads to a porosity of 21.2%. Numerical damping is used during the generation stage in order to reach a pseudo-steady state in a short time. This generation method provides aggregates with low residual stress, corresponding to small overlaps between particles (less than 1%) and with an isotropic distribution of contact directions. Aggregates of 888 particles are generated, with a particle density of 2000 kg/m^3 .

5.2.4 Simulation

The same initial aggregates are used for both impact and shear loading simulations. Following Kafui and C. (1993), the damage ratio DR is defined as the ratio of the number of broken cohesive bonds to the initial number of bonds and tracked as an indicator of breakage. The simulations are run without damping. For the normal impact simulation, a wall with infinite stiffness (i.e. 10^{11} Nm^{-1}) is settled under the aggregate, which is given a descending speed v . The simulation is run until the number of broken bonds no longer evolves. Fig. 5.1a shows an example of impact simulation.

For the shear loading simulation, a bed of particles glued together is introduced below the aggregate. A gravity field of $10g$ is applied to the system, in order to inhibit rebound phenomena and study only the effects of friction. Even though this value is not realistic, it can be physically interpreted as an internal pressure or confinement provided by an assembly of aggregates, representing for instance pebbles in a river bedload or ore material in a mill. After a stabilisation stage, a constant velocity v is given to the bed and the simulation is run for $\Delta t = 0.1s$. Fig. 5.1b shows an example of shear loading simulation.

A first set of simulations is performed to quantify the influence of geometric packing on the damage ratio. Geometric packing is the result of the random initial generation of primary particles. One hundred aggregates of 888 particles are generated with the same micromechanical properties but using a different random seed. They are all subjected to impact and shear tests at different speeds, and the resulting damage ratio is statistically analysed. The same analysis is performed on 100 aggregates of 2000 particles.

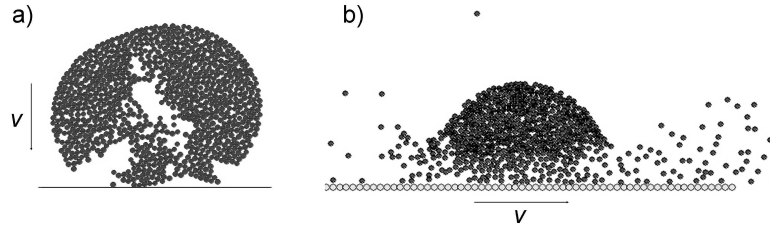


FIGURE 5.1 – Examples of simulations. a) Impact b) Shear loading.

TABLE 5.1 – Parameter values

Parameters	Values	Unit
Normal stiffness k_n	10^7 to 10^9	Nm^{-1}
Tangential stiffness k_t	$k_n/2$	Nm^{-1}
Normal cohesiveness c_n	200 to 18000	N
Tangential cohesiveness c_t	$c_n/2$	
Porosity (2D)	21.2%	
Microscopic friction coef. μ_c	0.5	
Impact velocity v	1 to 10	m/s
Friction velocity v	1 to 13	m/s
Particle radius (aggregate)	$1.5 \pm 10\%$	mm
Particle radius (bed)	0.5 to 4	mm
Particle density	2000	kg/m^3
Shear loading time Δt	0.1	s

For the next series of experiments, aggregates with various cohesiveness and stiffness values are subjected to impact and shear loading at different velocities. Loading velocities are chosen in the range 1 to 13 m/s , which corresponds to realistic values observed in bedload transport. In the tangential loading case, the influence of bed roughness was also investigated. Parameter values are summarised in Table 5.1.

5.3 Results

5.3.1 Influence of geometric packing

The damage ratio is calculated as defined in Sect. 5.2.4 for each simulation. For 888-particle aggregates, the maximum standard deviation of the damage ratio is 1.8% for impact simulations and 3.7% for shear simulations. These values are reduced to 1% and 1.7% for 2000-particle aggregates. In both cases, the randomly defined geometric packing of an aggregate does not greatly influence the damage ratio. For computation time optimization, it is then possible to use 888-particle aggregates. However, it is worth noting that these

absolute values can lead to important relative variability for small damage ratio values.

5.3.2 Normal impact

For each aggregate described by its stiffness k and cohesiveness c , the normal impact with speed varying from 1 to 10 m/s is simulated. The evolution of the number of bonds is recorded and the final damage ratio is calculated. Fig. 5.2 shows some examples of the damage ratio plotted versus impact speed.

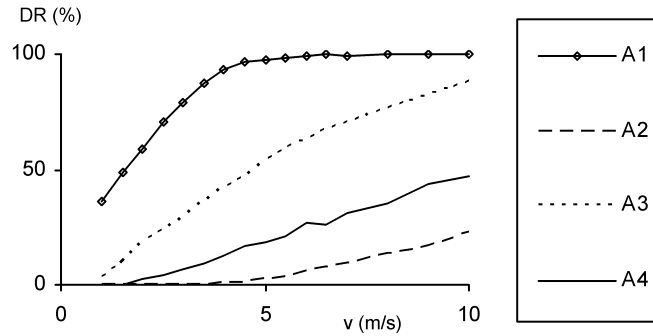


FIGURE 5.2 – Damage ratio versus velocity for impact simulations. A1) $k = 1e7Nm^{-1}$ and $c = 200N$. A2) $k = 1e7Nm^{-1}$ and $c = 2400N$. A3) $k = 2e7Nm^{-1}$ and $c = 800N$. A4) $k = 1e8Nm^{-1}$ and $c = 4000N$.

First, the main fragmentation patterns are analysed. Similarly to what was observed in 2D by Khanal et al. (2004) or in 3D by Carmona et al. (2008), localized damage in a wedge shaped zone above the impact area is first observed at low velocities. This wedge shaped zone is equivalent to the 3D conical zone. For increasing velocities, oblique cracks appear and lead to the creation of two or more fragments.

For each aggregate, the damage ratio increases with loading velocity. At low velocity, the damage ratio is found to be around zero for most of the aggregates : there is no bond breakage. For aggregate A1, however, even a low velocity loading is enough to damage the material. Then, above a critical velocity v_i^c , the damage ratio starts increasing. For aggregate A4, this critical velocity is around 2 m/s , whereas it is almost 4 m/s for aggregate A2. Finally, for some of the aggregates such as A1, the damage ratio reaches a 100% value, which means that all the primary particles are detached. In the range of velocities that is used, the damage ratio does not reach the 100% value for aggregates A2, A3 and A4. The critical velocity value is measured : it is an increasing function of c and a decreasing function of k .

The damage ratio also increases with stiffness. It was observed that low-stiffness aggregates tend to accommodate the deformation which is locally imposed at the impact site by slightly deforming the particles in the whole aggregate.

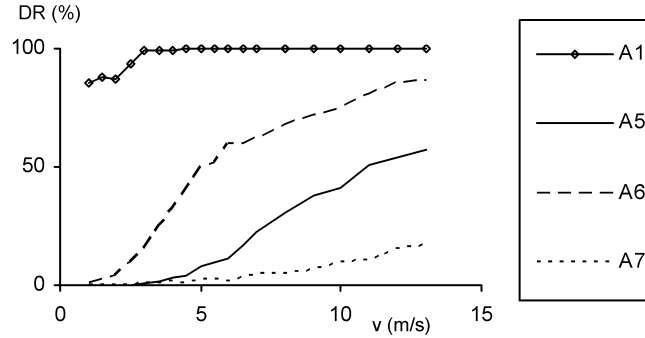


FIGURE 5.3 – Damage ratio versus velocity for shear loading simulations. A1) $k = 1e7Nm^{-1}$ and $c = 200N$. A5) $k = 1e7Nm^{-1}$ and $c = 1000N$. A6) $k = 1e8Nm^{-1}$ and $c = 1800N$. A7) $k = 1e9Nm^{-1}$ and $c = 17800N$.

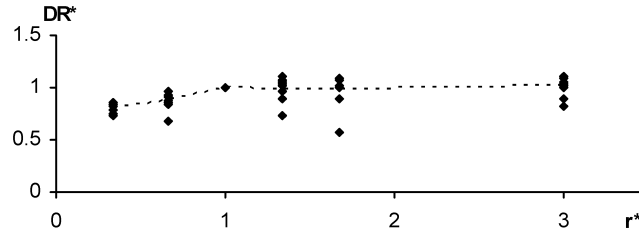


FIGURE 5.4 – Scaled damage ratio DR^* versus dimensionless roughness r^* for shear loading simulations. The dashed line indicate the mean tendency.

Finally, as expected, the damage ratio decreases with cohesiveness. For instance, aggregates A1 and A2 have the same stiffness, but the damage ratio is much higher for aggregate A1, which has a lower cohesiveness.

5.3.3 Shear loading

In the shear loading, similar patterns are observed : the damage ratio increases with velocity from 0% to 100% (See Fig. 5.3). The critical velocity v_c above which degradation occurs depends on the material properties : it increases with cohesiveness and decreases with stiffness. For a specific shear velocity, the damage ratio depends on the material properties. As with impact loading, it increases with stiffness and decreases with cohesiveness. Bed roughness influence is also investigated. In Fig. 5.4, a scaled roughness r^* is defined as the ratio of the bed particle radius over the aggregate particle radius. DR^* is the damage ratio scaled by its value at $r^* = 1$. For each value of r^* , several simulations are performed with speed ranging from 1 to 10 m/s . The results show no clear effect of the roughness, except for a small decrease in the damage ratio at low roughness values.

5.4 Mechanical interpretation and modelling

5.4.1 Principles

An energy approach is used following Moreno-Atanasio and Ghadiri (2006). The energy required to break a bond E_b can be written as a function of cohesiveness c and stiffness k :

$$E_b = \frac{1}{2} \frac{c^2}{k} - E_0 \quad (5.4)$$

with E_0 the elastic energy initially stored in the bonds and c/k the maximal elongation that a bond can sustain. Considering that the initial stress level is low, the second term E_0 can be ignored. If E_i is the energy provided to the system, E_i has to be equal or higher than E_b for at least one bond to be broken. In the following, it is assumed that aggregate breakage, quantified by the damage ratio, is a function of the energy ratio E_i/E_b .

5.4.2 Impact

Incoming energy is provided as kinetic energy, $E_i = mv^2/2$, with m the mass of the whole aggregate. The damage ratio DR should therefore be a function of the dimensionless ratio N_i , which is defined as follows :

$$N_i = m \cdot \frac{kv^2}{c^2} \quad (5.5)$$

with m constant in the present study. Physically, N_i is similar to the Weber number that was introduced in Kafui and C. (1993). In Fig. 5.5, the damage ratio is plotted as a function of N_i . The 1100 data points collapse on a single curve so the damage ratio appears to be well predicted by the energy ratio N_i . A simple model is used to reproduce the curve saturation at 0% and 100% :

$$DR(N_i) = \frac{1}{1 + \frac{N_i^0}{N_i}} \quad (5.6)$$

N_i^0 is the value of the energy ratio N_i for which 50% of the bonds are broken. The model is adjusted to the data using N_i^0 as a free parameter. It reproduces the observed values of damage ratio with a standard error $\sigma = 2.27\%$, for a fitted value $N_i^0 = 8370$. The energy-based approach is therefore appropriate for modelling the impact breakage. This model is plotted in Fig. 5.5.

It is also worth noting that not all the incoming energy is used for bond-breaking. According to the definition of N_i (see Eq. 5.5), when $N_i = N_i^0 = 8370$, the incident kinetic energy is 8370 times as high as the energy required to break one bond. The mean value for the number of bonds in the aggregates is 1450 so the number of broken bonds at $N_i = N_i^0$

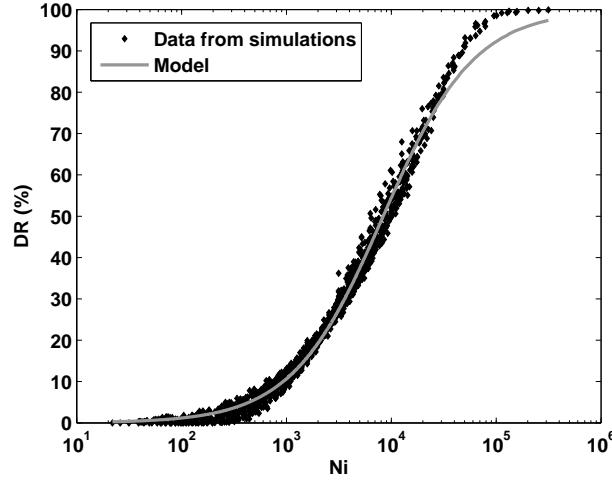


FIGURE 5.5 – Damage ratio versus N_i . Data from simulations and one-parameter model

is 725. Only 9% of the incoming kinetic energy has therefore been used for bond-breaking. Finally, a multi-parameter model is used : no physical assumption is made about how DR depends on k , c and v . To reproduce a vanishing DR for high values of cohesiveness and a complete breakage for high values of velocity and stiffness, the following four-parameter model is used :

$$DR(k, v, c) = \frac{1}{1 + \lambda \frac{c^\gamma}{k^\alpha v^\beta}} \quad (5.7)$$

Fitting this model to the data provides a standard error $\sigma = 2.15\%$ with the following parameter values : $\alpha = 0.94$, $\beta = 1.99$, $\gamma = 1.94$ and $\lambda = 3987$. These fitted values for the exponents α , β and γ are very similar to those proposed above in the energy approach, confirming that the energy exchange is the key process at stake, and that the energy ratio N_i is an appropriate tool for predicting the damage ratio.

5.4.3 Shear loading

Incoming energy is provided to the material as the work of a frictional force. The transitory effects that could occur when the bed starts moving are ignored and the force is assumed to be constant during loading. Work W_f can then be written :

$$W_f = \int F_f dx = \int F_f v dt = F_f v \Delta t \quad (5.8)$$

The choice of the friction force model is a difficult point. In a preliminary approach, a simple solid-like friction force F_f with a Coulomb behaviour is used. Here, sliding occurs when $F_f = \mu P$. Here μ is a macroscopic friction coefficient which is different from μ_c . The damage ratio should then be a function of the dimensionless number N_f defined as

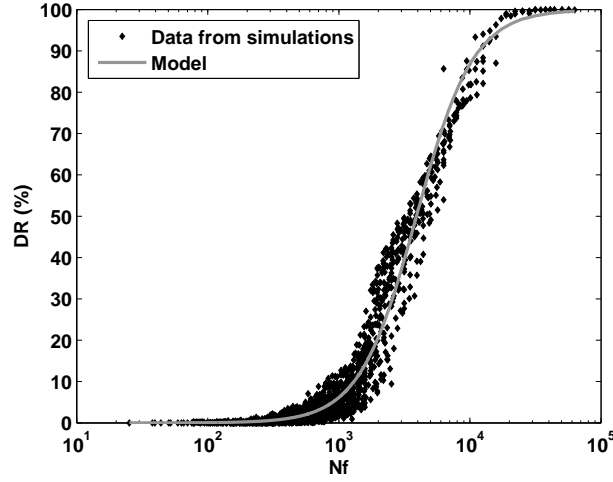


FIGURE 5.6 – Damage ratio versus N_f . Data from simulations and model based on a solid-like friction force

follows :

$$N_f = \mu mg \Delta t \cdot \frac{vk}{c^2} \quad (5.9)$$

In Fig. 5.6, the damage ratio is plotted as a function of N_f using $\mu = 0.2$. The 1300 data points collapse on a single curve and the damage ratio appears to be well predicted by the energy ratio N_f . The following model is used to reproduce the curve saturation at 0% and 100% :

$$DR(N_f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{N_f^0}{N_f}\right)^2} \quad (5.10)$$

N_f^0 is the value of the energy ratio N_f for which 50% of the bonds are broken. The model is adjusted by fitting the value of N_f^0 as a free parameter. Here, a standard error $\sigma = 4.55\%$ is reached for a fitted value $N_f^0 = 3908$. This model is plotted in Fig. 5.6. As was observed above for impact, the incoming friction energy at $N_f = N_f^0$ is much higher than what is required to break half of the bonds. Here, only 19% of the frictional work is used for bond-breaking.

The data is more scattered than what is observed for impact, and more than what could be expected from geometric packing only (see Sect. 5.3.1). This pattern actually reflects the diversity of processes occurring in the shear simulations. Instead of solid-like behaviour, it is often observed that a layer of detached particles stays between the aggregate and the bed, modifying the stress transmission (See Fig. 5.1b). Considering these particles to be a

dry granular medium, it is possible to use a friction law that has been developed for dense granular flow (Jop et al., 2006). Contrary to the solid-like friction, the friction coefficient is not a constant, but is a function of dimensionless number I . I can be interpreted as the ratio between a macroscopic deformation timescale and an inertial timescale.

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{1 + \frac{I_0}{I}} \quad (5.11)$$

$$I = \frac{\dot{\gamma}d}{\sqrt{P/\rho}} \quad (5.12)$$

with $\dot{\gamma}$ the shear rate, d the particle diameter, P the local pressure and ρ the density. Friction starts from a critical value μ_s at zero shear rate and converges to a limiting value μ_2 at high I . In this study, a typical thickness for the granular layer is ten particle diameters. The following estimation is then used : $I \approx v/10$. Prochnow (2002) provides typical values for μ_s , μ_2 and I_0 in 2D : $\mu_s = \tan(15)$, $\mu_2 = \tan(25)$ and $I_0 = 0.3$. A corrected dimensionless ratio N'_f is defined :

$$N'_f = mg\Delta t \cdot \frac{\mu(v)vk}{c^2} \quad (5.13)$$

In Fig. 5.7, the damage ratio from the simulations is plotted as a function of N'_f . The following one-parameter model is used :

$$DR(N'_f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{N'_f}{N'_f}\right)^2} \quad (5.14)$$

The resulting model is plotted in Fig. 5.7. Its standard deviation, $\sigma = 3.95\%$, is lower than what was obtained with the solid-like friction force, the model is therefore improved by taking the granular friction into account.

5.5 Discussion

The present study shows that in both types of loading, damage is related to the ratio of incoming energy to bonding energy. In the impact case, energy is provided to the system as kinetic energy, whereas with shear loading, it is provided through the work of a frictional force which is modelled either as a solid-like or as a granular-like friction.

5.5.1 Comparison of impact and shear loading as damaging processes

Considering a monodisperse assembly of similar aggregates, impact and friction processes can occur between two aggregates or between one aggregate and the bed. v is a typical

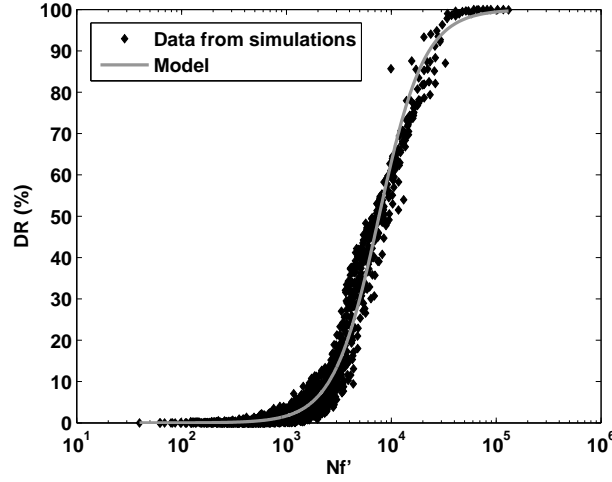


FIGURE 5.7 – Damage ratio versus N_f' . Data from simulations and model based on a granular friction force

velocity in the assembly. Impact or friction processes will damage an aggregate only if the energy supplied is higher than the threshold energy, so if the loading velocity v is higher than the critical velocity as was observed in Sect. 5.3.

The critical velocity for impact v_i^c is the velocity for which incident kinetic energy E_i is equal to the bond-breaking energy E_b .

$$\frac{1}{2}m(v_i^c)^2 = \frac{1}{2}\frac{c^2}{k} \quad (5.15)$$

$$v_i^c = \frac{1}{\sqrt{m}}\frac{c}{\sqrt{k}} \quad (5.16)$$

The critical velocity for shear loading v_f^c is the velocity for which the frictional work provided to the aggregate during an average contact time Δt is equal to the bond-breaking energy E_b .

$$\mu mgv_f^c\Delta t = \frac{1}{2}\frac{c^2}{k} \quad (5.17)$$

$$v_f^c = \frac{1}{2\mu mg\Delta t}\frac{c^2}{k} \quad (5.18)$$

For a monodisperse assembly, mass m and friction μ are constant, and average contact time Δt is assumed to be constant. Then for both processes, the critical velocity only depends on parameter $X = c^2/k$, which summarises the material properties.

$$v_i^c \propto \sqrt{X} \quad (5.19)$$

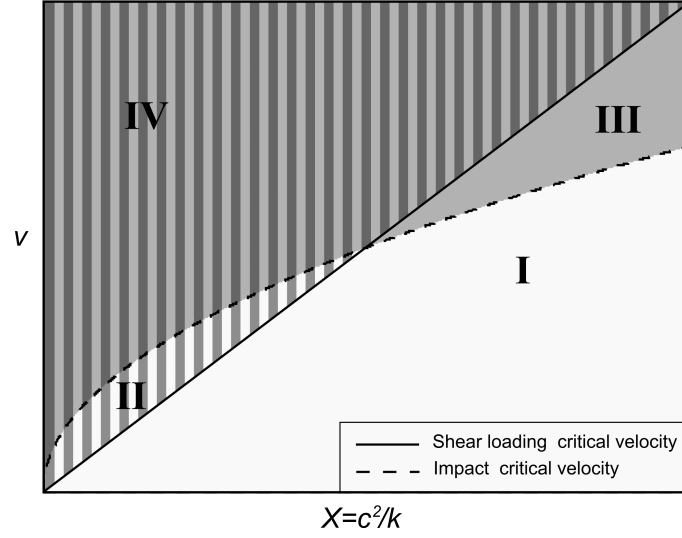


FIGURE 5.8 – Loading velocity v versus $X = c^2/k$. The curves represent the critical velocities for the breakage due to impact and shear loading. They define four degradation domains. I) No degradation. II) Degradation by shear. III) Degradation by impact. IV) Degradation by impact and shear

$$v_f^c \propto X \quad (5.20)$$

Fig. 5.8 represents the critical velocity curves for impact and shear loading plotted versus X . The curves define four domains, according to the values of X and v . In domain *I*, the loading velocity is lower than both impact and shear critical velocities, there is no degradation. In domain *II*, the loading velocity is higher than the critical shear velocity but lower than the critical impact velocity, so degradation occurs only through frictional processes. In domain *III*, degradation occurs only through impact processes and in domain *IV*, degradation occurs through impact and frictional processes. Depending on their mechanical properties, summarize by the parameter X , some materials are then more likely to be damaged by shear loading whereas others are more likely to be damaged by impact. For instance, Khanal and Morrison (2008) showed how in a DEM-modelled mill, lower energy loading produces surface abrasion rather than body breakage. In this kind of configuration, ore particles are probably more subjected to shear interactions than impacts, which would correspond to domain *II*.

5.5.2 Comparison with experimental data

To compare at least qualitatively the present models with experimental results, further hypotheses for homogenisation are needed. Microscopic parameters k and c describe the behaviour of the material at a local scale and they have to be related to the macroscopic variables that are effectively measured in experiments. A linear relationship between

microscopic stiffness k and the macroscopic Young modulus E can be used, following Chang et al. (1995). In a preliminary approach, microscopic cohesiveness c can also be considered a linear function of tensile strength σ_t , as shown by Estrada et al. (2007).

5.5.2.1 Impact

The first prediction of the present study is that below a critical velocity, no damage occurs. This has been observed by Andrews and Kim (1998, 1999) for spheres of various materials. Similarly, Arbiter et al. (1969) found that a critical height of fall was necessary to cause breakage of sand-cement spheres, whereas Vogel and Peukert (2003) used an energy threshold in their breakage probability law for polymers. On the other hand, the survival probability quantified by Salman et al. (2002) over a wide range of impacts is a function of the velocity and it remains equal to one at low velocity. Andrews and Kim (1998, 1999) provide useful experimental data to investigate the influence of the material properties : spheres of soda glass, Al_2O_3 and Si_3N_4 were impacted on a hard target and the critical velocity v_i^c for fragmentation was recorded. In the present study, for particles with a similar radius, the critical impact velocity scales with $\sigma_t/\sqrt{E\rho}$:

$$v_i^c = \frac{c}{\sqrt{km}} \propto \frac{\sigma_t}{\sqrt{E\rho}} \quad (5.21)$$

The experimental results show that, for particles of similar radius, the critical velocity is an increasing function of $\sigma_t/\sqrt{E\rho}$. However, there are not enough data points to infer a linear relationship. Moreover, the critical velocity also clearly depends on the radius of the impacted particle, and the proposed model does not address this dependency.

5.5.2.2 Shear loading

As for shear, the model predicts that the damage ratio DR depends on vk/c^2 . Assuming a homogeneous distribution of the bonds in the aggregate and ignoring the edge effects, the damage ratio can be considered a measure of the mass removed by abrasion wear. Wear processes are very complex and integrate the effects of a large amount of loading and material parameters (Meng and Ludema, 1995). However, in a few cases, simple trends can be extracted from the experiments. Experiments on abrasion wear of nylon clay composite were conducted by Srinath and Gnanamoorthy (2006, 2007). Adding clay to the polymer changes its mechanical properties so that tensile strength increases whereas the strain at break decreases. Experiments were conducted for different clay fractions, normal loads and sliding velocities, and the wear loss W was recorded. It was found to correlate linearly with the Ratner-Lancaster factor, which is the inverse of the product of the stress at break σ_b and strain at break ε_b . The product $\sigma_b\varepsilon_b$ represents the energy required to cause tensile

rupture for polymers. It is therefore a macroscopic estimator of the energy $c^2/2k$ required to break a bond in the present model. The wear loss then correlates with k/c^2 , as predicted by the model.

$$w \propto \frac{1}{\sigma_b \varepsilon_b} \propto k/c^2 \quad (5.22)$$

The influence of sliding velocity was also addressed in that study (Srinath and Gnanamoorthy, 2006) and the wear loss was found to increase with sliding velocity, up to a certain limit. However, the dependency is not linear, which confirms that friction is a complex process that cannot be modelled simply by a solid-like friction force, as mentioned in Sect. 5.4.3. Srinath and Gnanamoorthy (2006) also provides experimental evidence for an increase in wear loss with grit size, whereas almost no influence of the bed roughness is observed in the present study (see Sect. 5.3.3). This is probably due to the numerical discretisation of the media which is represented as an aggregate of small particles. According to this representation, it is impossible to erode an amount of material smaller than the size of an elementary particle. Interactions that actually occurs at smaller scales than the particle size, for instance at the scale of the grit size, are therefore not properly described.

These first qualitative comparisons with experimental results are encouraging and the simple models which have been proposed are consistent with existing experimental data, even though they cannot capture all of the complexity of the processes. Further work and 3D simulations will be necessary for quantitative comparisons, and especially for the investigation of size and mass effects.

5.6 Conclusions

The response of a cohesive aggregate to dynamic loading was numerically investigated. Two types of loading were simulated : normal impact and shear loading. In both cases, the damage ratio was found to be related to a dimensionless number which represents the ratio of the incoming energy to the bonding energy. For impact, the damage ratio is well predicted by a simple model using the ratio of the incident kinetic energy to the bonding energy. For shear, the damage ratio is properly predicted by the same type of model involving the ratio of the friction work to the bonding energy. The quality of the model is improved by taking into account a granular friction force rather than a solid-like friction force. The efficiency of the damage processes can be compared using these models. It appears that, depending on their mechanical properties, materials are more likely to be damaged either by shear or by impact loading. Finally, these simple models provide results that are consistent with existing experimental data.

The present study investigated the simple and elementary types of dynamic loading on

one aggregate : normal impact and shear loading. However, in a natural or industrial environment, materials are subjected to more complex loading, including mixed loading and multi-particle interactions. Further work is therefore needed to take this complexity into account.

Épilogue

Le travail mené dans cette étude a montré que pour les deux types de sollicitations testées, la rupture de l'agrégat était gouvernée par un nombre adimensionnel correspondant au rapport d'une énergie incidente sur une énergie de cohésion. Ceci a permis de démontrer qu'il existait une vitesse limite de sollicitation pour engendrer la dégradation, que cette vitesse limite dépendait des propriétés mécaniques du matériau, et que cette dépendance était différente dans le cas de l'impact et dans le cas du frottement. Ainsi, pour une certaine gamme de propriétés mécaniques, un objet sera beaucoup plus susceptible d'être dégradé par impact, tandis qu'un objet de propriétés différentes sera plus sensible à la dégradation par frottement.

Ces résultats confirment que, comme l'ont montré les expériences du chapitre 4 la susceptibilité à la rupture sous impact est croissante avec la vitesse.

Pour le frottement comme pour l'impact, le pourcentage de liens rompus qui caractérise l'endommagement puis la rupture croît avec la vitesse de sollicitation. Les résultats présentés ici apportent ainsi une explication à la petite échelle à la dépendance du taux de dégradation à la vitesse de sollicitation observée à grande échelle dans les expériences en canal du chapitre 3.

Enfin, la comparaison de l'efficacité des processus de rupture en fonction de la vitesse de sollicitation et des propriétés mécaniques du matériau montre bien qu'il existe des domaines préférentiels de rupture par frottement ou par impact. Ceci pourrait expliquer qu'au cours de l'expérience en canal, les marnes soient initialement très sensibles à la fragmentation, puis que l'abrasion devienne le mode dominant de dégradation. En effet, les propriétés mécaniques moyennes des cailloux utilisés évoluent à mesure que les microfissures et zones de fragilité sont éliminées, et le matériau pourrait passer d'un domaine de dégradation préférentielle par impact (domaine III ou IV sur la figure 5.8) à un domaine de dégradation préférentielle par frottement (domaine III).

Modélisation de l'évolution d'une distribution granulométrique par fragmentation et abrasion

Le travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'un article soumis à la revue Journal of Geophysical Research F : Earth Surface intitulé "A new framework for modeling sediment fining during transport with fragmentation and abrasion" (Le Bouteiller et al., sub).

Sommaire

6.1	Introduction	80
6.2	Description du modèle	80
6.2.1	Principes généraux et introduction des notations	80
6.2.2	Adaptation au cas d'étude	82
6.3	Détermination des fonctions	83
6.3.1	Fréquence d'occurrence de la fragmentation	84
6.3.2	Distribution de taille des fragments pour la fragmentation	88
6.3.3	Distribution de taille de fragments pour l'abrasion	88
6.3.4	Fréquence d'occurrence de l'abrasion	89
6.3.5	Remarque sur la modélisation de l'abrasion	90
6.4	Méthodes numériques	90
6.4.1	Discrétisation	90
6.4.2	Formulation matricielle	93
6.4.3	Méthode pour corriger les bilans de masse	93
6.4.4	Algorithme de résolution	95
6.5	Résultats du modèle	95
6.5.1	Résultats des simulations d'abrasion	95
6.5.2	Résultats des simulations de fragmentation	97
6.6	Interprétations	98
6.6.1	Les deux processus sont impliqués dans l'expérience	98
6.6.2	La fragmentation dépend du temps	99

6.6.3	Effets de couplage	101
6.6.4	Application aux rivières	101
6.6.5	Vers une analyse inverse?	102
6.7	Conclusions et perspectives	103

6.1 Introduction

Les observations du chapitre 3 ont montré l'implication de la fragmentation et de l'abrasion surfacique dans la dégradation mécanique, et soulevé des questions quant au rôle respectif de ces deux processus. L'objectif de chapitre est donc de développer une nouvelle modélisation de l'évolution d'une granulométrie sous l'effet de différents mécanismes tels que l'abrasion et la fragmentation afin de répondre à ces questions. Ceci permettra par la suite de proposer un outil d'analyse des distributions expérimentales ou de terrain.

Le modèle introduit repose sur la description statistique des processus physiques identifiés comme étant des facteurs de modification de la taille des particules. L'évolution de la distribution de tailles de la population est décrite selon le cadre de modélisation dit *Population Balance Equation* qui a été développé dans la communauté du génie chimique et des matériaux (Ramkrishna, 1985). Une littérature importante existe sur ce type de modèles, la caractérisation des fonctions, et les méthodes de résolution numérique de l'équation d'évolution. Dans le domaine du transport sédimentaire, ce genre de modèle est en revanche quasi-inexistant. Parker et al. (2008) a le premier proposé de décrire l'évolution d'une population sous l'effet de l'abrasion et de la fragmentation mais il ne propose pas de méthodes de détermination des fonctions du modèle. Nous développons donc ici une méthodologie nouvelle pour définir complètement ce modèle, et l'appliquons dans un premier temps à la configuration d'une des expériences réalisées dans le grand canal, pour laquelle on dispose d'un large jeu de données.

6.2 Description du modèle

6.2.1 Principes généraux et introduction des notations

On considère une portion de lit de rivière, composée de cailloux de différentes tailles. La mesure utilisée pour caractériser les cailloux est soit leur masse, x , soit leur taille, D , qui est le diamètre de la sphère équivalente de même volume. Avec ρ la masse volumique du matériau, la masse et la taille d'un caillou sont liées par la relation suivante

$$x = \frac{\pi}{6} \rho D^3 \quad (6.1)$$

La répartition des masses dans la population évolue au cours du temps, elle est caractérisée par une fonction $f(x, t)$ telle que $f(x, t)dx$ indique le nombre de grains de masse comprise entre x et $x + dx$ à l'instant t . f s'exprime donc en kg^{-1} . Les moments d'ordre 0 et 1 de la distribution f sont respectivement le nombre total de cailloux à l'instant t , $N(t)$, et la masse de la population M .

$$N = \int_0^{\infty} f(x, t)dx \quad (6.2)$$

$$M = \int_0^{\infty} xf(x, t)dx \quad (6.3)$$

Remarque : par la suite et pour plus de clarté, on parlera du nombre d'individus de masse x pour désigner $f(x, t)$ en omettant de préciser qu'il s'agit d'une densité de masse.

De façon similaire, on définit la densité $g(D, t)$, en m^{-1} , fonction du diamètre de la particule D , qui satisfait $f(x, t)dx = g(D, t)dD$. En combinant ceci avec l'équation 6.1, on obtient :

$$g(D, t) = f(x, t)\frac{\pi D^2 \rho}{2} = f\left(\frac{\pi D^3}{6}, t\right)\frac{\pi D^2 \rho}{2} \quad (6.4)$$

Contrairement à d'autres approches (Parker et al., 2008), ici, la distribution f inclut non seulement les matériaux grossiers mais aussi toutes les fractions fines produites par abrasion. Par conséquent, dans un système fermé, la masse totale M est conservée et ne varie pas au cours du temps.

La population de grains est donc décrite par sa distribution de tailles, en nombre de grains par classe de taille. On modélise ensuite à l'échelle d'un individu les différents processus affectant sa masse. Parmi eux, on distingue les processus d'augmentation de la masse (par exemple l'aggrégation) des processus de diminution de la masse (par exemple la fragmentation). Le modèle décrit les événements affectant chaque particule de la population sous la forme d'une fréquence d'occurrence, et d'une fonction de distribution de masse des éléments formés lors de cet événement. La description sous la forme d'un nombre de particules permet alors la création ou la disparition d'individus, ce qui fait évoluer le nombre d'éléments dans la population.

Dans le cas qui nous intéresse, les seuls processus concernés sont des processus de diminution de taille, que l'on qualifiera d'un terme générique de "dégradation". Pour un individu de masse x , on définit $a(x, t)$ la fréquence d'occurrence de la dégradation (en s^{-1}) qui dépend a priori de la masse, et qui correspond à la probabilité d'occurrence d'un tel événement pendant un instant dt . La distribution de masse des éléments produits par dégradation d'un individu est caractérisée par la fonction $p(x, y)$ telle que $p(x, y)dx$ est le

nombre de particules de masse comprise entre x et $x + dx$ produite par la dégradation d'un individu de masse y . Cette fonction p s'exprime en kg^{-1} et est souvent appelée *daughter distribution*. La fonction p satisfait les relations suivantes :

$$\int_0^{\infty} p(x, y) dx = \mu_N(y) \quad (6.5)$$

$\mu_N(y)$ est le nombre moyen de fragments produits par une dégradation, dans le cas général, il dépend de la masse initiale y .

$$\int_0^{\infty} xp(x, y) dx = y \quad (6.6)$$

L'équation 6.6 signifie que la masse totale est conservée lors d'un événement de dégradation.

Ayant introduit ces éléments, l'équation d'évolution de la distribution de masse f est la suivante :

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = -a(x)f(x, t) + \int_x^{\infty} a(y)p(x, y)f(y, t)dy \quad (6.7)$$

Le terme de gauche est le taux de variation du nombre d'individus de masse x , le premier terme de droite désigne les individus précédemment de masse x qui ont été soumis à dégradation, et le second terme de droite désigne l'ensemble des nouveaux individus de masse x obtenus par dégradation d'individus de masse $y > x$.

6.2.2 Adaptation au cas d'étude

Au chapitre 3 on a mis en évidence que deux processus étaient à l'origine de la dégradation mécanique des marnes au cours du transport : la fragmentation et l'abrasion surfacique. Ces deux processus sont bien distincts par leur occurrence comme par leurs effets, on choisit donc de les modéliser de façon disjointe. Par souci de simplification, on fait l'hypothèse que ces deux processus n'interagissent pas entre eux et agissent de façon indépendante sur les cailloux. Les possibles couplages seront abordés au paragraphe 6.6.3. On caractérise la fréquence d'occurrence de la fragmentation et de l'abrasion par leurs fréquences d'occurrence respectives a_f et a_a , et les distributions de masse résultantes par les fonctions p_f et p_a .

L'équation d'évolution de f s'écrit donc de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = & -a_a(x)f(x, t) + \int_x^{\infty} a_a(y)p_a(x, y)f(y, t)dy \\ & -a_f(x)f(x, t) + \int_x^{\infty} a_f(y)p_f(x, y)f(y, t)dy \end{aligned} \quad (6.8)$$

On suppose par ailleurs que le processus est stationnaire, c'est-à-dire que les fréquences d'occurrence de la fragmentation et de l'abrasion sont indépendantes du temps. En revanche, elles peuvent dépendre de l'environnement, et en particulier, on montrera que a_f dépend de la distribution f elle-même à un instant donné, donc indirectement du temps. Des considérations théoriques (Kendall, 1978) montrent que l'énergie requise pour briser de très petits grains tend vers l'infini. On définit donc une valeur limite, x_{min} , en dessous de laquelle ni abrasion, ni fragmentation ne peuvent advenir. Rien n'indique a priori que cette valeur limite soit la même pour la fragmentation et l'abrasion mais on fera cette simplification.

Le modèle final s'écrit donc finalement comme suite :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} &= -a_a(x)f(x, t) - a_f(x)f(x, t) \\
 &\quad + \int_x^\infty a_a(y)p_a(x, y)f(y, t)dy \\
 &\quad + \int_x^\infty a_f(y)p_f(x, y)f(y, t)dy \quad \text{pour } x > x_{min} \\
 \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} &= \int_{x_{min}}^\infty a_a(y)p_a(x, y)f(y, t)dy \\
 &\quad + \int_{x_{min}}^\infty a_f(y)p_f(x, y)f(y, t)dy \quad \text{pour } x < x_{min}
 \end{aligned} \tag{6.9}$$

Afin de pouvoir simuler l'évolution de la population selon cette équation, il est nécessaire de déterminer les fonctions a_a , a_f , p_a et p_f .

6.3 Détermination des fonctions

On souhaite appliquer le modèle précédemment décrit à la description de l'évolution de la granulométrie des marnes au cours d'une expérience réalisée dans le grand canal (voir chapitre 3). Il s'agit de l'expérience GC1 réalisée avec une distribution polydisperse de marnes du Laval à un débit moyen de $250 \text{ m}^3/h$. C'est une configuration simple pour faire un premier test de ce modèle puisqu'il s'agit d'un système fermé, pour lequel on a identifié les processus de dégradation. On dispose de plus de données expérimentales conséquentes qu'il sera utile de comparer aux résultats du modèle. La figure 6.1 et le tableau 6.1 rappellent les distributions granulométriques mesurées au cours de cette expérience et leurs dimensions caractéristiques. L'application de la méthode demande dans un premier temps de déterminer les fonctions a_a , a_f , p_a et p_f , qui dépendent du matériau et du type d'écoulement. On décrit dans cette partie la méthodologie choisie pour cela.

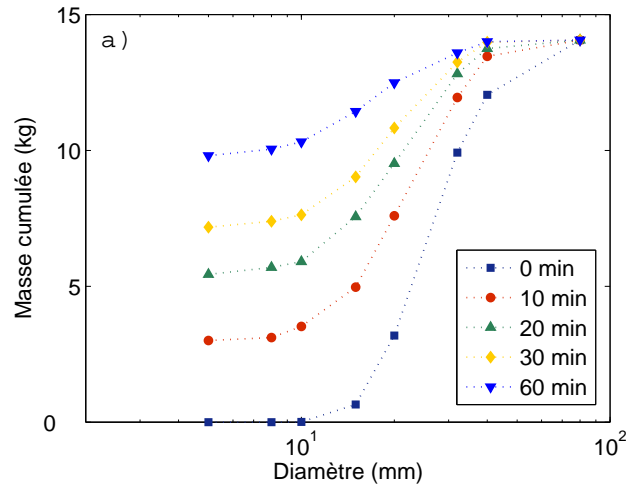


FIGURE 6.1 – Evolution des distributions granulométriques au cours de l'expérience GC1 utilisée pour tester le modèle.

TABLE 6.1 – Valeurs des D_{90} et D_{50} interpolées à partir des distributions expérimentales.

Temps (min)	D_{90} (mm)	D_{50} (mm)	$D_{90} - D_{50}$ (mm)
0	42.5	26.4	16.1
10	34.5	19	15.5
20	31.3	13.2	18.1
30	28.5	< 5	> 23.5
60	21.5	< 5	> 16.5

6.3.1 Fréquence d'occurrence de la fragmentation

La fréquence de fragmentation $a(x)$ correspond à la probabilité pour un caillou de masse x dans un environnement d'être soumis à un événement de fragmentation pendant un intervalle de temps dt . C'est le produit d'une probabilité de collision par la probabilité conditionnelle de fragmentation sachant que la collision a eu lieu.

$$P(\text{Rupture}) = P(\text{Collision}) \cdot P(\text{Rupture/Collision}) \quad (6.10)$$

6.3.1.1 Probabilité de collision

La probabilité de collision est une fonction de la concentration du milieu en particules et de leurs tailles. Une assemblée de cailloux en saltation dans un écoulement d'eau peut être considérée comme un milieu granulaire dilué où la plupart des collisions sont binaires, il est donc possible d'utiliser certains résultats de la théorie cinétique des gaz. La présence de l'eau ne pose pas de problème particulier pour cette description, mais elle influence

évidemment la vitesse des particules. Les particules se déplacent à une vitesse u_p que l'on notera u dans la suite de ce chapitre pour simplifier les notations. Cette vitesse peut s'écrire $u = \bar{u} + \tilde{u}$, avec \bar{u} la vitesse moyenne et \tilde{u} les fluctuations de vitesse autour de cette moyenne. La vitesse relative moyenne entre deux particules est donc de l'ordre de $\langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2}$.

Pour une particule de rayon r_1 , le nombre de particules de taille comprise entre r_2 et $r_2 + dr_2$ qui vont l'impacter entre t et $t + dt$ s'écrit ainsi :

$$n_r(r_1, r_2) = \pi(r_1 + r_2)^2 C(r_2) dr_2 dt \quad (6.11)$$

$C(r)$ est la concentration (m^{-3}) de particules de rayon r dans le milieu, c'est-à-dire le nombre de particules de taille r par unité de volume. $\pi(r_1 + r_2)^2$ est la surface efficace de collision, et l'équation 6.11 signifie que pendant la durée dt , la particule de rayon r_1 considérée est impactée par toutes les particules de rayon r_2 localisées à l'instant t dans le cylindre de rayon $r_1 + r_2$ et de longueur $\langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2} dt$.

La concentration de particules dans l'eau résulte de la présence des cailloux de marne et des galets de quartzite. Les quartzites sont beaucoup moins sensibles que les marnes à l'abrasion, leur taux d'abrasion d'après Kuenen (1956) est de 0.02%/km soit presque trois ordres de grandeurs plus petit que celui des marnes (cf chapitre 3). D'autre part, on n'a pas observé de fragmentation de ces galets de quartzites. On considère donc pour ces raisons que la distribution granulométrique des quartzites n'est pas modifiée pendant l'expérience.

On suppose la concentration homogène lorsque tous les matériaux sont en mouvement, elle s'écrit donc sous la forme :

$$C(r) = \frac{g(r) + q(r)}{V} \quad (6.12)$$

V est le volume total dans lequel les cailloux se déplacent en saltation et $q(r)$ représente la distribution de taille des quartzites. (C'est une distribution quasimonodisperse centrée sur la classe de taille 30-40 mm).

En sommant les contributions des particules de toutes les tailles, on obtient l'expression suivante pour le nombre total d'impacts subis par la particule de rayon r_1 pendant le temps dt :

$$n(r_1) = \frac{\pi \langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2}}{V} dt \int_0^\infty (r_1 + r_2)^2 (g(r_2) + q(r_2)) dr_2 \quad (6.13)$$

De telle sorte que finalement, la fréquence de collision pour une particule de taille r_1 est donnée par :

$$\Phi(r_1) = \frac{\pi \langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2}}{V} \int_0^\infty (r_1 + r_2)^2 (g(r_2) + q(r_2)) dr_2 \quad (6.14)$$

La fréquence de collision $\Phi(r)$ est une fonction non-linéaire de la taille r et de la distribution g . Cette dépendance à g implique donc que $\Phi(r)$ évolue au cours du temps. Il est aussi possible de définir l'expression de la fréquence de collision $\Psi(x)$ en fonction de la masse x en combinant les equations 6.1 et 6.14.

Dans tout ce qui vient d'être expliqué la dérivation a été réalisée en ne considérant que des galets sphériques. Mais les cailloux de marnes utilisés dans l'expérience sont en général plus plats et plus allongés que des sphères. Dans ce cas, la section efficace de collision dépend de l'orientation du caillou au moment de l'impact. Pour des particules allongées ou aplaties, la section efficace de collision pourrait être plus faible ou plus élevée que celle estimée par le modèle de sphères, en fonction de l'orientation de l'axe principal des particules. Considérons par exemple une particule ellipsoïdale d'axes a_1 , a_2 et a_3 , a_1 étant l'axe aligné avec la direction de l'écoulement juste avant la collision. Le volume de cette particule est $4\pi a_1 a_2 a_3 / 3$, le rayon de la sphère équivalente est $(a_1 a_2 a_3)^{1/3}$ et la section efficace pour le modèle sphérique serait donc $\pi (a_1 a_2 a_3)^{2/3}$, alors que la section efficace réelle est $\pi a_2 a_3$. Soit θ_s le ratio entre la section efficace réelle et la section efficace du modèle sphérique. θ_s s'écrit donc :

$$\theta_s = \left(\frac{a_2 a_3}{a_1^2} \right)^{1/3} \quad (6.15)$$

Dans le cas où a_1 est le grand axe de l'ellipsoïde, θ_s est inférieur à un, alors que si a_1 est le plus petit axe de l'ellipsoïde, θ_s est au contraire supérieur à un. Dans un écoulement turbulent, les particules peuvent se trouver dans n'importe quelle orientation, par conséquent il n'y pas de raison de supposer que θ_s soit toujours plus petit ou toujours plus grand que un. On considèrera donc par la suite en première approximation que $\theta_s \approx 1$, ce qui revient à ne pas modifier le modèle sphérique.

Dans le cas de l'expérience dans le grand canal, on utilise des vidéos de précédentes expériences pour estimer le volume dans lequel évoluent les particules en saltation. Pour des galets de calcaire de taille entre 20 et 40 mm, la majorité des particules se déplace dans les 100 mm près du lit, quelques trajectoires atteignant 125 mm. Les marnes étant plus aplaties et plus légères à diamètre égal, on suppose qu'elles restent un peu plus facilement en suspension, et on choisit donc de prendre une hauteur de saltation de 150 mm, soit le premier quart de la hauteur du canal. En combinant cette valeur avec la surface du fond du canal, on obtient finalement une valeur du volume $V = 0.17 \text{ m}^3$.

D'autre part, les expériences de Hu and Hui (1996) dans des conditions hydrodynamiques

similaires montrent que la vitesse des particules en saltation suit une loi gaussienne où les fluctuations sont proportionnelles à la vitesse moyenne :

$$\begin{aligned}\langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2} &= \sigma \bar{u} \\ \sigma &= 0.15\end{aligned}\tag{6.16}$$

6.3.1.2 Probabilité conditionnelle de rupture

Afin de déterminer la probabilité de rupture lors d'une collision, on utilise les résultats des expériences réalisées au chapitre 4. L'analyse statistique des données fournit la loi suivante pour la probabilité de rupture P :

$$\begin{aligned}\ln \frac{P}{1-P} &= b_0 + b_1 v + b_2 I \\ P &= \frac{e^{b_0 + b_1 v + b_2 I}}{1 + e^{b_0 + b_1 v + b_2 I}} \\ b_0 &= -5.3 \quad b_1 = 0.88 \text{ m}^{-1} \text{ s} \quad b_2 = 0.79\end{aligned}\tag{6.17}$$

v étant la vitesse de l'impact, et I l'index caractérisant l'état de fissuration du matériau. On a montré au chapitre 4 que la masse n'influence que très peu la rupture.

Dans le cas des expériences dans le canal, les vitesses de collisions correspondent aux fluctuations de vitesse des particules. D'autre part, les cailloux utilisés au laboratoire sont prélevés dans le lit mais seuls ceux qui ne se delitent pas trop au moment du ramassage et du transport peuvent être utilisés et mesurés dans le canal. Selon l'échelle adoptée pour quantifier I , cela correspond à des cailloux d'index 0 ou 1 sur une échelle allant de 0 à 4 croissante avec le degré de fissuration de surface.

L'application du modèle 6.17 fournit donc une valeur de probabilité de rupture $P = 0.005$ dans les conditions expérimentales.

6.3.1.3 Fréquence de fragmentation finalement obtenue

La fréquence d'occurrence d'un événement de fragmentation est obtenue en combinant les résultats des deux paragraphes précédents :

$$a_f(x) = P \cdot \psi(x) = P \cdot \phi(r)\tag{6.18}$$

6.3.2 Distribution de taille des fragments pour la fragmentation

L'expérience décrite au chapitre 4 est aussi utilisée pour estimer la distribution de taille des particules produites par fragmentation. On obtient la loi suivante pour la distribution rétrocumulée en fonction de la masse relative $z = x/y$:

$$B(z) = \mu_N \lambda z^{-\tau} e^{-z} \quad (6.19)$$

$$\lambda = 0.41 \quad \tau = 0.13$$

Cette formulation est obtenue par ajustement d'un modèle fréquemment utilisé dans la littérature pour décrire des distributions de fragments expérimentales ou numériques. Il s'agit d'une loi de distribution théorique, qui ne s'annule pas pour de grandes valeurs de z , et qui tend vers l'infini en zéro, alors que dans un cas réel comme le nôtre, la taille maximale d'un fragment est limitée par la taille de l'individu initial, et la conservation de la masse doit être respectée. On restreint alors la validité de l'équation 6.19 sur le domaine $z \in [z_0; 1]$, z_0 étant défini comme la valeur pour laquelle $\lambda z_0^{-\tau} e^{-z_0} = 1$, $z_0 \approx 0.001$. La distribution corrigée $B^*(z)$ s'écrit alors :

$$B^*(z) = \begin{cases} \mu_N & \text{pour } z < z_0 \\ \mu_N \lambda z^{-\tau} e^{-z} & \text{pour } z \in [z_0; 1[\\ 0 & \text{pour } z = 1 \end{cases} \quad (6.20)$$

D'après les équations 4.5 et 4.7, la densité de nombre de fragments est finalement obtenue par dérivation de la distribution rétrocumulée décrite dans l'équation 6.20 :

$$p_f(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \frac{x}{y} < z_0 \\ -\frac{1}{y} \frac{dB}{dz} & \text{pour } z \in [z_0; 1[\\ 0 & \text{pour } z = 1 \end{cases} \quad (6.21)$$

6.3.3 Distribution de taille de fragments pour l'abrasion

L'abrasion est modélisée comme une rupture binaire qui donne naissance à une très petite particule et à une particule de taille presque identique à la particule d'origine. Comme il s'agit d'un processus surfacique, on suppose que la masse ε de la petite particule produite ne dépend pas de la taille de la particule d'origine. La distribution de masse des particules filles issues de l'abrasion est donc modélisée de la façon suivante :

$$p_a(x, y) = \delta(x - \varepsilon) + \delta(x - y + \varepsilon) \quad (6.22)$$

δ est la distribution de Dirac dont l'intégrale vaut 1. Pour caractériser la taille des particules fines formées par abrasion, on réalise des mesures au granulomètre laser sur la suspension produite au cours des expériences. Un exemple de résultats est proposé sur la figure 6.2. La courbe granulométrique est étroite, avec un pic unique, ce qui dans un premier temps justifie le choix de modélisation de ne décrire l'abrasion que par une unique taille, et dans un second temps permet de définir comme valeur de taille de particule élémentaire la valeur du D_{50} de cette granulométrie, soit 7 microns. La valeur de la masse correspondante est alors $\varepsilon = 4.37 * 10^{-10}$ grammes.

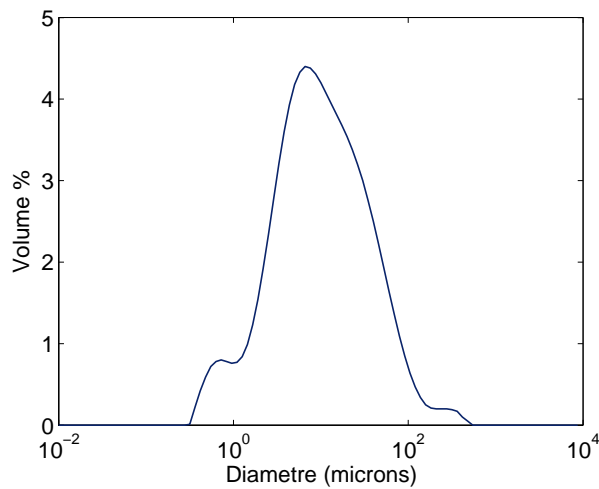


FIGURE 6.2 – Distribution granulométrique des matières en suspension à la fin de l'expérience mesurée au granulomètre laser.

6.3.4 Fréquence d'occurrence de l'abrasion

Afin de déterminer la fréquence d'occurrence d'un événement d'abrasion, on se fonde sur la loi de Sternberg qui décrit l'évolution d'une masse au cours du temps :

$$m = m_0 \exp(-\alpha l) \quad (6.23)$$

Avec l la distance de transport. Pour un mode de transport ne faisant intervenir que l'abrasion surfacique, le coefficient de Sternberg α représente la masse perdue par abrasion par un caillou après un transport sur une unité de distance. Pour une particule de masse x , se déplaçant à vitesse moyenne \bar{u} , cette masse érodée doit être égale au nombre d'événements abrasifs multiplié par la masse élémentaire abradée ε .

$$\begin{aligned}\alpha\bar{u}x &= a_a(x)\varepsilon \\ a_a(x) &= \frac{\alpha\bar{u}}{\varepsilon}x\end{aligned}\tag{6.24}$$

Parmi les expériences de suivi d'individus réalisées dans le petit canal décrites au chapitre 3, certaines permettent de suivre des cailloux qui ne subissent pas de fragmentation (voir section 3.4.1.1). Les résultats de ces expériences peuvent donc être utilisés pour définir un taux de dégradation α qui corresponde uniquement à de l'abrasion. On a obtenu un taux moyen hors fragmentation $\alpha = 18\%/km$ dans le petit canal. Attal and Lave (2009) ont observé que du fait des conditions hydrodynamiques différentes entre petit et grand canal, les taux d'abrasion pour des roches non sujettes à la fragmentation étaient supérieurs d'un facteur 2 à 4 dans le grand canal. En se basant sur les taux d'abrasion mesurés pour les cailloux du Bouinenc (peu sujets à la fragmentation) dans le petit et dans le grand canal, respectivement 4.6 et 8.6%/km, on obtient finalement un taux d'abrasion hors fragmentation dans le grand canal de 34%/km pour les cailloux du Laval.

6.3.5 Remarque sur la modélisation de l'abrasion

A première vue et à l'échelle macroscopique, il peut paraître étrange de décrire l'abrasion par un processus discret d'événements d'abrasion associés à une loi de distribution de fragments. Cependant, à l'échelle microscopique, l'abrasion est réellement le résultat d'une succession de petits événements, au cours desquels une petite quantité de matière est érodée de la surface.

D'autre part, on a fait le choix ici de faire porter la dépendance à la taille du phénomène d'abrasion sur la fréquence du phénomène. Une description équivalente mais plus physique consisterait à considérer que cette fréquence est indépendante de la taille et proportionnelle au taux de collision défini à la section 6.3.1.1, tandis que c'est le nombre de petites particules abrasées à chaque événement qui dépend de la taille. Ce choix est essentiellement motivé par le fait qu'il est plus facile numériquement de traiter une rupture binaire.

6.4 Méthodes numériques

6.4.1 Discrétisation

6.4.1.1 Principes fondamentaux

Pour résoudre l'équation 6.9 et simuler numériquement l'évolution d'une distribution granulométrique, on discrétise l'espace des masses des particules en classes de masse. La discrétisation est définie par la suite x_i , $0 < i < x_{max}$, de telle sorte qu'on appelle classe

i l'intervalle $[x_{i-1}, x_i]$. La suite x_i est définie de la façon suivante, R étant le paramètre géométrique réglant la dimension des classes :

$$\begin{aligned} x_0 &= 0 \\ x_1 &= x_{min} \\ x_i &= R x_{i-1} \quad \forall i \geq 2 \end{aligned} \quad (6.25)$$

On associe à chaque classe une valeur caractéristique de masse qui est la moyenne arithmétique des extrémités de l'intervalle délimitant la classe :

$$\bar{x}_i = \frac{x_i + x_{i-1}}{2} \quad \forall i \quad (6.26)$$

On définit aussi une valeur caractéristique du rayon de la façon suivante :

$$\bar{r}_i = \left(\frac{6}{\pi} \bar{x}_i \right)^{1/3} \quad \forall i \quad (6.27)$$

On définit la suite des $f_i(t)$, telle que $f_i(t)$ est le nombre de particules contenues dans la classe i à l'instant t .

$$f_i(t) = \int_{x_{i-1}}^{x_i} f(x, t) dx \quad \forall i \quad (6.28)$$

L'équation discrétisée pour l'évolution de f_i est alors la suivante, dans le cas général :

$$\frac{d}{dt} f_i(t) = -a_i f_i(t) + \sum_{j=i}^{\infty} a_j p_{ij} f_j(t) \quad (6.29)$$

Pour modéliser le cas de deux processus de dégradation n'intervenant qu'au-delà d'une valeur limite x_{min} , on introduit $a_{a,i}$ et $a_{f,i}$ les fréquences d'abrasion et de fragmentation dans la classe i , puis $p_{a,ij}$ et $p_{f,ij}$ les nombres de particules de classe i obtenues après la dégradation d'une particule de classe j , respectivement par abrasion et fragmentation.

$$\frac{d}{dt} f_i(t) = \begin{cases} \sum_{j=i}^{\infty} a_{a,j} p_{a,ij} f_j(t) + \sum_{j=i}^{\infty} a_{f,j} p_{f,ij} f_j(t) - a_{a,i} f_i(t) - a_{f,i} f_i(t) & \text{pour } i > 1 \\ \sum_{j=i}^{\infty} a_{a,j} p_{a,ij} f_j(t) + \sum_{j=i}^{\infty} a_{f,j} p_{f,ij} f_j(t) & \text{pour } i = 1 \end{cases} \quad (6.30)$$

La classe $i = 1$ correspond au critère $x < x_{min}$ c'est pourquoi il n'y a pas de terme de perte de particules par abrasion ou fragmentation dans cette classe.

6.4.1.2 Discrétisation des lois du modèle

On définit la fréquence d'abrasion pour la classe i de la façon suivante :

$$a_{f,i} = \frac{\alpha \bar{u}}{\varepsilon} \bar{x}_i \quad (6.31)$$

Pour la fonction de répartition de l'abrasion, on considère a priori qu'après un événement, les particules produites sont de classe inférieure à la particule initiale. Dans le cas de l'abrasion, c'est souvent faux dès lors que les classes sont suffisamment larges, et il faudra corriger cet effet comme expliqué au paragraphe 6.4.3. La fonction de répartition s'exprime alors :

$$p_{a,ij} = \begin{cases} 0 & \text{pour } j = 1 \\ \delta_{i,j-1} + \delta_{i,1} & \text{pour } j \geq 2 \end{cases} \quad (6.32)$$

Il faut ensuite discrétiser la formulation de la fréquence de fragmentation. On utilise la formulation en fonction du rayon des particules de l'équation 6.13. Pour une particule de la classe i , la fréquence des collisions ϕ_i s'écrit :

$$\phi_i = \frac{\pi \bar{u}}{V} \sum_{j=1}^{\infty} (\bar{r}_i + \bar{r}_j)^2 f_j \quad (6.33)$$

Enfin, on définit la fonction de répartition $p_{f,ij}$ pour la fragmentation. On utilise à cette fin l'expression de la distribution rétrocumulée corrigée $B^*(z)$ de l'équation 6.20.

Etant donnée une classe j , la distribution rétrocumulée des fragments obtenue pour la rupture d'une particule de cette classe est la suivante :

$$B_j(x) = \begin{cases} \mu_N & \text{pour } \frac{x}{\bar{x}_j} < 0.001 \\ B\left(\frac{x}{\bar{x}_j}\right) & \text{pour } \frac{x}{\bar{x}_j} \in [0.001; 1[\\ 0 & \text{pour } x = \bar{x}_j \end{cases} \quad (6.34)$$

On introduit i_j^* l'indice de la plus petite classe non vide après fragmentation d'une particule de taille j , c'est-à-dire la première valeur de i pour laquelle $\bar{x}_i/\bar{x}_j > 0.001$.

On obtient finalement l'expression suivante :

$$p_{f,ij} = \begin{cases} 0 & \text{pour } i < i^*_j \\ \mu_N - B\left(\frac{x_i}{\bar{x}_j}\right) & \text{pour } i = i^*_j \\ B\left(\frac{x_{i-1}}{\bar{x}_j}\right) - B\left(\frac{x_i}{\bar{x}_j}\right) & \text{pour } i > i^*_j \end{cases} \quad (6.35)$$

6.4.2 Formulation matricielle

La discrétisation de l'équation d'évolution sous la forme 6.30 permet de remplacer une équation aux dérivées partielles par un système d'équations différentielles de premier ordre. On peut formuler ce système sous forme matricielle.

Soit F le vecteur des f_i . On définit la matrice de fréquence d'abrasion A_a ainsi :

$$A_{a,ij} = \delta_{ij}a_{a,i} \quad (6.36)$$

La matrice de répartition de l'abrasion P_a est définie par l'équation 6.32

La fréquence de fragmentation A_f s'exprime d'après l'équation 6.33 comme le produit d'une matrice R et du vecteur F , que l'on diagonalise pour obtenir une forme matricielle :

$$A_f = \text{diag}(R * F) \quad (6.37)$$

$$R_{ij} = (r_i + r_j)^2 \cdot \frac{\pi \langle \tilde{u}^2 \rangle^{1/2}}{V} \quad (6.38)$$

Enfin la matrice de répartition de la fragmentation est directement donnée par l'équation 6.35

L'évolution du système est ainsi résumée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}F &= P_f A_f F + P_a A_a F - A_a F - A_f F \\ &= [(P_f - Id)A_f + (P_a - Id)A_a] F \end{aligned} \quad (6.39)$$

6.4.3 Méthode pour corriger les bilans de masse

Un problème récurrent des méthodes de discrétisation de l'équation PBE est qu'elles ne permettent pas de conserver à la fois les moments d'ordre 0 et d'ordre 1. En effet, lorsqu'on résout l'équation formulée sous la forme d'un bilan en nombre (c'est le cas de l'équation 6.7), le nombre de particules, c'est-à-dire le moment d'ordre 0 de la distribution f , est bien conservé, mais la masse, c'est-à-dire le moment d'ordre 1, ne l'est pas. Avec la discrétisation utilisée, on caractérise la masse d'une particule dans la classe i par une valeur unique, la

moyenne arithmétique. Mais si l'on prend l'exemple de l'abrasion, lorsqu'une particule de la classe i est dégradée en une particule de la classe $i - 1$ et une particule de la classe 1, on n'a pas a priori d'égalité du type $\bar{x}_j = \bar{x}_{j-1} + \varepsilon$. La masse n'est donc pas conservée.

Le schéma de discrétisation impose de décider a priori que lors d'un événement de dégradation, une particule de la classe i donnera naissance à des fragments de classes strictement inférieures à i . Dans le cas de l'abrasion, il est pourtant fort improbable qu'une perte de masse de ε suffise à faire passer une particule dans la classe inférieure. C'est aussi vrai pour certains événements de fragmentation. L'erreur commise en déplaçant la particule dans la classe inférieure et en lui attribuant la masse moyenne de cette classe est d'autant plus importante qu'on se situe dans les grandes tailles où les classes sont plus larges.

Réciproquement, l'utilisation d'une équation basée sur un bilan de masse permettrait de conserver le moment d'ordre 1 de la distribution f , mais n'assurerait pas un bilan correct du nombre de particules. Ce type de résolution est par exemple utilisé pour les études concernant le broyage de particules (citer), dans lesquelles la masse est une mesure plus importante que le nombre.

Dans le cas qui nous préoccupe, on souhaite s'assurer à la fois de la conservation de la masse et du nombre de particules au cours de l'évolution de la distribution. On va donc utiliser pour cela une procédure proposée par Hill and Ng (1995) qui permet de remédier au problème évoqué plus haut. Cette procédure repose sur l'utilisation de deux facteurs de correction, β_i et δ_i définis dans le cas général d'une dégradation par l'équation suivante :

$$\frac{d}{dt}f_i(t) = \sum_{j=i}^{\infty} \beta_j a_j p_{ij} f_j(t) - \delta_i a_i f_i(t) \quad (6.40)$$

Le facteur δ_i et β_i permettent de rendre compte des effets intraclasses, en pondérant :

- Le terme de création de nouvelles particules dans la classe i par une probabilité que les particules créées n'appartiennent finalement pas à la classe considérée.
- Le terme de disparition des particules de la classe i par une probabilité que la particule dégradée ne quitte pas sa classe d'origine

La dérivation des expressions des facteurs β_i et δ_i pour la fragmentation et pour l'abrasion est décrite en détail dans l'annexe 1. On obtient dans le cas de la fragmentation les expressions suivantes :

$$\beta_i = \frac{\mu_N - 1}{\mu_N - \frac{1}{\bar{x}_i} \sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}} \quad (6.41)$$

$$\delta_i = (\mu_N - 1) \frac{\sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}}{\mu_N \bar{x}_i - \sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}} \quad (6.42)$$

Et dans le cas de l'abrasion :

$$\beta_i = \delta_i = \frac{\varepsilon}{\bar{x}_i - \bar{x}_{i-1}} \quad (6.43)$$

6.4.4 Algorithme de résolution

Le paramètre R est fixé à 1.5, ce qui nécessite 35 classes de masse pour couvrir l'étendue granulométrique considérée. Le modèle est initialisé avec la distribution granulométrique expérimentales de marnes, interpolée par une loi lognormale sur la discrétisation décrite au paragraphe précédent. Cette distribution massique est transformée en distribution de nombre. Les fonctions de fréquence, de distribution, de correction, sont intégrées sous forme matricielle. L'équation résultante pour l'évolution du vecteur du nombre de particules par classes de taille F est résolue avec une méthode explicite de Runge-Kutta (implémentée dans Matlab).

6.5 Résultats du modèle

Les premières simulations sont réalisées avec un seul processus actif, soit l'abrasion, soit la fragmentation. Pour l'abrasion, on simule une évolution sur 60 minutes, ce qui correspond à peu près à la durée des expériences. Pour la fragmentation, l'évolution est beaucoup plus rapide et la simulation ne représente que 6 minutes.

6.5.1 Résultats des simulations d'abrasion

L'évolution des moments d'ordre zéro et un de la distribution granulométrique pour l'abrasion sont représentés sur la figure 6.3. La masse est conservée pendant toute la simulation, ce qui indique que la procédure de correction utilisée fonctionne correctement. Le nombre de particules augmente au cours du temps, toutes les nouvelles particules créées appartenant à la plus petite classe, et atteint au bout d'une heure $2.3e13$, correspondant au nombre d'événements d'abrasion calculés par le modèle. Au-delà des premiers pas de temps, le nombre de particules créées par abrasion est tellement important que le nombre total représenté sur la figure 6.3 peut être considéré comme égal au nombre de particules abrasées. On constate qu'il évolue selon une loi (1-exp) complémentaire de la loi de Sternberg pour la masse des matériaux grossiers.

L'évolution de la distribution de masse cumulée est représentée sur la figure 6.4. L'abrasion est à l'origine d'un décalage de la distribution vers les petites tailles dû à la production de particules fines. Après une heure, les particules fines (c'est-à-dire de masse inférieure à x_{min}) représentent 77% de la masse totale. En revanche, la partie grossière de la distribution n'est pas tellement modifiée au cours de la simulation. Le tableau 6.2 présente les

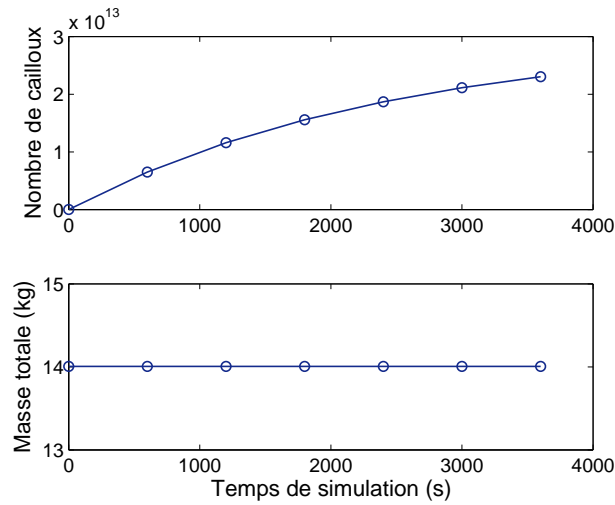


FIGURE 6.3 – Évolution des moments d'ordre zéro et un de la distribution granulométrique pour une simulation d'abrasion d'une heure

valeurs de D_{50} et D_{90} estimées par interpolation sur les distributions cumulées. La différence entre ces deux valeurs $D_{90} - D_{50}$ est utilisée comme un indicateur de la dispersion dans les grandes tailles. Dans le cas des simulations d'abrasion, cette différence augmente au cours du temps. En effet, le D_{50} diminue plus rapidement que le D_{90} , ce qui provoque un étalement de la partie droite de la distribution.

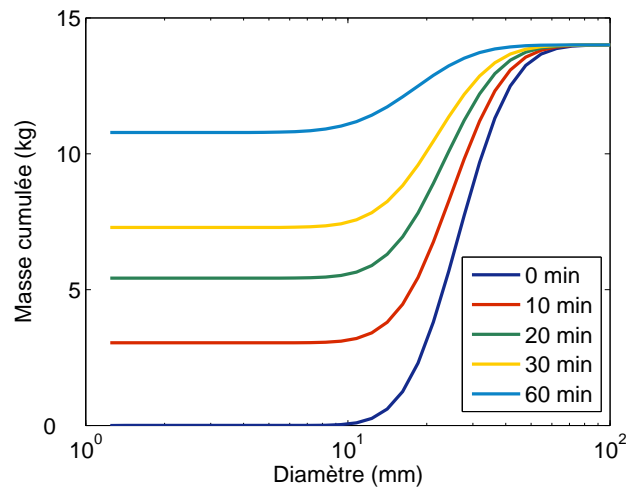


FIGURE 6.4 – Évolution de la distribution granulométrique cumulée au cours de la simulation d'abrasion.

TABLE 6.2 – Valeurs de D_{90} et D_{50} interpolées de la simulation d'abrasion.

Temps (min)	$D_{90}(mm)$	$D_{50}(mm)$	$D_{90} - D_{50}(mm)$
0	42.5	26.4	16.1
10	38.4	21.7	16.7
20	34.2	16.3	17.9
30	30.3	< 1	> 29.3
60	19.2	< 1	> 18.2

6.5.2 Résultats des simulations de fragmentation

L'évolution des moments d'ordre zéro et un pour la simulation de fragmentation est représentée sur la figure 6.5. De même que pour l'abrasion, la masse totale est conservée. Le nombre total de particules augmente d'abord lentement, puis on observe une accélération à mesure que l'augmentation de la concentration en particules (en nombre) génère plus de collisions. Après une simulation de 6 minutes, le nombre total de particules atteint $2.5 \cdot 10^7$.

L'évolution de la distribution de masse cumulée est représentée sur la figure 6.6. De même que pour l'abrasion, la fragmentation engendre un décalage de la distribution vers les petites tailles. En revanche, contrairement à ce qui a été observé pour l'abrasion, très peu de particules fines sont produites et les modifications majeures ont lieu dans les classes de taille les plus grandes. Le tableau 6.3 indique les valeurs de D_{90} et de D_{50} interpolées sur les distributions. Dans le cas de la fragmentation, la différence $D_{90} - D_{50}$ diminue au cours du temps, ce qui dénote une contraction de la partie droite de la distribution.

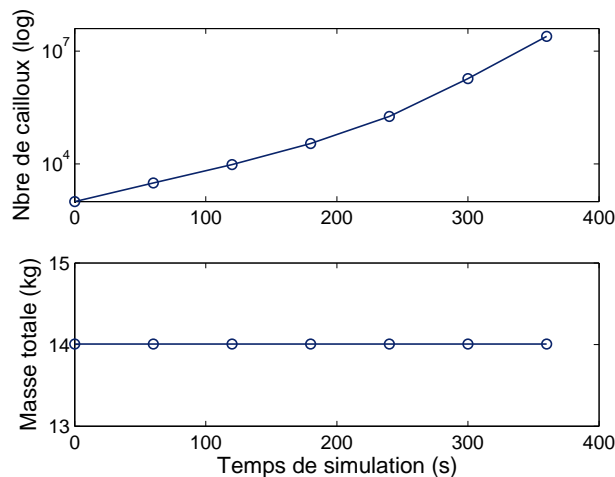


FIGURE 6.5 – Evolution des moments d'ordre zéro et un de la distribution granulométrique pour une simulation de fragmentation de 6 minutes

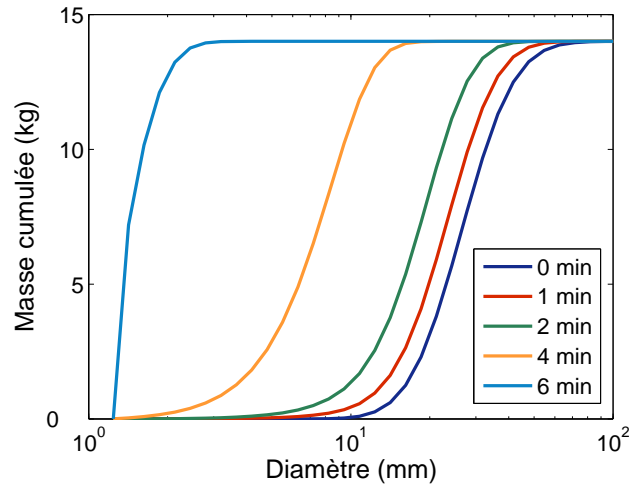


FIGURE 6.6 – Evolution de la distribution granulométrique cumulée au cours de la simulation de fragmentation.

TABLE 6.3 – Valeurs des D_{90} et D_{50} interpolées de la simulation de fragmentation

Temps (min)	D_{90} (mm)	D_{50} (mm)	$D_{90} - D_{50}$ (mm)
0	42.5	26.4	16.1
1	36	22.9	13.2
2	28.2	18.2	10
4	11.8	7.5	4.3
6	2	1.4	0.6

6.6 Interprétations

La comparaison des prédictions du modèle pour des simulations à un ou deux processus aux distributions expérimentales permet de mieux comprendre ce qui se passe pendant le transport.

6.6.1 Les deux processus sont impliqués dans l'expérience

La figure 6.1 met en évidence deux caractéristiques importantes des distributions expérimentales. D'une part, la proportion de la masse représentée par les particules de la plus petite classe de taille, c'est-à-dire de diamètre inférieur à 5 mm, augmente au cours de l'expérience, atteignant presque 70% au bout d'une heure. Ce premier trait (caractéristique) correspond à la production de particules fines par le processus d'abrasion comme le démontre clairement la simulation d'abrasion. D'autre part, on remarque aussi des modifications importantes dans la partie grossière de la distribution, mises en évidence par la diminution rapide du D_{90} (voir tableau 6.1). Au cours des dix premières minutes de

l'expérience, le D_{90} diminue plus rapidement que le D_{50} , indiquant une contraction de la partie grossière de la distribution, bien que cette tendance s'inverse par la suite. D'après la simulation de fragmentation, cette contraction est caractéristique du processus de fragmentation.

La simulation d'abrasion reproduit correctement le premier trait et prédit qualitativement et quantitativement la production de particules fines. En revanche, elle ne modifie que très peu les proportions de particules dans les grandes classes de taille. La simulation de fragmentation semble par contre bien capturer les modifications dans les grandes tailles, du moins dans les premiers instants de l'expérience, mais ne produit pas autant de particules fines que ce que l'on observe dans les expériences. Il est donc nécessaire de combiner les effets de l'abrasion et de la fragmentation pour expliquer les observations expérimentales. La comparaison de simulations monoprocessus et des données expérimentales suggère que l'abrasion et la fragmentation sont toutes deux impliquées dans la dégradation expérimentale. La forme spécifique des distributions granulométriques est donc une signature des mécanismes en jeu dans la dégradation.

6.6.2 La fragmentation dépend du temps

Les résultats de la simulation de fragmentation montrent que le nombre de particules augmente très rapidement (voir figure 6.5). Le nombre de particules (sans compter les fines) obtenu après une heure est par conséquent beaucoup plus élevé que ce qui a été observé dans l'expérience. De même, le D_{90} des distributions simulées décroît beaucoup plus rapidement que celui des distributions expérimentales (voir les tableaux 6.1 et 6.3). On remarque par ailleurs que dans les expériences, la différence $D_{90} - D_{50}$ commence par diminuer, indiquant une contraction similaire à celle observée pour la fragmentation, puis augmente, comme si la fragmentation devenait moins importante et que ses effets étaient cachés par ceux de l'abrasion. Ces observations suggèrent que l'efficacité du phénomène de fragmentation décroît au cours de l'expérience. Ceci pourrait être expliqué de plusieurs façons. Une première explication pourrait être que la fragmentation dépend de la taille des particules et diminue lorsque celles-ci deviennent plus petites. Mais comme décrit au chapitre 4, les expériences de fragmentation sous impact ne montrent pas de dépendance à la taille de la probabilité de rupture. Une seconde explication serait l'évolution des propriétés mécaniques des marnes au cours de l'expérience, et plus particulièrement, au fur et à mesure des générations de fragments. La structure de la roche marneuse est en effet très hétérogène et caractérisée par un important réseau de fissures à l'intérieur même du matériau. Une part de cette hétérogénéité a certes été prise en compte par le biais de l'indice de fissuration I introduit pour définir la probabilité de rupture, mais il est très probable qu'au début de l'expérience, la fragmentation soit favorisée par la présence de zones de

faiblesses et microfissures dans les galets. Au fur et à mesure, ces premières sources de fragmentation disparaissent et la proportion de matériau sain augmente dans la population, réduisant par là-même l'efficacité du processus de fragmentation. Ce phénomène a précédemment été observé par Attal and Lave (2009) pour des galets de calcaire. En réalisant deux expériences successives avec les mêmes galets, ils ont observé que le taux de production de fragments étaient beaucoup moins élevés la deuxième fois, et suggéré que cela était dû à l'élimination progressive des cailloux pré-fissurés et des zones de fragilité.

Dans le modèle tel qu'il a été introduit, la fragmentation ne dépend pas du temps (excepté par l'intermédiaire de sa dépendance à la concentration). Pour prendre en compte cette dépendance, on modifie la fréquence de fragmentation en introduisant un temps caractéristique t_0 :

$$a_f^* = a_f \cdot \exp\left(\frac{-t}{t_0}\right) \quad (6.44)$$

t est la durée du transport et t_0 l'échelle de temps de la diminution de l'efficacité de la fragmentation. Les résultats de la simulation avec abrasion et fragmentation dépendant du temps sont représentés sur la figure 6.7 avec les données expérimentales. Les prédictions du modèle sont similaires aux données, bien qu'elles surestiment légèrement (5%) la production de fines par abrasion. Pour cette simulation, on a utilisé un temps caractéristique $t_0 = 70$ s. Cela signifie donc que la fragmentation a lieu préférentiellement sur des zones de faiblesse pendant la première minute puis devient moins intense à mesure que ces fragilités disparaissent.

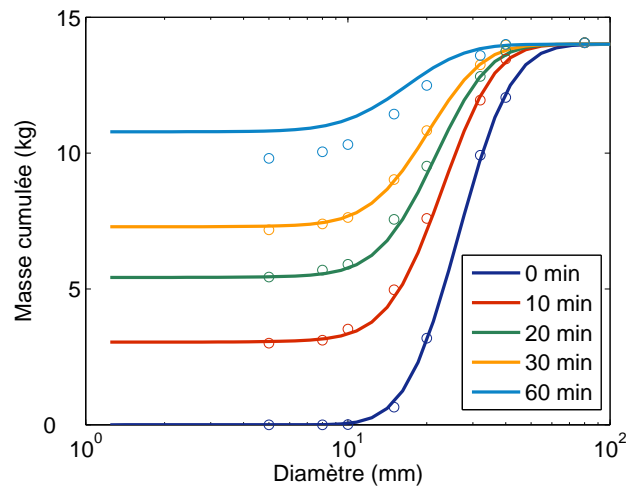


FIGURE 6.7 – Distributions expérimentales et prédites par le modèle. La simulation inclut abrasion et fragmentation et la fragmentation dépend du temps avec un temps caractéristique $t_0 = 70$ s. Sur les deux graphes, les courbes représentent les distributions granulométriques à 0, 10, 20, 30 et 60 minutes depuis le bas vers le haut.

6.6.3 Effets de couplage

Dans le paragraphe 6.2.2, on a considéré que l'abrasion et la fragmentation agissaient de façon séparée sur les particules et qu'on pouvait simplement additionner leurs effets. Il est cependant improbable qu'il n'y ait pas d'interactions entre ces deux mécanismes, en particulier lorsqu'on considère la forme des grains.

D'une part l'abrasion et la fragmentation ont des effets opposés sur la forme. L'abrasion tend à arrondir les cailloux tandis que la fragmentation produit des particules anguleuses. D'autre part, il peut exister des rétroactions de la forme sur ces mécanismes. Ainsi, il a été observé depuis longtemps que les cailloux anguleux étaient plus sensibles à l'abrasion (Kuenen, 1956; Bloore, 1977; Durian et al., 2006), et la fragmentation produit ce type de cailloux. Il n'y a en revanche pas de rétroaction claire de la forme sur la fragmentation.

Il y a donc finalement une compétition entre abrasion et fragmentation pour le contrôle de la forme. Comme expliqué au paragraphe précédent, l'efficacité de la fragmentation décroît au cours de l'expérience, et ce sont donc les effets de l'abrasion qui deviennent dominants. Ceci est confirmé par nos observations expérimentales : les cailloux de marnes sont beaucoup plus arrondis à la fin de l'expérience qu'au début.

Pour améliorer notre analyse et prendre en compte les effets de couplage entre les deux mécanismes, il serait utile d'introduire dans le modèle une description de la distribution des formes. Cette description pourrait se faire par l'intermédiaire de la proportion de cailloux ronds par rapport aux cailloux anguleux, ou même d'une distribution continue d'angularité. Durian et al. (2007) proposent un formalisme mathématique pour caractériser la forme par la distribution des courbures autour d'un galet, qui pourrait être utile pour une description systématique de chaque galet. L'étape suivante serait d'intégrer cette description de la forme à notre modèle, ce qui peut se faire par l'introduction de distributions de probabilité conjointes prenant en compte la taille et la forme, comme suggéré par Hill (2004).

6.6.4 Application aux rivières

Le modèle proposé prend en compte les processus de dégradation dus aux sollicitations mécaniques pendant le transport. Il est donc suffisant pour représenter l'évolution des granulométries de sédiments dans un cas expérimental comme celui décrit au chapitre 3, où seuls ces processus interviennent. L'étape suivante qui consiste à l'appliquer à un cas réel de rivière nécessitera de prendre en compte les autres processus affectant les tailles de grains.

Tout d'abord, la seconde composante essentielle du phénomène de *downstream fining* est le tri sélectif au cours du transport. Dans certains cas, c'est d'ailleurs le processus dominant (Ferguson et al., 1996). Pour prendre le prendre en compte, il faut considérer

des lois d'entraînement et de dépôt de sédiments, des lois d'échange entre le lit et la couche de charriage, et si nécessaire des distances de transport qui dépendent de la taille (Hoey and Ferguson, 1994). Ainsi, il faut notamment pouvoir distinguer dans la masse de sédiments souvent quantifiée par l'intermédiaire d'une capacité de transport la part du transport en suspension, car ces sédiments sont exportés beaucoup plus rapidement que les autres.

La granulométrie des sédiments d'une rivière peut aussi être affectée par les apports latéraux des versants. Suivant la topographie, ces apports peuvent être beaucoup plus importants que les apports de matériaux provenant de l'amont et transportés par la rivière. C'est par exemple souvent le cas dans les hauts-bassins versants. Selon Sklar and Dietrich (2006), les apports des versants peuvent même être l'élément de contrôle principal de la granulométrie des sédiments du lit, et cacher les effets des processus de dégradation dès lors qu'on regarde un comportement asymptotique sur de longues distances. Dans un premier temps, une formulation simple consisterait à introduire un apport des versants uniforme en masse et en granulométrie comme proposé par Chatanantavet et al. (2010), même s'il serait préférable par la suite de prendre en compte la variabilité spatiale de ces apports.

Enfin, dans le cas de torrents de montagne tels que ceux des bassins versants de Draix, qui sont caractérisés par une forte intermittence de l'écoulement, il serait aussi important de prendre en compte l'évolution de la granulométrie des matériaux du lit entre les périodes de crues, lorsque le lit est quasiment à sec et que les sédiments sont exposés aux intempéries. Celles-ci peuvent en effet modifier fortement à la fois la granulométrie des sédiments et leurs propriétés mécaniques, les rendant plus sensibles à des dégradations mécaniques futures. (Bradley, 1970; Jones and Humphrey, 1997).

6.6.5 Vers une analyse inverse ?

Les résultats obtenus indiquent qu'il est possible, en comparant les distributions granulométriques expérimentales aux simulations, de conclure que l'abrasion et la fragmentation sont toutes deux impliquées dans la dégradation. Il y a en effet dans ces distributions des traits distinctifs qui ne peuvent pas être reproduits en ne modélisant qu'un des deux processus. Cette approche est une première étape vers une analyse inverse qui consisterait à extraire de l'information sur ce qui s'est passé pendant le transport en observant les distributions granulométriques qui en résultent.

Ce genre d'approche pourrait être appliqué sur le terrain, où les granulométries des lits de rivières sont des données relativement faciles à collecter, selon le schéma suivant :

- Mesurer les distributions granulométriques en différents endroits du lit.
- Identifier quelques mécanismes de rupture/dégradation possibles.

- Modéliser pour chacun d’eux une fréquence d’occurrence et une loi de distribution de fragments. Ceci peut se faire soit par le biais de modèles théoriques a priori (par exemple la loi de Weibull), soit empiriquement à partir d’expériences telles que celles présentées dans la section 6.3.
- Simuler avec cette méthode l’évolution de la granulométrie sous l’effet d’un ou plusieurs de ces mécanismes.
- Identifier des traits caractéristiques des distributions granulométriques (éventuellement, il faudrait développer des indicateurs spécifiques pour les quantifier) et étudier leur dépendance aux différents mécanismes de rupture proposés.
- Déterminer le ou les mécanismes les plus pertinents pour expliquer ces traits caractéristiques.

Sous certaines hypothèses, une analyse inverse plus quantitative peut être développée sur l’un ou l’autre des paramètres du problème, par exemple la dépendance de la fréquence de rupture à la taille, ou la forme de la distribution des fragments sous l’hypothèse d’une fréquence de rupture constante (Sathyagal et al., 1995). Dans le cas général, la définition mathématique du problème peut être délicate et il est peu probable qu’une solution unique existe. Des principes physiques ainsi qu’une bonne connaissance du terrain/des rivières pourront alors aider à sélectionner une solution.

6.7 Conclusions et perspectives

Le modèle qui a été développé a été appliqué à une expérience de dégradation de marnes dans un écoulement. Il reproduit les effets de l’abrasion et de la fragmentation sur la distribution granulométrique. Les résultats indiquent que :

- Les deux mécanismes de fragmentation et d’abrasion sont impliqués et sont nécessaires pour comprendre l’évolution de la granulométrie expérimentale.
- L’efficacité de la fragmentation diminue au cours de l’expérience. Les galets les plus fragiles avec des fissures préexistantes sont fracturés en premier puis la fragmentation ralentit lorsque seuls les galets sains subsistent. Un temps caractéristique de 70 s rend correctement compte de ces observations.
- La fragmentation et l’abrasion ont des effets opposés sur la forme des galets et cette forme a une rétroaction sur l’abrasion. Au fur et à mesure que l’efficacité de la fragmentation diminue, les effets de l’abrasion deviennent dominants ce qui tend à arrondir les galets.

Ces résultats sont prometteurs tant du point de vue qualitatif que quantitatif. Dans l’objectif d’une future application à des rivières réelles, il faudra intégrer ce modèle dans une description globale du transport sédimentaire qui prenne en compte les autres processus affectant la taille des sédiments.

Par ailleurs, le modèle proposé dans ce chapitre est applicable à toute autre sorte de transport associé à une dégradation du matériau. La méthodologie qui est décrite pour déterminer les fonctions spécifiques aux marnes peut être adaptée à d'autres matériaux et mécanismes de rupture. Cette méthode pourra ainsi être utilisée pour des avalanches de roches ou de neige, le transport de neige par le vent, des laves torrentielles, ou encore des écoulements pyroclastiques, pour lesquels des phénomènes d'attrition, d'abrasion, de fragmentation ont été observés (Gravina et al., 2004; Davies and McSaveney, 2009; Naaim-Bouvet et al., 2011).

Deuxième partie

Écoulement de suspensions
concentrées de sédiments marneux

Généralités sur les écoulements hyperconcentrés

Sommaire

7.1	Introduction	107
7.2	Les fluides non-newtoniens	108
7.2.1	Définition	108
7.2.2	Différents types et modèles de fluides non-newtoniens	109
7.2.3	Détermination de la rhéologie d'un fluide	111
7.3	Le cas des écoulements hyperconcentrés	112
7.3.1	Suspensions naturelles	112
7.3.2	Écoulements hyperconcentrés	113
7.3.3	Et sur les torrents de Draix?	114
7.4	Conséquences sur les propriétés des écoulements	114
7.4.1	Géométrie	114
7.4.2	Régimes laminaires et turbulents	115
7.4.3	Profils de vitesse	116
7.4.4	Modélisation du frottement	119
7.4.5	Propriétés de transport et d'érosion	122
7.5	Conclusions	122

7.1 Introduction

La teneur en matières en suspension mesurée dans les torrents de Draix dépasse fréquemment 300 g/L et peut atteindre 800 g/L. L'influence de ces fortes concentrations sur l'écoulement est mal connue, mais des observations suggèrent que le comportement de la suspension devient non-newtonien au-delà d'un certain seuil. L'étude de l'influence de la concentration sur le comportement d'une suspension de marnes et sur ses propriétés d'écoulement fait l'objet de cette deuxième partie.

Ce chapitre introduit la notion de fluide non-newtonien en détaillant le cas particulier des écoulements hyperconcentrés naturels. On s'attachera notamment à montrer comment ce comportement influence et modifie les propriétés des écoulements, à partir d'une synthèse bibliographique des travaux théoriques et expérimentaux existants. Quelques références succinctes au comportement d'un écoulement d'eau claire sont introduites pour comparaison, mais elles n'ont pas la prétention de résumer l'ensemble des connaissances accumulées depuis plus de deux siècles sur la question.

7.2 Les fluides non-newtoniens

7.2.1 Définition

Un fluide se déforme et s'écoule sous l'effet d'une contrainte, ce qui s'écrit localement comme une relation linéaire entre contrainte et déformation. La contrainte de cisaillement τ peut ainsi s'écrire :

$$\tau = \eta_e \dot{\gamma} \quad (7.1)$$

τ s'exprime en Pa , η_e est la viscosité effective, en $Pa.s$ et $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement, en s^{-1} . Le taux de cisaillement est le gradient de vitesse dans la direction perpendiculaire à l'écoulement associé à la contrainte tangentielle à l'écoulement, appelée contrainte de cisaillement, comme indiqué sur la figure 7.1.

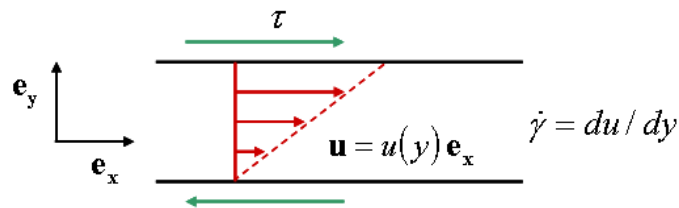


FIGURE 7.1 – Définition de la contrainte de cisaillement τ et du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ dans un cas bidimensionnel.

On dit qu'un fluide est newtonien lorsque le taux de cisaillement est strictement proportionnel à la contrainte appliquée, ce qui se traduit par une viscosité effective constante $\eta_e = \eta$.

Certains fluides présentent au contraire une viscosité effective qui n'est pas constante et dépend du taux de cisaillement, de la géométrie de l'écoulement voire de l'histoire du chargement.

7.2.2 Différents types et modèles de fluides non-newtoniens

Les fluides non-newtoniens recouvrent une grande variété de matériaux ayant des propriétés différentes. Ce paragraphe présente les types de fluides les plus courants ainsi que les principaux modèles associés. La figure 7.2 représente la relation entre contrainte et taux de cisaillement pour certains de ces modèles.

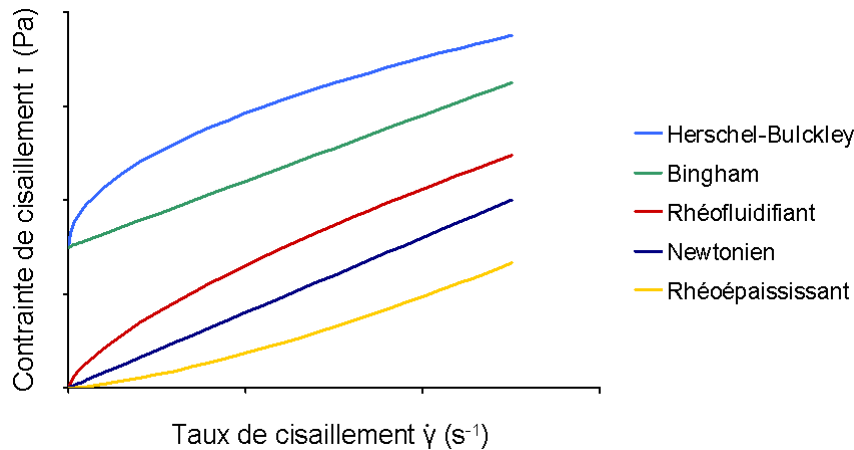


FIGURE 7.2 – Courbes d'écoulement pour quelques modèles de fluides non-newtoniens.

Fluides viscoplastiques : Ces fluides ont un comportement solide à faible contrainte de cisaillement, et ne sont mis en mouvement que lorsque la contrainte dépasse un certain seuil. Dans un fluide concentré, cela représente physiquement la contrainte nécessaire pour déstabiliser la structure constituée par les particules à l'équilibre. Notons toutefois que la réalité physique du seuil fait débat, certains auteurs (Barnes, 1999) préférant décrire ce comportement comme une augmentation très importante de la viscosité à faible taux de cisaillement.

Le modèle le plus courant pour décrire ce comportement est celui de Bingham (Bingham, 1922) :

$$\tau = \tau_B + \eta_B \dot{\gamma} \quad (7.2)$$

τ_B est la contrainte seuil et η_B est la viscosité. Ce modèle simple est par exemple utilisé pour décrire le comportement du chocolat fondu, avec une contrainte seuil de 20 Pa et une viscosité de 2 Pa.s (Darby and Melson, 1981). Il est aussi approprié pour des écoulements hyperconcentrés à des taux de déformation peu élevés (O'Brien and Julien, 1986).

Un autre type de modèle de fluide à seuil est le modèle de Casson (Casson, 1957) :

$$\tau^{1/2} = \tau_C^{1/2} + (\eta_\infty \dot{\gamma})^{1/2} \quad (7.3)$$

Ce modèle est souvent utilisé pour des fluides biologiques ou agroalimentaires, et représente par exemple bien le comportement du sang (Kim et al., 2009)

Considérant que la turbulence et les impacts entre particules ont une incidence sur l'état de contrainte, Julien and Lan (1991) proposent de compléter le modèle de Bingham par un terme quadratique pour prendre en compte ces interactions.

$$\tau = \tau_B + \eta_B \dot{\gamma} + \zeta \dot{\gamma}^2 \quad (7.4)$$

Le paramètre ζ caractérise la diffusion turbulente. Pour $\zeta = \eta_B^2$, ce modèle correspond en fait au développement du modèle de Casson.

Fluides rhéofluidifiants ou rhéoépaississants : La viscosité apparente des fluides rhéofluidifiants diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. Physiquement, cela signifie que la structure formée par les particules en interaction est progressivement déstabilisée lorsque la contrainte augmente, mais ne disparaît pas d'un seul coup.

Au contraire, la viscosité apparente des fluides rhéoépaississants augmente avec le taux de cisaillement. Un mélange d'eau et de maizena très concentré présente par exemple ce type de comportement. C'est plus généralement le cas des suspensions de molécules longues, qui n'arrivent pas à se désenchevêtrer lorsque sollicitées sur les échelles de temps courtes ($\dot{\gamma}$ élevé).

Le modèle le plus simple pour décrire ce type de matériaux est le modèle en loi de puissance.

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad (7.5)$$

K est appelé consistance et son unité dépend de la valeur de l'exposant n . La viscosité effective s'écrit alors :

$$\eta_e = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (7.6)$$

- Si $n < 1$, le fluide est rhéofluidifiant, ou pseudoplastique
- Si $n = 1$, on retrouve le cas du fluide newtonien
- Si $n > 1$, le fluide est rhéoépaississant, ou dilatant

Lorsque le fluide présente aussi un seuil de mise en mouvement, on peut décrire son comportement par le modèle de Herschel-Bulkley (Herschel and Bulkley, 1926) :

$$\tau = \tau_{HB} + K \dot{\gamma}^n \quad (7.7)$$

Contrairement aux modèles précédents, qui ne sont en général valables que dans une gamme restreinte de valeurs de $\dot{\gamma}$, ce modèle à trois paramètres a l'intérêt d'être facilement ajustable sur une large gamme de valeur de $\dot{\gamma}$. Il est donc fréquemment utilisé pour décrire les propriétés rhéologiques de fluides à partir de mesures de rhéométrie. Il a ainsi été utilisé

pour décrire aussi bien le comportement de la mozzarella (Muliawan and Hatzikiriakos, 2007) que de suspensions boueuses, pour lesquelles un exposant $n = 1/3$ semble être une bonne approximation (Coussot, 1994).

Fluides thixotropes et rhéopectiques : Ces fluides ont un comportement qui dépend de leur histoire. Plus précisément, un fluide thixotrope voit sa viscosité apparente diminuer lorsque le temps pendant lequel il est cisailé augmente. Ceci traduit la déstructuration progressive des interactions entre particules. Une suspension de kaolinite (argile) est un bon exemple de ce type de comportement (Coussot, 1992).

Au contraire, la viscosité d'un fluide rhéopectique augmente avec la durée de la sollicitation.

Fluides viscoélastiques : La réponse de ces fluides à une sollicitation est la combinaison d'une composante visqueuse (similaire à celle des écoulements newtoniens) et d'une composante élastique (similaire à celle des solides).

Un exemple de modèle simple permettant de décrire un corps viscoélastique est le modèle de Maxwell :

$$\tau + \frac{\eta}{E} \dot{\tau} = \eta \dot{\gamma} \quad (7.8)$$

E est le module d'Young qui caractérise l'élasticité, il s'exprime en Pa , et $\dot{\tau}$ est la dérivée temporelle de la contrainte de cisaillement. Ce modèle prédit que lorsque la déformation s'arrête, les contraintes dans le milieu vont décroître jusqu'à s'annuler, ce qui est une des caractéristiques d'un fluide. De nombreux matériaux industriels à base de polymères présentent ce type de propriétés, c'est pourquoi les fluides viscoélastiques ont été beaucoup étudiés au cours des dernières décennies (Watanabe, 1999).

Dans la pratique, les fluides non-newtoniens peuvent exhiber simultanément plusieurs des caractéristiques que l'on vient de présenter.

7.2.3 Détermination de la rhéologie d'un fluide

L'étude du comportement des fluides non-newtoniens passe généralement par la caractérisation de leur rhéologie à l'aide de mesures de rhéométrie. Les cylindres concentriques de Couette, les dispositifs plan/plan ou cône/plan, les tubes capillaires, sont fréquemment utilisés pour étudier la réponse d'un fluide à un cisaillement (Nguyen and Boger, 1992). Des essais à contrainte imposée (fluage), taux de cisaillement imposé (relaxation), des essais d'écoulement à taux de cisaillement variable, peuvent être utilisés pour déterminer, d'une part la valeur de la contrainte seuil de mise en mouvement, lorsqu'elle existe (dans la limite de la remarque faite plus haut sur son existence), d'autre part la viscosité, et ajuster

un modèle du type de ceux présentés plus haut. Le graphe représentant l'évolution de la contrainte de cisaillement τ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ est appelé rhéogramme ou courbe d'écoulement.

Du fait de leur sensibilité à de nombreux artefacts (creusement, séchage, sédimentation, glissement à la paroi), les mesures de rhéométrie sont délicates. Elles requièrent beaucoup de patience et de précaution et sont moyennement précises (Coussot and Piau, 1994). Les suspensions naturelles, qui souvent peu homogènes et peuvent sédimenter au cours des essais, sont d'autant plus difficiles à mesurer. D'autre part, les dispositifs sont conçus pour fonctionner en régime laminaire et sont donc généralement de petites dimensions, ce qui exclut la possibilité de mesurer les propriétés de fluides chargés en sédiments grossiers. Pour remédier à ces inconvénients, Carravetta et al. (2010) proposent de caractériser la rhéologie par analyse inverse, à partir de mesures macroscopiques de la relation entre perte de charge et vitesse de l'écoulement.

7.3 Le cas des écoulements hyperconcentrés

7.3.1 Suspensions naturelles

On parle de suspension dès lors qu'un matériau solide particulière est entraîné en mouvement de façon permanente par un fluide. Ceci survient lorsque les contraintes locales liées à la turbulence sont suffisantes pour contrebalancer la sédimentation par gravité. (se reporter à Cheng and Chiew (1999) pour une revue des différents critères de mise en suspension). La concentration volumique C_v est alors définie par le rapport du volume occupé par ces particules solides sur le volume total du mélange.

A faible concentration, on peut généralement négliger les interactions entre les particules solides, et le comportement du mélange résulte de la combinaison des forces propres à chacune des phases et des forces d'interactions entre ces phases. Un certain nombre de modèles "biphasiques" ont été développés sur ce principe (Greimann et al., 1999; Chauchat and Guillou, 2008).

Lorsque la concentration augmente, les particules sont suffisamment proches les unes des autres pour que l'effet de leurs interactions sur le comportement global de l'écoulement ne soit plus négligeable. Ces interactions sont par exemple des collisions entre particules, la modification du champ de vitesse de l'écoulement aux alentours d'une particule qui peut être ressentie par une autre particule proche, des interactions géométriques d'encombrement, électrostatiques ou de Van der Waals pour de très petites particules.

Dans la nature, un grand nombre de phénomènes peut donner naissance à des écoulements concentrés. Les laves torrentielles (Iverson, 1997), les lahars (coulées de cendres

volcaniques) (Dumaisnil et al., 2010), les coulées de boues, la zone basale des écoulements pyroclastiques (Doyle et al., 2010), les courants de turbidité... sont autant d'exemples de fluides fortement chargés en particules solides. Les observations de certains de ces écoulements et de leurs dépôts indiquent dans de nombreux cas que ces matériaux peuvent avoir un comportement fluide ou solide, c'est-à-dire suggèrent l'existence d'un seuil de mise en mouvement (Ancy, 2007).

7.3.2 Écoulements hyperconcentrés

Le transport solide en suspension en rivière est en général plutôt dilué (par exemple de l'ordre de 5 g/L en moyenne dans l'Isère). Il arrive cependant que la combinaison d'une grande quantité de sédiments disponibles et de crues suffisantes pour les mobiliser mène à de fortes concentrations en matières en suspension (MES). Des concentrations supérieures à 1000 g/L sont ainsi régulièrement observées dans les affluents du Fleuve Jaune en Chine (Wan and Wang, 1994), du fait notamment de la grande quantité de loess présente sur les berges de ces rivières, de la fragilité de ces terrains peu végétalisés et de la violence des orages (Hessel, 2006). Wan and Wang (1994) ont montré qu'à ces concentrations élevées, le comportement de la suspension était non-newtonien avec la présence d'un seuil de mise en mouvement.

De façon plus précise, l'expression "écoulement hyperconcentrés" décrit les phénomènes de transport solide fortement concentrés en rivières ou torrents. Plusieurs auteurs ont tenté de caractériser ce type d'écoulement en le différenciant des laves torrentielles, des écoulements concentrés, ou des coulées de boue, sur des critères de granulométrie, de concentration ou de comportement (Pierson and Costa, 1987; Lavigne and Thouret, 2003). La limite distinguant les écoulements hyperconcentrés d'écoulements habituels repose en général sur l'apparition d'un comportement non-newtonien (Pierson and Costa, 1987). Ceci dépend notamment de la concentration et de la granulométrie des matériaux transportés. La limite distinguant les écoulements hyperconcentrés des laves torrentielles peut être une limite en concentration, qui varie selon les auteurs de 48% (Costa, 1988) à 60% (Lavigne and Thouret, 2003). Au-delà de cette limite, les interactions de friction, qui sont négligeables dans les écoulements hyperconcentrés, deviennent prépondérantes. Enfin, les laves torrentielles peuvent aussi être caractérisées par leur caractère transitoire, contrairement à des écoulements hyperconcentrés de type continu (Davies, 1986).

Les modèles utilisés pour décrire le comportement non-newtonien d'une suspension naturelle hyperconcentrée sont soit le modèle de Bingham (Wan and Wang, 1994), soit le modèle de Herschel-Bulkley (Coussot, 1994; Antoine et al., 1995).

7.3.3 Et sur les torrents de Draix ?

Sur les bassins versants de Draix, la forte érodabilité des marnes noires est source d'une importante production de sédiments et des concentrations de plus de 600 g/L ont été observées plusieurs fois au cours des dernières années (Mathys et al., 1996). Plusieurs observations telles qu'un aspect de surface lisse, ou l'arrêt d'une coulée sur la plage de dépôt, suggèrent une modification du comportement à forte concentration. Les mesures de Antoine et al. (1995) indiquent de plus qu'une suspension réalisée avec la partie fine des sédiments de la Roubine de concentration volumique 30 à 43% (soit 820 à 1180 g/L) présente un comportement de type Herschel-Bulkley. Une étude approfondie des écoulements chargés de Draix est donc nécessaire pour d'une part, confirmer cette hypothèse d'un comportement non-newtonien et identifier le seuil de concentration à partir duquel il apparaît, et d'autre part caractériser les effets de ce changement de comportement sur l'écoulement.

7.4 Conséquences sur les propriétés des écoulements

7.4.1 Géométrie

Pour un écoulement à surface libre, on définit le rayon hydraulique R_h comme étant le rapport entre la surface mouillée S_m et le périmètre mouillé P_m (voir figure 7.3). Lorsque la largeur du canal est très grande, le rayon hydraulique tend vers la profondeur de l'écoulement h . Le diamètre hydraulique D_h est par ailleurs défini par $D_h = 4R_h$.

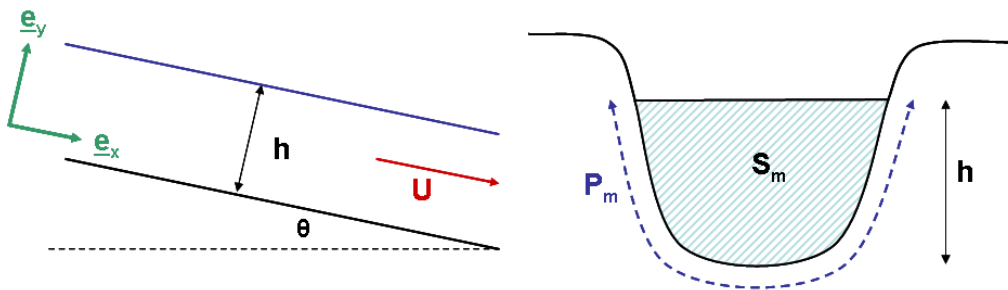


FIGURE 7.3 – Géométrie d'un écoulement à surface libre

Dans tout ce qui suit, on considèrera des écoulements à surface libre et bidimensionnels, c'est-à-dire que le vecteur vitesse \underline{u} n'a qu'une composante non-nulle dans la direction de l'écoulement \underline{e}_x et que sa norme ne dépend que de la hauteur y :

$$\underline{u} = u_x(y)\underline{e}_x \quad (7.9)$$

7.4.2 Régimes laminaires et turbulents

Nombre de Reynolds : Le nombre de Reynolds est défini comme le rapport des contraintes d'inertie sur les contraintes visqueuses. Pour un écoulement newtonien à surface libre, le nombre de Reynolds s'écrit :

$$Re = \frac{4\rho UR_h}{\eta} \quad (7.10)$$

Pour un écoulement non-newtonien, le nombre de Reynolds est modifié pour prendre en compte la dépendance de la viscosité apparente aux paramètres du modèle rhéologique utilisé. L'approche la plus couramment adoptée consiste à écrire le nombre de Reynolds en fonction de la viscosité effective η_e , qui est déduite du modèle rhéologique. Par exemple, pour des fluides de Bingham et de Herschel-Bulkley, les nombres de Reynolds modifiés Re_B et Re_{HB} s'écrivent :

$$Re_B = \frac{4\rho UR_h}{\eta_e} = \frac{4\rho UR_h}{\eta_B + \frac{\tau_B R_h}{2U}} \quad (7.11)$$

$$Re_{HB} = \frac{8\rho U^2}{\tau_{HB} + K \left(\frac{2U}{R_h}\right)^n} \quad (7.12)$$

La formulation 7.12, proposée par Haldenwang et al. (2002) pour un fluide de Herschel-Bulkley, est la plus générale puisqu'elle peut aussi être utilisée pour des fluides pseudoplastiques ou de Bingham. Pour un fluide de Bingham, elle se simplifie en l'expression 7.11, utilisée par exemple par Rickenmann (1991).

Une seconde approche consiste à considérer la viscosité à l'infini (pour de grandes valeurs du taux de cisaillement) et à négliger les effets de la contrainte seuil. Darby and Melson (1981) utilisent ainsi un nombre de Reynolds Re_∞ défini par :

$$Re_\infty = \frac{4\rho UR_h}{\eta_B} \quad (7.13)$$

Wan and Wang (1994) font aussi référence à un nombre de Reynolds de rugosité Re_* , introduit pour rendre compte du frottement en régime de transition et turbulent, et qui dépend de la vitesse de frottement au fond u_* et d'une dimension caractéristique de la rugosité k_s :

$$Re_* = \frac{\rho u_* k_s}{\eta} \quad (7.14)$$

Transition de régime : La transition entre régimes laminaire et turbulent est définie par une valeur critique de nombre de Reynolds. Dans le cas d'un fluide newtonien, on considère classiquement qu'un écoulement en conduite est laminaire pour $Re < 500$ et turbulent pour $Re > 1000$. Ces valeurs sont un peu plus élevées pour un écoulement à

surface libre, habituellement 2000 et 3000. Entre les deux, on parle de régime de transition. Pour un fluide non-newtonien, la définition de ces régimes dépend de l'expression du nombre de Reynolds. Pour un écoulement de Bingham en conduite, Hanks (1963) définit le Reynolds critique Re_c à partir d'une valeur critique du rapport τ_B/τ^* , τ^* étant la contrainte de cisaillement au fond (en Pa). Cette valeur critique α_c est reliée au nombre de Hedstrom He . L'expression de Hanks (1963) est adaptée par Naik (1983) aux écoulements à surface libre sous la forme :

$$\begin{aligned} He &= \frac{16\rho R_h^2 \tau_B}{\eta_B^2} \\ \frac{\alpha_c}{(1-\alpha_c)^3} &= \frac{He}{48000} \\ Re_c &= \frac{He}{12\alpha_c} (1 - 1.5\alpha_c + 0.5\alpha_c^3) \end{aligned} \quad (7.15)$$

Pour des fluides à comportement autre que Bingham, il n'existe à notre connaissance pas de dérivations analytiques similaires. Les approches existantes sont donc plutôt empiriques et dépendantes du matériau ou de la géométrie, telle l'expression de Haldenwang et al. (2004) qui relie le nombre de Reynolds critique au nombre de Froude $Fr = U/\sqrt{gh}$.

Les études expérimentales rapportées par Wan and Wang (1994) indiquent des valeurs de transition de 2000 et 10000 pour le nombre de Reynolds modifié défini par 7.11.

7.4.3 Profils de vitesse

7.4.3.1 Cas newtonien

Régime laminaire : Le profil de vitesse d'un écoulement newtonien laminaire en conduite circulaire ou en écoulement à surface libre est dérivable analytiquement : il s'agit du profil de Poiseuille. Pour un écoulement à surface libre :

$$u(y) = \frac{\rho g \sin \theta}{\eta} \left(hy - \frac{y^2}{2} \right) \quad (7.16)$$

Par intégration, la vitesse moyenne d'un tel écoulement est donc :

$$U = \frac{\rho g \sin \theta}{3K} h^2 \quad (7.17)$$

Régime turbulent : En paramétrant la turbulence par le modèle de longueur de mélange (voir (Thual, 2010) pour une dérivation complète) et en négligeant les contraintes visqueuses, il est possible de montrer que les profils de vitesse s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{u(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{y_0}\right) \quad (7.18)$$

u_* étant la vitesse de frottement au fond, définie à partir de la contrainte de cisaillement au fond τ_* par la relation $\tau_* = \rho u_*^2$. La constante de Von Karman κ vaut 0.4 en eau claire, et y_0 est une hauteur dépendant de la rugosité.

Des modifications de cette loi ont été proposées, telles que la loi log-traînée de Coles (1956) ou la loi log-traînée modifiée (modified log-wake law) de Guo and Julien (2003) pour rendre compte des déviations observées lors des expériences. En particulier, lors d'expériences en canal étroit ou de mesures en rivières, la vitesse maximale est souvent observée légèrement en-dessous de la surface libre, contrairement à ce qui est prédit par la loi logarithmique, du fait d'effets tridimensionnels tels que les recirculations ou courants secondaires.

Lorsque le fluide est chargé en particules mais reste newtonien, les données expérimentales de Vanoni rapportées par Lyn (1991) montrent que le profil de vitesse est toujours logarithmique, mais que la constante de Von Karman décroît lorsque la concentration augmente. Cette décroissance est visible dans les données de Wan and Wang (1994) représentées sur la figure 7.4 pour les concentrations inférieures à 400 g/L.

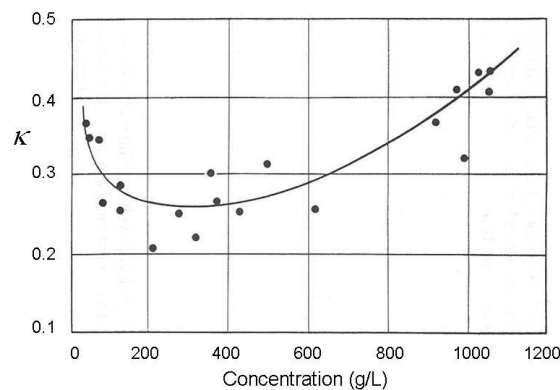


FIGURE 7.4 – Évolution de la constante de Von Karman avec la concentration, d'après Wan and Wang (1994).

L'approche alternative de Coleman (1981), fondée sur l'utilisation de la loi log-traînée pour décrire les profils de vitesse d'écoulements chargés, consiste à considérer que ce n'est pas le coefficient de Von Karman mais plutôt le coefficient de traînée qui dépend de la concentration.

7.4.3.2 Cas non-newtonien

Régime laminaire : Pour un fluide à seuil, le profil de vitesse est modifié. En régime laminaire, la contrainte de cisaillement locale ne résulte que du poids de la couche de fluide supérieure. Cette contrainte est nulle à la surface et égale à la contrainte à la paroi τ^* près du fond. Il existe donc une zone près de la surface où la contrainte de cisaillement

n'est pas suffisante pour mettre en mouvement le fluide. Dans cette région de l'écoulement, communément appelée "plug", le matériau se déplace en bloc, comme un solide. De plus, pour qu'un écoulement se produise, il faut que la contrainte à la paroi soit supérieure à la contrainte seuil. La déformation est alors complètement accommodée par la partie inférieure de l'écoulement, entre le fond et la base du plug.

Pour un écoulement bidimensionnel (de largeur infinie), il est possible de dériver analytiquement les profils de vitesse dans le cas d'un fluide de Herschel-Bulkley (Chambon, 2007) :

$$\begin{cases} u(y) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho g \sin \theta}{K} \right)^{1/n} h_0^{(n+1)/n} \left[1 - \left(1 - \frac{y}{h_0} \right)^{(n+1)/n} \right] & \text{si } y < h_0 \\ u(y) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho g \sin \theta}{K} \right)^{1/n} h_0^{(n+1)/n} & \text{si } y \geq h_0 \end{cases} \quad (7.19)$$

h_0 est la hauteur de la base du plug, et est reliée à la hauteur totale de l'écoulement h par la relation $h_0 = h - \tau_c/(\rho g \sin \theta)$. Ce profil est représenté sur la figure 7.5.

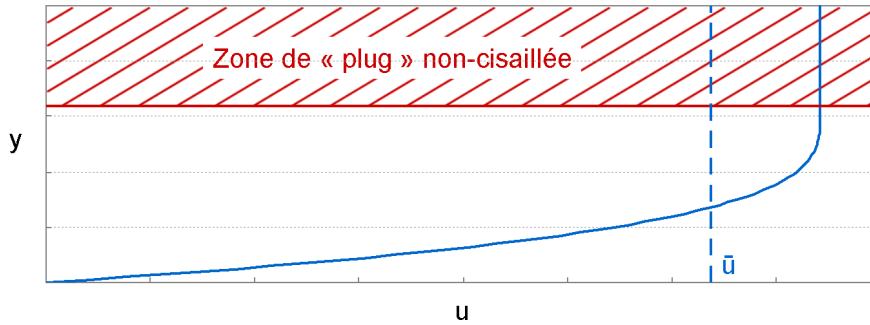


FIGURE 7.5 – Profil de vitesse laminaire pour un fluide de Herschel-Bulkley en écoulement permanent uniforme bidimensionnel (de largeur infinie).

La vitesse moyenne se calcule par intégration du profil de vitesse :

$$U = \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho g \sin \theta}{K} \right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - \frac{n}{2n+1} \frac{h_0}{h} \right) h_0^{\frac{n+1}{n}} \quad (7.20)$$

On peut vérifier que dans le cas d'un fluide newtonien ($\tau_c = 0$ et $n = 1$), on retrouve la relation de Poiseuille (équations 7.16 et 7.17).

Régime turbulent : Pour un fluide à seuil en régime turbulent enfin, les expériences rapportées par Wan and Wang (1994) montrent que les profils ont toujours une forme logarithmique, la constante de Von Karman pouvant différer de l'eau claire (voir figure 7.4).

7.4.4 Modélisation du frottement

7.4.4.1 Définitions

On définit la charge hydraulique H d'un écoulement :

$$H = \frac{U^2}{2g} + y + \frac{P}{\rho g} \quad (7.21)$$

P étant la pression en Pa . Le théorème de Bernoulli prédit que cette charge est constante pour l'écoulement d'un fluide parfait, irrotationnel et incompressible. En présence de frottements en revanche, la charge n'est plus conservée. La quantification de cette perte de charge, notée $J = \Delta H$, est un enjeu majeur pour le dimensionnement d'ouvrages hydrauliques. Pour un écoulement à surface libre permanent et uniforme, J est égal à la pente du fond $\sin \theta$.

La perte de charge est notamment due aux interactions entre le fluide et la paroi. Ainsi, en introduisant τ^* la contrainte de cisaillement moyenne exercée par le fluide sur les parois (en Pa), un bilan de forces sur une portion d'écoulement en régime permanent et uniforme mène à la relation suivante :

$$\tau^* = \rho g R_h J \quad (7.22)$$

L'analyse dimensionnelle fournit une relation entre la contrainte de cisaillement et la vitesse moyenne de l'écoulement de la forme :

$$\tau^* = \frac{\lambda}{8} \rho U^2 \quad (7.23)$$

Ce qui, combiné à l'équation 7.22, fournit l'équation de Darcy-Weisbach pour les écoulements en charge, ou son équivalent pour les écoulements à surface libre :

$$\frac{\lambda}{8} = \frac{g R_h J}{U^2} \quad (7.24)$$

Le coefficient λ est appelé coefficient de frottement ou de perte de charge, il est sans unité, et sa valeur dépend du nombre de Reynolds et de la rugosité. (Il est aussi parfois fait référence dans la littérature anglo-saxonne au coefficient de frottement de Fanning, qui vaut $\lambda/4$). La détermination de ce coefficient est essentielle pour prédire les pertes de charge d'un écoulement, et donc par exemple la relation entre hauteur et débit dans un écoulement à surface libre. Elle a donc suscité de nombreuses études, particulièrement pour l'eau claire mais aussi pour les fluides non-newtoniens du fait de leurs importantes applications industrielles (pâtes, peintures, débris miniers, pétrole...).

7.4.4.2 Cas newtonien

Régime laminaire : Dans le cas simple d'un écoulement laminaire en conduite circulaire ou d'un écoulement laminaire bidimensionnel à surface libre, le coefficient de frottement λ défini par l'équation 7.24 est obtenu analytiquement à partir des équations 7.16 et 7.24 :

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{64}{Re} \text{ pour un écoulement en charge} \\ \lambda &= \frac{96}{Re} \text{ pour un écoulement à surface libre}\end{aligned}\quad (7.25)$$

Régime turbulent : En régime turbulent, on distingue classiquement les écoulements à fond "lisse" où il existe une couche limite visqueuse des écoulements à fond "rugueux". L'intégration des profils de vitesse en régime turbulent lisse ou rugueux fournit des expressions implicites pour le coefficient de perte de charge, qui sont combinées par la formule de Colebrook (Colebrook, 1939) :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2.0 \log_{10} \left(\frac{k_s}{\alpha_f D_h} + \beta_f Re \sqrt{\lambda} \right) \quad (7.26)$$

Les coefficients α_f et β_f dépendent de la géométrie de l'écoulement, avec des valeurs typiques $\alpha_f \in [2; 4]$ et $\beta_f \in [0; 6]$.

L'abaque de Moody, représentée sur la figure 7.6, résulte de la combinaison des équations 7.26 et 7.25. Cette représentation très classique de l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité est largement utilisée.

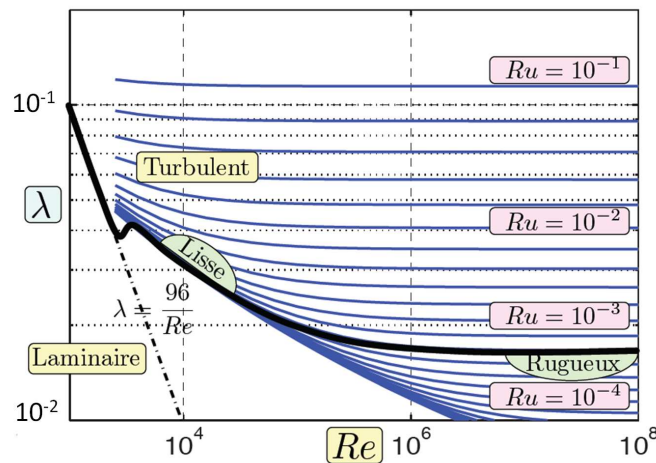


FIGURE 7.6 – Abaque de Moody pour les écoulements à surface libre, d'après Thual (2010), pour les valeurs $(\alpha_f, \beta_f) = (3, 2.5)$. Sur ce graphique $Ru = k_s/D_h$.

En régime turbulent rugueux, λ ne dépend plus du nombre de Reynolds, et une paramétrisation alors couramment utilisée est celle de Manning-Strickler, qui s'écrit $\lambda =$

$\phi_{MS}(k_s/D_h)^{1/3}$, avec $\phi_{MS} \approx 0.2$. En régime turbulent lisse, la formule 7.26 peut être approximée par la formule de Blasius, selon laquelle $\lambda = 0.316 \cdot Re^{-1/4}$.

7.4.4.3 Cas non-newtonien

L'objectif de l'étude du frottement pour les fluides non-newtoniens est de fournir des lois équivalentes à celles de l'abaque de Moody permettant de calculer le coefficient λ dans les différents régimes d'écoulement.

Régime laminaire : Pour un écoulement laminaire d'un fluide de Bingham en conduite, l'expression exacte du coefficient de frottement dérivée par Buckingham est rapportée par Darby and Melson (1981) :

$$\lambda = \frac{64}{Re_B} \left(1 + \frac{He}{6Re_B} - \frac{He^4}{3\lambda^3 Re_B^7} \right) \quad (7.27)$$

En adaptant cette expression aux écoulements à surface libre et en négligeant le dernier terme, Wan and Wang (1994) montrent qu'il est possible de décrire le frottement pour un fluide de Bingham par une loi similaire à celle utilisée pour les fluides newtoniens en utilisant le nombre de Reynolds modifié de l'équation 7.11

$$\lambda = \frac{96}{Re_m} \quad (7.28)$$

Cette dépendance $\lambda \propto 1/Re_m$ est confirmée expérimentalement (Rickenmann, 1990; Wan and Wang, 1994; Haldenwang, 2003; Burger et al., 2010) pour des fluides de différents comportements, sous réserve d'utiliser un nombre de Reynolds modifié Re_m approprié. La valeur de $K_{lam} = \lambda \cdot Re_m$ n'est en revanche par clairement définie. Rickenmann (1990) a ainsi observé des valeurs de 60 à 77 pour des écoulements laminaires hyperconcentrés d'argile Opalite, en utilisant le nombre de Reynolds Re_B défini par l'équation 7.11. Burger et al. (2010) ont récemment montré qu'en utilisant le nombre de Reynolds Re_{HB} de l'équation 7.12, le coefficient K_{lam} ne dépendait pas du type de fluide, mais de la forme de la section d'écoulement. L'analyse statistique de leurs mesures fournit des valeurs de 58.4 à 70.4 pour des sections triangulaires, rectangulaires, semi-circulaires et trapézoïdales, indépendamment du rapport d'aspect. Cette dépendance à la forme avait d'ailleurs été suggérée auparavant par les travaux analytiques de Kozicki (1988).

Régime turbulent : Pour décrire le frottement en régime turbulent, un grand nombre de lois ont été proposées pour les écoulements en conduite (Heywood and Cheng, 1984) ou à surface libre (Alderman and Haldenwang, 2007). Naik (1983) a par exemple développé une approche semi-analytique qui consiste à reprendre la démarche utilisée pour

les écoulements newtoniens en écrivant un modèle de longueur de mélange dépendant des propriétés rhéologiques, tandis que d'autres lois sont empiriques (Haldenwang, 2003). En comparant plusieurs de ces lois, Alderman and Haldenwang (2007) ont montré que leurs prédictions diffèrent entre elles au maximum d'un facteur 2, et qu'elles sont similaires à celles de l'équation de Manning-Strickler utilisée pour l'eau claire en régime turbulent rugueux. Cette conclusion est corroborée par les expériences de Rickenmann (1990), qui a observé que la relation de Colebrook (équation 7.26) peut être utilisée pour des fluides de Bingham en utilisant le nombre de Reynolds modifié défini par l'équation 7.11.

7.4.5 Propriétés de transport et d'érosion

Une interrogation importante concernant les suspensions concentrées porte sur leurs propriétés de transport et d'érosion. En effet, si les lois classiques de transport solide font intervenir une capacité de transport maximale, à laquelle le fluide porteur est "saturé", cette capacité ne concerne bien souvent que le matériau grossier transporté en charriage (Meyer-Peter and Muller, 1948). Ceci n'indique donc pas qu'un fluide concentré en matières en suspension verrait sa capacité de transport de matériaux grossiers réduite. D'autre part, il a souvent été constaté que des processus de transport très concentré étaient aussi fortement érosifs (Cao et al., 2006; Stock and Dietrich, 2006)).

Dans des expériences en canal, Rickenmann (1991) montre ainsi que lorsque la concentration en sédiments fins augmente, la capacité de transport en charriage d'un écoulement hyperconcentré augmente aussi, jusqu'à une concentration limite où l'écoulement devient laminaire à proximité des grains à entraîner. Une augmentation de la capacité de transport avec la concentration est aussi observée dans des expériences relatées par Wan and Wang (1994). Lorsque la concentration augmente, la densité relative du matériau solide en charriage par rapport au fluide diminue. Ceci diminue donc la vitesse de sédimentation de ces matériaux et justifie que leur transport requiert moins d'énergie de la part de l'écoulement. Sur le terrain, Cheng and Chiew (1999) décrivent le même effet pour les écoulements hyperconcentrés du Fleuve Jaune. La capacité érosive augmentant avec la charge solide, ceci explique qu'on observe des concentrations de plus en plus importantes vers l'aval, comme décrit par Wan and Wang (1994).

7.5 Conclusions

Les écoulements hyperconcentrés qui se forment dans les rivières en crue sous des conditions particulières de disponibilité et de mobilisation des sédiments peuvent présenter un comportement de fluide non-newtonien. Ceci a des implications notamment sur leur loi de frottement, sur leur profil de vitesse, et sur leur capacité de transport et d'érosion. Ces

propriétés dépendent de la nature du fluide et du régime de l'écoulement, et les études existantes concernent en général une géométrie et type de fluide. Une étude approfondie du comportement d'une suspension de sédiments marneux est donc nécessaire pour caractériser d'une part son comportement rhéologique, et d'autre part la loi de frottement des écoulements ainsi formés. Ceci fera l'objet des chapitres 8 et 9.

Méthodes expérimentales

Sommaire

8.1	Introduction	126
8.2	Matériau étudié	126
8.3	Caractérisation de la rhéologie	127
8.4	Dispositif expérimental	128
8.5	Instrumentation	129
8.5.1	Mesure du débit	129
8.5.2	Mesure de la hauteur d'eau	130
8.5.3	Mesure de la vitesse longitudinale	131
8.5.4	Mesure de la vitesse de surface	132
8.6	Expériences réalisées	133

The waterfall is most important. Mixes the chocolate. Churns it up, makes it light and frothy. By the way, no other factory in the world mixes its chocolate by waterfall, my dear children. (Roald Dahl, Charlie and the Chocolate Factory)



FIGURE 8.1 – Cascade de boue à l'exutoire du canal.

8.1 Introduction

Ce chapitre présente en détail le dispositif utilisé et les méthodes mises en oeuvre pour l'étude de l'écoulement de suspensions concentrées en sédiments marneux. Ces expériences en canal ont été complétées par des mesures de rhéométrie à petite échelle, permettant de caractériser le comportement de ces suspensions.

8.2 Matériau étudié

Le matériau utilisé pour les expériences est une suspension de sédiments fins marneux provenant des bassins versants expérimentaux de Draix. Pour que la granulométrie des sédiments prélevés soit bien similaire à celle des crues, ils ont été prélevés dans l'écoulement du Laval, pendant des crues de concentration élevée, ainsi que dans une coulée très concentrée qui s'est arrêtée à faible pente dans le Laval. Des essais précédents réalisés uniquement à partir de matériau de la plage de dépôt (Bacchi, 2007) avaient en effet montré que le comportement du fluide reconstitué était très différent de celui des crues chargées du fait de l'absence de la fraction la plus fine, évacuée dans l'écoulement.

La granulométrie de plusieurs crues du Laval, celle de la suspension reconstituée au laboratoire pour ces expériences, et celle de la suspension utilisée par Bacchi (2007) sont représentées sur la figure 8.2.

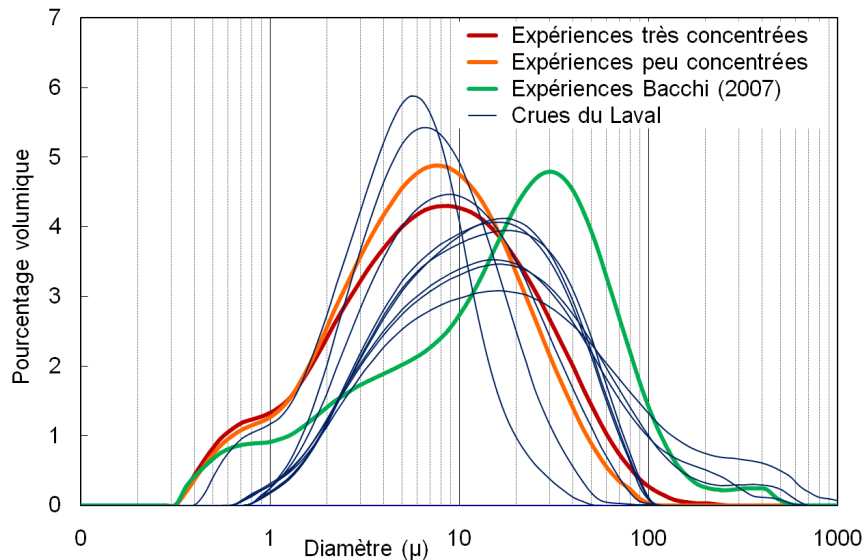


FIGURE 8.2 – Granulométrie du matériau utilisé pour les expériences à faible et forte concentration et lors des expériences précédentes de Bacchi (2007), et granulométrie des matières en suspension lors de plusieurs crues du Laval.

La suspension utilisée est similaire aux granulométries de diverses crues mesurées sur le torrent du Laval, bien que son D_{50} , d'environ 8 microns, soit légèrement inférieur à la valeur moyenne des D_{50} observés sur le terrain. Pour les expériences à forte concentration, la quantité de sédiments collectée n'était pas suffisante, et il a donc fallu la compléter par environ 20% de matériau provenant de la plage de dépôt du Laval. Néanmoins, la granulométrie totale du mélange résultant diffère très peu de celle du matériau d'écoulement pur et son D_{50} reste dans la plage des valeurs observées sur le Laval comme l'indique la figure 8.2.

La marne de Draix est composée de 45% de carbonates et 55% d'argile. Dans les conditions expérimentales testées, les argiles présentes, en majorité illite et smectite, ne sont pas sujettes à la floculation.

Pour caractériser la concentration des suspensions testées, on fera référence tantôt à la teneur en matière en suspension C_{MES} habituellement utilisée par les hydrologues, tantôt à la concentration volumique C_v plus courante en rhéologie. La teneur en MES est le rapport de la masse solide sur le volume du mélange et s'exprime en g/L. La concentration volumique est le rapport du volume solide sur le volume du mélange, elle est sans unité et s'exprime souvent en pourcentage. Les deux définitions sont reliées par la relation suivante :

$$C_v = C_{MES} \cdot \rho_s \quad (8.1)$$

ρ_s est la masse volumique du solide qui vaut 2575 kg.m^{-3} pour la marne.

8.3 Caractérisation de la rhéologie

Pour déterminer les propriétés rhéologiques des suspensions hyperconcentrées de marnes, on réalise des mesures au rhéomètre sur dix échantillons de différentes concentrations (entre 700 et 1100 g/L). L'outil utilisé est le système plan/plan, composé de deux disques rugueux entre lesquels on dispose une couche de fluide de 1 mm (voir figure 8.3). Cet outil a l'avantage d'éviter le glissement. Du fait de sa géométrie, il favorise en revanche la sédimentation des suspensions moyennement concentrées, c'est pourquoi seules des concentrations élevées ont pu être testées.

Plusieurs types d'essais sont réalisés pour établir une relation entre contrainte et taux de cisaillement :

- Des essais d'écoulement : on fait varier par paliers le taux de cisaillement et on mesure l'évolution de la contrainte de cisaillement. Cet essai permet d'explorer rapidement le comportement du matériau, il est plus fiable pour les taux de cisaillement élevés que faibles.

- Des essais à taux de cisaillement imposé. Ces essais permettent de mesurer le temps de réponse du matériau.
- Des essais à durée de pré-cisaillement variable. Ces essais permettent d'étudier un éventuel comportement thixotrope.
- Des essais de fluage à contrainte imposée. Ces essais sont ciblés sur les valeurs de contrainte proches du seuil de mise en mouvement pour déterminer précisément ce seuil.



FIGURE 8.3 – Rhéomètre avec dispositif plan/plan (photo H. Raguet).

8.4 Dispositif expérimental

Les expériences d'écoulement sont réalisées au Cemagref de Grenoble dans un canal de longueur 6 m et de largeur $L = 0.25$ m. Le choix de cette largeur résulte d'un compromis entre d'une part, la recherche d'un rapport d'aspect h/L faible pour éviter les effets de bords et écoulements secondaires (Bacchi, 2007) et d'autre part, le débit maximum techniquement disponible avec les pompes utilisées. Les hauteurs d'eau varient de 4 à 15 cm en fonction des conditions de débit, pente et concentration.

La pente du canal est réglable entre 0 et 10%. Dans les expériences décrites ici, on a utilisé des pentes de 2 à 6%.

Le système fonctionne en circuit fermé entretenu par deux pompes à membrane. Le volume total d'eau (ou de boue) mis en jeu, de l'ordre de $1 m^3$, est stocké dans une cuve à l'aval

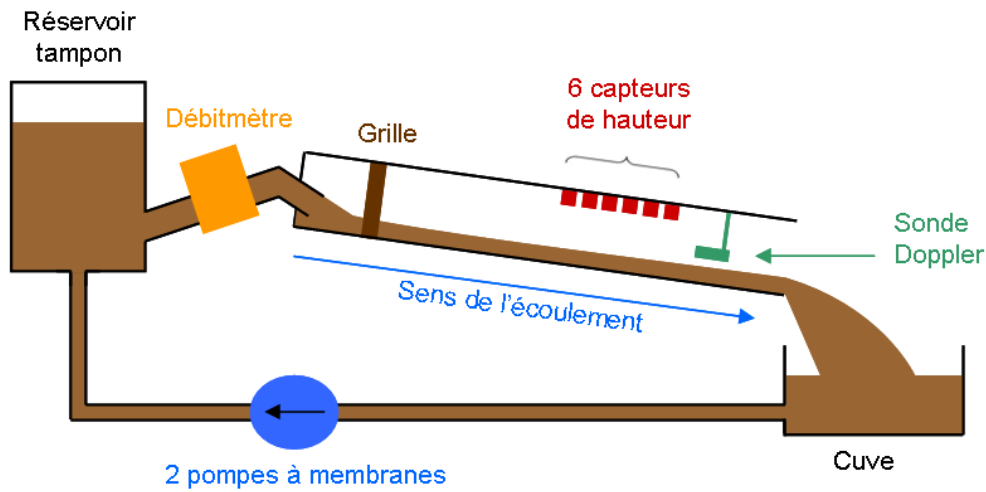


FIGURE 8.4 – Schéma du canal utilisé pour les expériences d'écoulement.

du canal. Le fluide est pompé depuis cette cuve vers un réservoir tampon situé à l'amont du canal. Depuis ce réservoir, il est alors injecté par l'intermédiaire d'un ou deux tuyaux dans le canal. La figure 8.4 présente l'ensemble du dispositif.

Le rôle du réservoir tampon est d'assurer un débit régulier, en dépit du fait que les pompes fonctionnent de manière pulsée. Sa hauteur, de 2 mètres, permet de stocker une colonne d'eau suffisante pour obtenir les débits élevés souhaités.

La première pompe, qui est utilisée pour toutes les expériences, fonctionne à débit variable, et permet d'atteindre un débit maximum de 15 à 17 L/s suivant la concentration. La seconde pompe, placée en parallèle, a un débit fixe d'environ 10 L/s, et est ajoutée pour les expériences à haut débit. La combinaison des deux pompes permet ainsi d'atteindre un débit de 27 L/s.

Les parois du canal sont en plexiglas transparent pour permettre l'observation. Le fond du canal est constitué de contreplaqué lisse, mais on peut faire varier la rugosité en ajoutant des plaques sur lesquelles des billes de PMMA (polyméthacrylate de méthyle) de différentes dimensions ont été collées. Dans les expériences décrites ici, des fonds rugueux constitués de billes de 1 et 3 mm seront utilisés.

8.5 Instrumentation

8.5.1 Mesure du débit

L'injection du fluide dans le canal se fait de deux manières, ce qui conditionne la méthode de mesure du débit.

– Pour des débits inférieurs à 17 L/s : on utilise une injection unique par un tuyau de

- 8 cm de diamètre en sortie du réservoir tampon. Ce tuyau est couplé à un débitmètre électromagnétique. Ce débitmètre mesure la tension induite par le déplacement du fluide dans un champ électromagnétique, qui est proportionnelle à sa vitesse de déplacement.
- Pour des débits supérieurs à 17 L/s : l'injection unique n'est pas suffisante compte-tenu de la hauteur du réservoir tampon pour atteindre des débits élevés, il faut alors ajouter une injection supplémentaire en parallèle de la première. Cette injection court-circuite partiellement le débitmètre, qui ne peut donc plus être utilisé pour la mesure de débit. On estime donc dans ce cas le débit par intégration des profils de vitesse (voir dans la suite du paragraphe la mesure de vitesse). On a précédemment vérifié qu'à faible débit, lorsque la mesure avec le débitmètre est disponible, l'écart entre cette mesure et l'estimation par intégration du profil est inférieur à 15%.

Par ailleurs, à forte concentration, la mesure du débitmètre est bruitée, et on utilise dans ce cas la méthode d'estimation du débit par intégration du profil de vitesse en complément de la mesure du débitmètre lorsque celle-ci est disponible.

8.5.2 Mesure de la hauteur d'eau

Le dispositif, représenté sur la figure 8.5, est composé de 6 capteurs de hauteur à ultrasons, alignés tous les 20 cm sur un banc de mesure. La zone couverte lors d'une mesure est donc de 1m. Ce banc est mobile sur la partie aval du canal, ce qui permet de réaliser des profils de hauteur d'eau sur une longueur de 2.70 m.

Pour chaque type de fond (lisse, rugosité de 1 mm et rugosité de 3 mm), une mesure de la hauteur du fond est réalisée en l'absence de tout écoulement. On calcule ensuite les hauteurs d'écoulement par soustraction de la hauteur mesurée et de la hauteur du fond.

Pour les mesures habituelles de profil vertical de vitesse, le capteur 1 situé à l'aval du banc de mesure est placé à l'aplomb de la zone visée par la sonde doppler utilisée pour la mesure de la vitesse (décrite au paragraphe 8.5.3). La hauteur d'eau mesurée par ce capteur correspond donc à la hauteur de l'écoulement dans la zone où est réalisée la mesure de vitesse.

Ces capteurs sont calibrés pour des mesures de hauteurs allant de 0 à 15 cm. Pour les concentrations élevées, on atteint parfois des hauteurs d'écoulement supérieures à 15 cm. Dans ce cas, les capteurs saturent et ne peuvent plus être utilisés pour la mesure de la hauteur d'écoulement. On mesure alors à la règle la hauteur de l'écoulement en deux points, correspondant aux positions des capteurs de hauteur 1 et 6. L'erreur faite avec ce type de mesure est estimée à 1 mm donc inférieure à 1%.

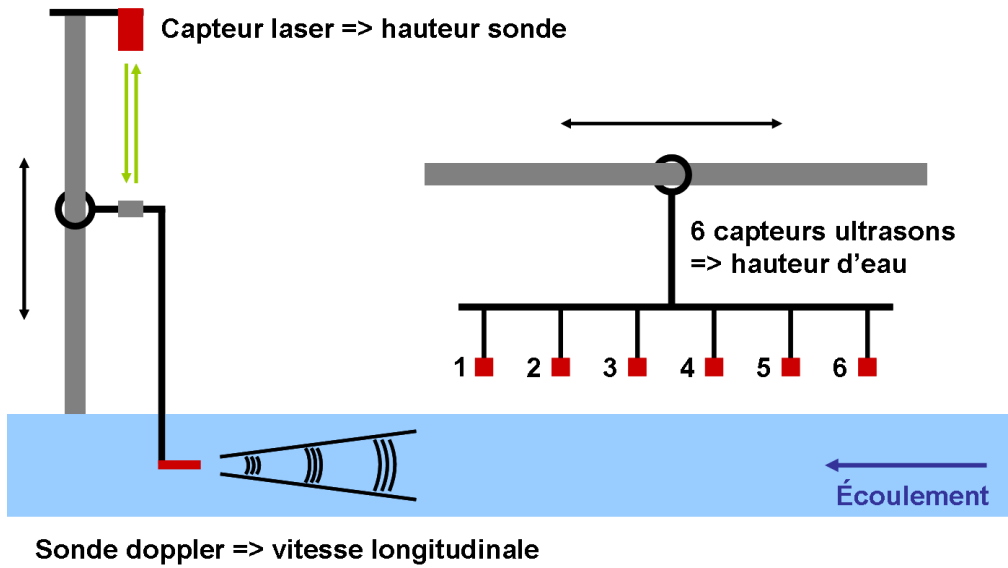


FIGURE 8.5 – Schéma du dispositif de mesure de hauteur d'eau et de la vitesse longitudinale.

8.5.3 Mesure de la vitesse longitudinale

On utilise pour la mesure de la vitesse une sonde doppler à émission pulsée (modèle Dop2000), selon une méthode communément dénommée ADV (Acoustic doppler velocimetry). Le principe de la mesure est le suivant : la sonde émet des trains d'ondes à intervalles de temps réguliers, qui sont réfléchis sur les molécules/particules en mouvement. Le déphasage de l'écho reçu permet de remonter à la vitesse de l'écoulement dans l'axe de la sonde, et le temps de trajet d'un train d'onde permet d'identifier la profondeur à laquelle l'onde a été réfléchi. On obtient par cette méthode la vitesse à différentes distances dans l'axe de la sonde. La sonde utilisée est caractérisée par la fréquence porteuse f_e , qui est la fréquence des ondes émises, et la fréquence d'émission des trains d'ondes, appelée PRF (Pulse Repetition Frequency). Le choix de ces deux paramètres conditionne la gamme de vitesses mesurables, de profondeurs de mesure accessibles, et la résolution spatiale de la mesure. Dans le cadre de cette étude, une sonde de fréquence porteuse f_e de 1 MHz a été utilisée, avec une PRF d'environ 10 kHz. Le principe de fonctionnement de la sonde ainsi que le choix de ces paramètres sont détaillés dans l'annexe 2.

La mesure de vitesse est réalisée à un mètre de l'exutoire du canal, dans une zone où on a vérifié que l'écoulement était uniforme (voir chapitre 9).

Les sondes ADV sont fréquemment utilisées dans une position oblique par rapport à l'écoulement, permettant de mesurer les vitesses à différentes profondeurs et d'enregistrer directement l'ensemble du profil vertical de vitesse. Ce montage n'est cependant pas adapté à nos expériences, car aux fortes concentrations utilisées, l'atténuation du signal ne permet

pas de mesurer au-delà de 10 cm. La sonde est donc placée parallèlement à l'écoulement, à égale distance des deux parois, et orientée vers l'amont. En écoulement uniforme, les vitesses relevées à différentes distances de la sonde sont donc identiques. Pour relever un profil vertical de vitesse, on déplace la sonde verticalement dans l'écoulement, en effectuant une mesure tous les 5 mm. La hauteur exacte de la sonde est enregistrée par l'intermédiaire d'un capteur de hauteur laser, qui vise une plaquette solidaire du support de la sonde (voir figure 8.5). Il est ainsi possible d'associer ensuite exactement une mesure de vitesse à la mesure de la hauteur à laquelle cette vitesse a été relevée.

8.5.4 Mesure de la vitesse de surface

Pour quelques écoulements hyperconcentrés, on utilise la méthode dite "PIV" (particule image velocimetry) pour déterminer la vitesse de surface. Cette méthode consiste à filmer à la caméra rapide la surface de l'écoulement puis à utiliser un algorithme de corrélation d'image pour déterminer le champ de vitesses de la zone observée. La caméra rapide a une fréquence de 200 images par secondes. On réalise des essais avec et sans traceurs. Les traceurs utilisés sont des petits fragments de mousse jaune, contrastant avec la couleur de la boue, suffisamment fins pour être entraînées à la vitesse de l'écoulement, et suffisamment peu denses pour rester en surface. Dans ce cas, l'algorithme de corrélation d'images identifie le déplacement de ces traceurs dans l'image comme principal facteur de corrélation/décorrélation. Sans traceurs, la détection du déplacement exploite simplement les hétérogénéités de la surface (bulles).

La mesure de vitesse par corrélation d'image consiste à comparer une image I_{n+1} à l'image $I_n(p)$, qui est l'image I_n translatée de p pixels. La valeur de p qui maximise la corrélation entre I_{n+1} et $I_n(p)$ correspond au déplacement réel. La PIV consiste à mesurer un champ de vitesse qui n'est a priori pas uniforme. L'image est donc découpée en plusieurs régions, pour chacune desquelles on détermine la valeur optimale de p . L'algorithme que nous avons utilisé découpe par exemple l'image en 180 zones selon une grille régulière (15 sur la longueur et 12 sur la hauteur). Cette méthode fournit ainsi un champ de déplacement en pixels sur l'ensemble de la zone filmée. Le champ de déplacement en pixels est converti en millimètres par l'intermédiaire d'une calibration pixel/mm réalisée préalablement en photographiant une cible à motifs en damiers de côté 10mm située à la même distance de l'objectif que la surface de l'écoulement. Finalement, la fréquence de la caméra permet de passer d'un champ de déplacement à un champ de vitesses en mm/s.

8.6 Expériences réalisées

Les premières expériences sont réalisées avec de l'eau claire, puis des suspensions de concentration 130, 253, 360, 472, 503, 670, 384 et 810 g/L sont utilisées. La concentration du mélange est estimée a priori lors de la préparation, et mesurée a posteriori en effectuant des prélèvements de 3 L à l'exutoire du canal, qui sont ensuite séchés à l'étuve et pesés.

On teste trois états de fond : un fond lisse, un fond rugueux réalisé avec des billes de 1 mm de diamètre et un fond rugueux réalisé avec des billes de 3 mm de diamètre. Pour tester l'influence de la rugosité du fond, les essais suivants sont réalisés :

- Avec la concentration de 670 g/L, on réalise des essais avec les trois fonds différents.
 - Avec la concentration de 810 g/L, on réalise des expériences avec fond lisse et rugosité de 1 mm.
 - Avec la concentration de 384 g/L, on réalise des expériences avec un fond lisse seulement.
 - Avec toutes les autres concentrations, on ne teste que le fond avec la rugosité de 1 mm.
- Pour la plupart des essais, on réalise des écoulements à pente 2.2, 4 et 6%, excepté dans le cas du fond lisse, pour lequel seules les pentes de 2.2 et 6% sont utilisées.

Les 6 capteurs de hauteur d'eau fournissent à chaque instant le profil longitudinal de l'écoulement sur une distance de 1 m. Pour quelques configurations, on réalise par ailleurs un profil longitudinal sur une longueur allant jusqu'à 2.70 m en déplaçant le banc de capteurs le long du rail, pour vérifier l'hypothèse d'un écoulement uniforme.

Afin de vérifier que l'écoulement n'est pas stratifié à fortes concentrations, c'est-à-dire que la concentration est homogène sur la hauteur de l'écoulement, on réalise pour deux expériences des prélèvements à différentes profondeurs à l'aide d'une seringue de 5 mL.

Finalement, à chaque configuration de pente/fond/concentration, on réalise les mesures suivantes :

- Une courbe de tarage associant des mesures de hauteur d'eau et de débit, jusqu'au débit maximal autorisé pour la mesure au débitmètre (Environ 17 L/s)
- Plusieurs (4 ou 5) mesures de profils de vitesse verticaux à différents débits allant de 10 à 27 L/s.

Résultats et implications

Sommaire

9.1	Introduction	135
9.2	Rhéologie d'une suspension de marnes	135
9.3	Écoulement d'une suspension de marnes	139
9.3.1	Profils longitudinaux de hauteur d'eau	139
9.3.2	Profils verticaux de vitesse	140
9.3.3	Profil de concentration	141
9.3.4	Vitesse de surface	142
9.3.5	Régime d'écoulement	143
9.4	Analyse et discussion	146
9.4.1	Profils de vitesse et rhéologie	146
9.4.2	Loi de frottement	147
9.5	Conséquences sur la mesure des débits	149
9.6	Conclusions	151

9.1 Introduction

Ce chapitre présente les principaux résultats de l'étude expérimentale de l'écoulement d'une suspension concentrée de sédiments marneux. Du fait du grand nombre de conditions expérimentales testées, le choix a été fait de ne présenter ici qu'une partie des données obtenues, celle dont l'interprétation nous paraît la plus pertinente pour répondre à l'objectif de notre étude.

9.2 Rhéologie d'une suspension de marnes

Les essais à durée de précisaillement variable semblent indiquer que le matériau n'est pas thixotrope, c'est-à-dire que son comportement ne dépend pas de l'histoire de la sollicitation.

Les essais de fluage permettent de définir le seuil de mise en mouvement comme étant la contrainte minimale à partir de laquelle le taux de cisaillement ne tend pas vers 0. La

figure 9.1 montre les résultats d'une série d'essais de fluage réalisés sur un échantillon de concentration 35%.

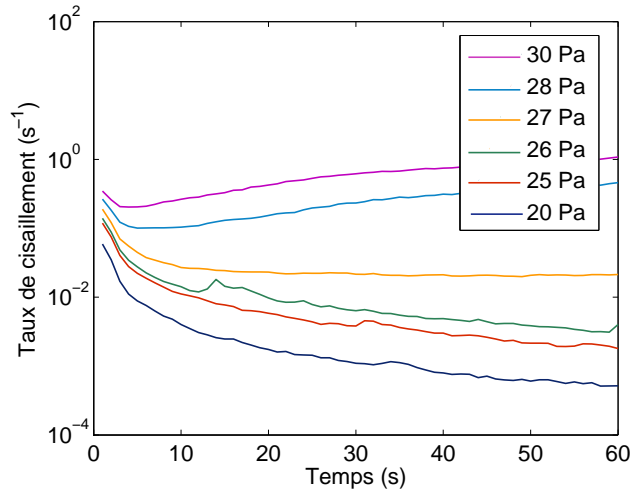


FIGURE 9.1 – Exemple d'essais de fluage pour une suspension de concentration 35%. La contrainte seuil, définie comme la plus petite valeur de contrainte pour laquelle le taux de cisaillement ne tend pas vers zéro au cours du temps, vaut 27 Pa.

Ajustement d'un modèle de Herschel-Bulkley : Les courbes d'écoulement obtenues sont représentées sur la figure 9.2 en échelle log/log et semilog.

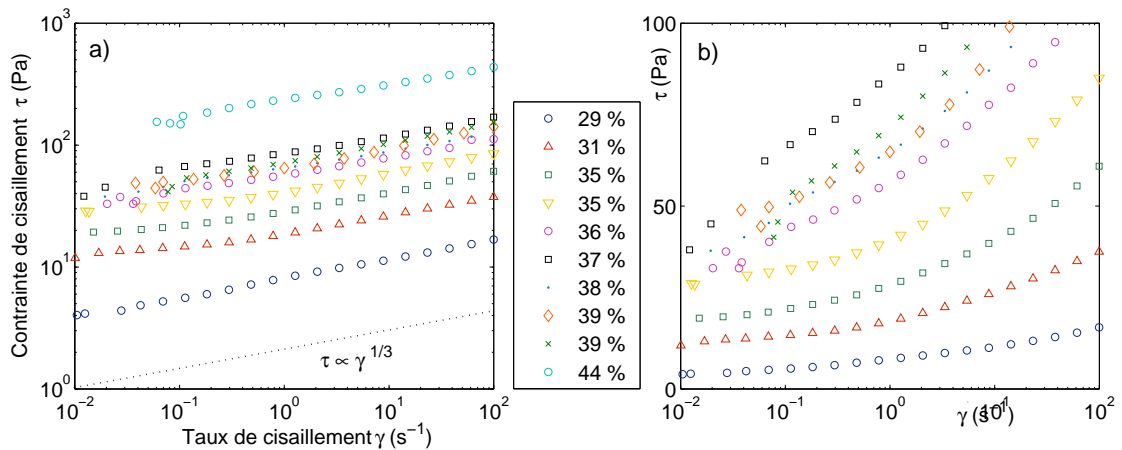


FIGURE 9.2 – Courbes d'écoulement obtenues pour les différentes concentrations testées entre 29 et 44%. La contrainte de cisaillement τ est en log sur a) et en échelle linéaire sur b). La droite d'exposant $n = 1/3$ est représentée en pointillés noirs sur le graphique a). Pour les taux de cisaillement faibles, les temps de réponse sont importants donc ces données sont moins précises.

Ces courbes indiquent clairement un comportement rhéofluidifiant à seuil. En effet, on voit sur la figure 9.2a) que τ varie comme une puissance n de $\dot{\gamma}$ et la figure 9.2b) montre que cette relation n'est pas linéaire donc que $n \neq 1$. De plus, même si les mesures pour $\dot{\gamma} < 0.1$ sont imprécises, les courbes tendent vers une contrainte non-nulle lorsque $\dot{\gamma}$ tend vers 0. On choisit donc d'utiliser un modèle de Herschel-Bulkley pour représenter ce matériau.

D'autre part, les mesures des temps de réponse indiquent qu'ils sont plus élevés pour les faibles taux de cisaillement, et peuvent atteindre plusieurs secondes pour des taux de cisaillement inférieurs à 1 s^{-1} . On utilise donc la partie de la courbe d'écoulement correspondant aux taux de cisaillement élevés (>1) pour ajuster un modèle de Herschel-Bulkley, la valeur de la contrainte seuil étant fixée par les essais de fluage. Un exemple d'un tel ajustement est représenté sur la figure 9.3. Le tableau 9.1 résume les valeurs de la contrainte seuil obtenues par essais de fluage, de la consistance K et de l'exposant n obtenues par ajustement du modèle sur la courbe d'écoulement. Comme relevé par Coussot (1994) pour les boues naturelles, l'exposant n a une valeur moyenne proche de $1/3$ ($n = 0.37 \pm 0.07$). A partir de ces données, il est possible d'extraire des lois pour les paramètres τ_{HB} et K en fonction de la concentration volumique C_v :

$$\begin{aligned}\tau_{HB} &= 0.19 \cdot e^{15.1 \cdot C_v} & (R^2 = 0.91) \\ K &= 0.001 \cdot e^{26.7 \cdot C_v} & (R^2 = 0.93)\end{aligned}\tag{9.1}$$

Au vu des incertitudes des mesures et des ajustements, on estime que l'erreur commise en évaluant les paramètres τ_{HB} et K d'après les lois 9.1 est de l'ordre de 20%.

TABLE 9.1 – Paramètres des modèles de Herschel-Bulkley pour les différentes concentrations. La contrainte seuil τ_{HB} provient des essais de fluage alors que K et n sont ajustés.

Concentration volumique (%)	Concentration (g/L)	Seuil τ_{HB} (Pa)	Consistance K	Exposant n	R^2
29	753	6.2	2.5	0.32	0.99
31	801	16	4.3	0.36	0.98
35	899	28	5.3	0.42	0.99
35	904	35	9.5	0.32	0.98
36	920	52	8.5	0.46	0.99
37	942	64	23.15	0.33	0.99
38	986	63	8.4	0.45	0.98
39	996	56	14.3	0.40	0.99
39	1001	52	23.8	0.32	0.99
44	1124	128	110	0.22	0.99

Ajustement d'un modèle de Bingham : Le modèle de Bingham est largement utilisé pour décrire des suspensions boueuses (Rickenmann, 1990; Wan and Wang, 1994) et a l'avantage de pouvoir représenter un comportement newtonien lorsque la concentration diminue et que la contrainte seuil s'annule, comme l'a montré Paulhe (2006). Au vu des courbes d'écoulement (figure 9.2), ce modèle ne peut cependant pas rendre compte correctement du comportement des suspensions sur toute la gamme des valeurs des contraintes et taux de cisaillement testée. Suivant la méthode de Coussot (1994), on l'ajuste sur une gamme restreinte de contrainte de cisaillement, 10 à 100 Pa, correspondant aux valeurs de la contrainte à la paroi τ_* rencontrées dans les expériences. Cet ajustement, dont un exemple est donné sur la figure 9.3, fournit la contrainte seuil τ_B et la viscosité de Bingham η_B pour les dix concentrations testées, puis par interpolation, les expressions suivantes pour ces paramètres en fonction de la concentration volumique :

$$\begin{aligned}\tau_B &= 0.049 \cdot e^{19.2 \cdot C_v} & (R^2 = 0.89) \\ \eta_B &= 1.1 \cdot 10^{-7} \cdot e^{45.0 \cdot C_v} + \eta_{eau} & (R^2 = 0.94)\end{aligned}\quad (9.2)$$

On a exclu ici la concentration 942 g/L pour laquelle les paramètres τ_B et η_B étaient très différents de la tendance générale. L'expression de la viscosité est corrigée par un terme $\eta_{eau} = 0.001$, qui est négligeable aux fortes concentrations mais permet de représenter les suspensions peu concentrées et l'eau claire avec la même loi.

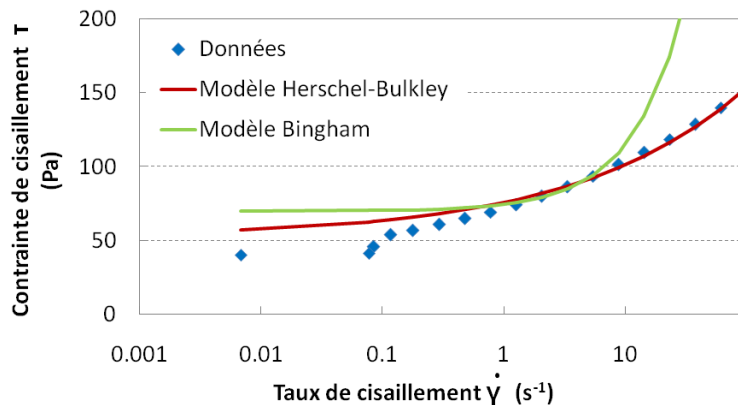


FIGURE 9.3 – Exemple d'ajustement d'un modèle de Bingham et d'un modèle de Herschel-Bulkley sur la courbe d'écoulement expérimentale pour la concentration de 39%. Pour l'ajustement du modèle de Herschel-Bulkley, les points correspondant à $\dot{\gamma} < 1$ ne sont pas utilisés et la contrainte seuil est fixée par les essais de fluage.

9.3 Écoulement d'une suspension de marnes

9.3.1 Profils longitudinaux de hauteur d'eau

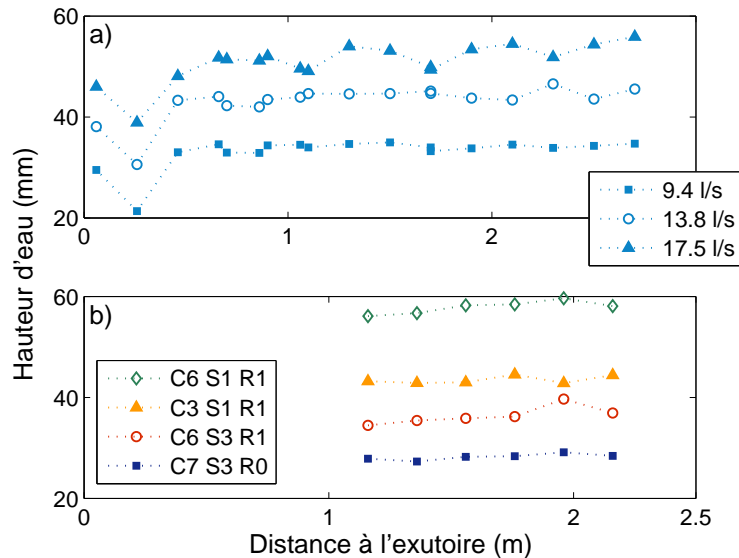


FIGURE 9.4 – Exemples de profils longitudinaux d'écoulements. a) Profils en eau claire avec une pente de 2.2%. b) Profils sous différentes conditions expérimentales, à un débit de 13 à 14 L/s. Concentrations $C6 = 679$ g/L, $C3 = 360$ g/L, $C7 = 384$ g/L, pentes $S1 = 2.2\%$, $S3 = 6\%$, rugosités $R1 = 1$ mm et $R0 =$ fond lisse.

La figure 9.4a) présente des exemples de profils de hauteur d'eau réalisés pour différents débits en eau claire. La hauteur d'eau est peu variable, excepté dans les derniers 50 cm avant l'exutoire, où se développe une vague. A l'amont de cette zone, des petites vagues apparaissent à fort débit mais la variation de hauteur ne dépasse pas 10% de la hauteur de l'écoulement, qui peut donc être considéré comme uniforme.

La figure 9.4b) présente une série de profils longitudinaux réalisés pour différentes conditions expérimentales de pente, de concentration et de rugosité de fond. Ces profils ont été réalisés sur une longueur de 1 mètre à l'amont de la position de la sonde de vitesse. On observe sur tous ces profils une légère diminution de la hauteur vers l'aval, d'une valeur maximum de 3 mm. Les petites vagues observées en eau claire ne sont plus visibles lorsque la concentration augmente. A la concentration de 810 g/L, les mesures effectuées à la règle aux emplacements des capteurs 1 et 6 indiquent une diminution de la hauteur d'eau de 3.5 cm à pente 2.2% et inférieure à 3 mm à pente 6%.

Aux faibles et moyennes concentrations, la déviation observée par rapport à un écoulement uniforme est de l'ordre du mm sur une longueur de 1 m, c'est-à-dire $dx/dt \approx 1\%$. L'écoulement peut donc être considéré comme uniforme, de même qu'à concentration 810 g/L

et pente 6%. A forte concentration et pente 2.2%, la déviation est plus importante et l'écoulement n'est plus vraiment uniforme. La déviation ne dépasse cependant pas 20% de la hauteur de l'écoulement (13 à 15 cm) sur une longueur de 1 m, on peut donc considérer qu'il s'agit d'un écoulement graduellement varié.

9.3.2 Profils verticaux de vitesse

On obtient les profils de vitesse en combinant les données de la sonde ADV avec les données du capteur laser indiquant sa position dans l'écoulement.

La figure 9.5 présente quelques exemples de profils de vitesse obtenus pour des pentes de 2% à 6%, avec le fond rugueux composé de billes de 1 mm, et pour une concentration de 360g/L. Les vitesses augmentent avec le débit et avec la pente.

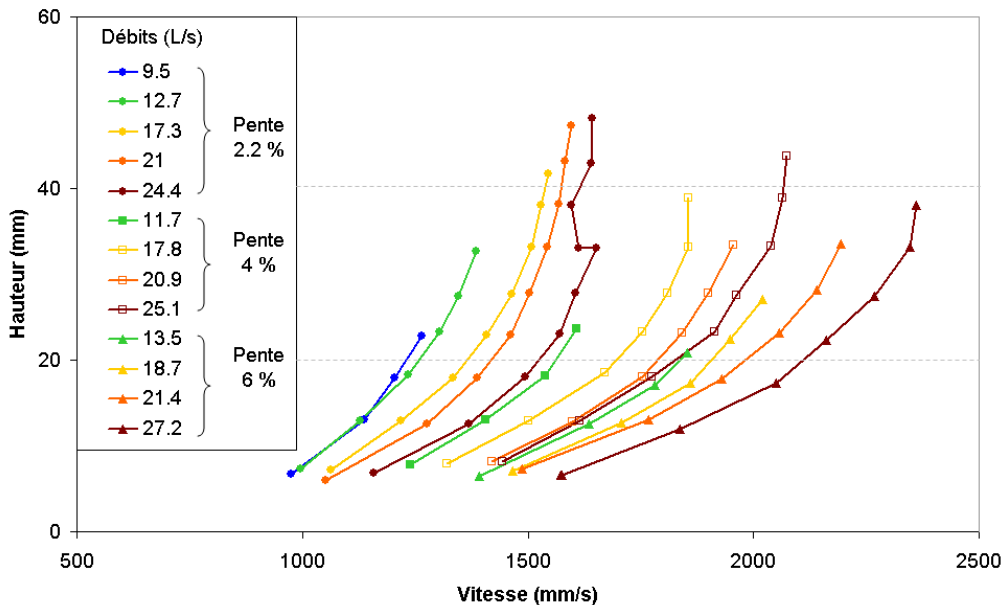


FIGURE 9.5 – Exemples de profils de vitesse pour la concentration 360g/L, pour des débits de 9 à 27 L/s et des pentes de 2 à 6%, avec rugosité $R1 = 1$ mm.

Influence de la concentration : Sur la figure 9.6 sont représentés les profils de vitesse obtenus pour des écoulements à pente 2.2% et de débit entre 17 et 18 L/s (excepté pour la concentration 810g/L où le débit vaut 11.5 L/s). Pour une concentration croissante à partir de l'eau claire et jusqu'à 500 g/L, on observe une augmentation de la vitesse des écoulements. Les profils à faible concentration sont logarithmiques comme l'indique l'encadré. Aux concentrations 670 et 810 g/L apparaît une zone de vitesse constante non-cisaillée dans la partie haute des profils de vitesse. Il s'agit d'un "plug" caractéristique

d'un fluide à seuil. Ceci s'accompagne d'une forte réduction de la vitesse de l'écoulement.

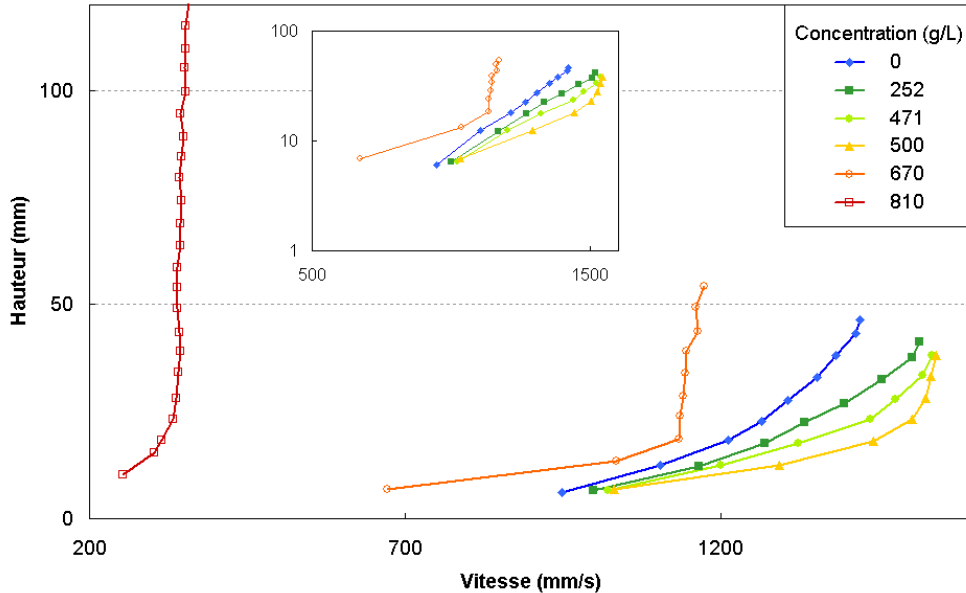


FIGURE 9.6 – Exemples de profils de vitesse pour des concentrations croissantes, à pente 2.2% et rugosité $R1=1$ mm. Les profils représentés correspondent à des débits entre 17 et 18 L/s, excepté pour la concentration de 810 g/L où le débit vaut 11.5 L/s. (Hauteurs en *log* dans l'encadré).

Influence de la rugosité : La rugosité semble en revanche n'avoir que peu d'influence sur les profils de vitesse dans la gamme testée. La figure 9.7 présente quelques profils obtenus pour diverses configurations de débits et de concentrations, à pente 2.2%. Les profils sont très similaires pour les concentrations de 360 et 810 g/L, et ne diffèrent que légèrement pour la concentration 670 g/L. Pour cette dernière concentration, l'écoulement est plus rapide avec une rugosité moyenne qu'avec un fond lisse ou une forte rugosité. Une possible explication à ces observations serait que la taille caractéristique de la rugosité est toujours plus petite que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, et que cette rugosité n'a donc pas d'influence sur le comportement de l'écoulement moyen.

9.3.3 Profil de concentration

Pour des suspensions de concentration 670 et 810 g/L, les concentrations des échantillons prélevés à différentes profondeurs sont identiques à 1% près quelle que soit la profondeur. Il n'y a donc pas de stratification dans ces écoulements.

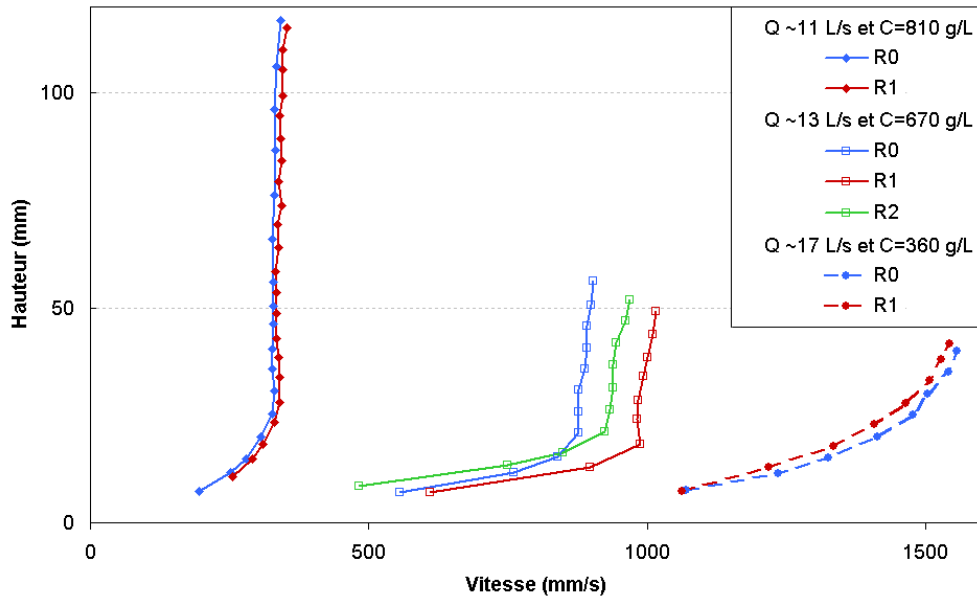


FIGURE 9.7 – Exemples de profils de vitesse pour différentes rugosités, dans trois configurations de concentration et débit.

9.3.4 Vitesse de surface

Les résultats du traitement des images de surface de l'écoulement à concentration 670 g/L sont représentés sur la figure 9.8. D'après la figure 9.8a), l'écoulement est cisailé à proximité de la paroi sur une épaisseur d'environ 20 mm. Au-delà, le champ de vitesse de surface est constant sur la largeur. Dans cette zone, la vitesse moyenne de surface obtenue est 947.7 ± 41.4 mm/s. Cette valeur est cohérente avec le profil vertical de vitesses mesuré par la sonde Doppler, comme le montre la figure 9.8b).

Ces observations permettent aussi de valider la méthode d'estimation du débit par intégration des profils de vitesse mesurés au centre de l'écoulement. En effet, les hauteurs d'écoulement maximales atteintes dans les expériences sont respectivement 145 et 84 mm pour les concentrations de 810 et 670 g/L. Les rapports d'aspects h/L sont donc supérieurs à 0.1, ce qui signifie que les effets de bords ne sont plus négligeables comme l'a montré Coussot (1994). Cependant, du fait de l'existence d'un plug, la zone dans laquelle le champ de vitesse est déformé par la proximité de la paroi ne dépasse pas 16% de la largeur totale du canal. Multiplier la vitesse mesurée au centre du canal par la largeur ne conduit donc qu'à une faible surestimation du débit.

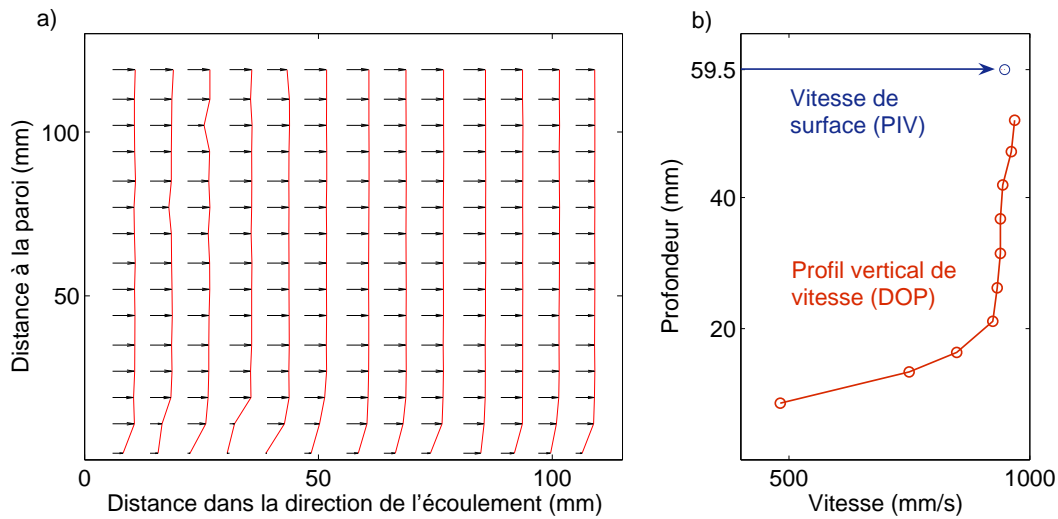


FIGURE 9.8 – Résultats de la PIV. a) Champ de vitesses de surface sur une demi-largeur de canal. b) Vitesse moyenne de surface calculée par PIV et profil vertical de vitesse mesuré avec le Dop.

9.3.5 Régime d'écoulement

9.3.5.1 Observations

Les observations expérimentales de la surface de l'écoulement, dont témoignent les photos de la figure 9.9, indiquent une évolution de l'état de surface avec la concentration. La surface d'un écoulement de concentration 253 g/L est irrégulière et fluctuante, alors que la surface d'un écoulement de concentration 472 g/L apparaît parfaitement lisse, suggérant une transition d'un régime turbulent à un régime laminaire. À concentration encore plus élevée, on remarque la présence de bulles et d'hétérogénéités à la surface de l'écoulement. Ces structures, formées à l'amont au niveau de l'injection, se maintiennent tout au long du canal du fait de l'absence de cisaillement dans la partie supérieure de l'écoulement, qui se comporte comme un solide.

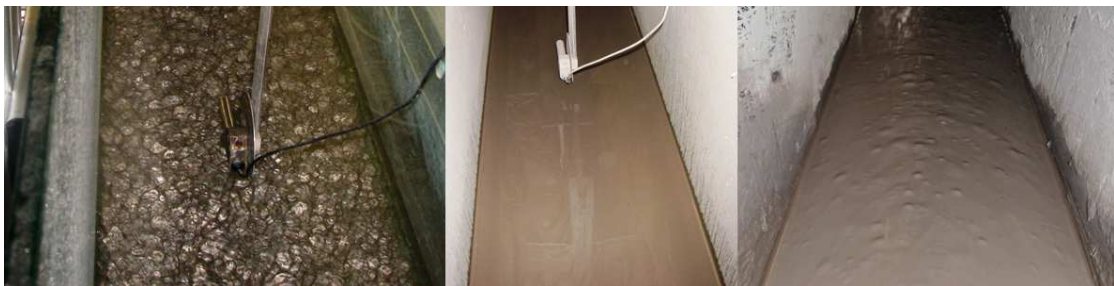


FIGURE 9.9 – Aspect de la surface de l'écoulement. a) Concentration 252 g/L. b) Concentration 472 g/L. c) Concentration 810 g/L.

9.3.5.2 Nombres de Reynolds

Parmi les deux modèles utilisés au paragraphe 9.2, le modèle de Herschel-Bulkley rend mieux compte de la rhéologie sur l'ensemble de la gamme de contraintes testées, tandis que le modèle de Bingham permet de décrire un comportement newtonien lorsque la concentration diminue. Pour chaque écoulement, on calcule un nombre de Reynolds de Bingham Re_B et un nombre de Reynolds de Herschel-Bulkley Re_{HB} selon la formule proposée par Haldenwang et al. (2002) (voir chapitre 7).

$$Re_B = \frac{4\rho U R_h}{\eta_B + \frac{\tau_B R_h}{2U}} \quad (9.3)$$

$$Re_{HB} = \frac{8\rho U^2}{\tau_{HB} + K \left(\frac{2U}{R_h}\right)^n} \quad (9.4)$$

Les paramètres τ_B , η_B , τ_{HB} et K sont déterminés en fonction de la concentration à partir des lois 9.2 et 9.1 tandis que la valeur de n est fixée à 1/3.

Le tableau 9.2 indique les valeurs maximales et minimales mesurées pour chaque concentration de ces deux nombres de Reynolds. Les valeurs de Re_{HB} sont légèrement inférieures mais très similaires à celles de Re_B . Le modèle de Bingham, ajusté pour des valeurs de contraintes correspondant à celles rencontrées dans l'écoulement, rend donc correctement compte du comportement de la suspension.

TABLE 9.2 – Valeurs minimum et maximum pour chaque concentration du nombre de Reynolds, calculé par rapport à un modèle de Bingham et de Herschel-Bulkley.

Concentration (g/L)	Concentration volumique	Re_B		Re_{HB}	
		Min	Max	Min	Max
810	31%	21	481	17	378
670	26%	599	3766	431	2653
503	20%	6245	17189	4310	11835
472	18%	6628	21893	4605	15210
384	15%	15188	36078	10910	26197
360	14%	15919	50188	11579	37150
253	10%	27452	87717	21755	73051
130	5%	49835	155242	49347	169963
0	0%	74561	167717	113869	231645

9.3.5.3 Détermination du régime

La procédure de Naik (1983) permet de calculer le nombre de Reynolds critique pour la transition laminaire/turbulent pour un écoulement de fluide de Bingham (voir chapitre 7).

Les nombres de Reynolds critiques Re_c ainsi obtenus varient selon les expériences entre 6200 et 8700 pour la concentration de 810 g/L. Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs de transition de 2000 à 10000 observées par Wan and Wang (1994) pour des fluides de Bingham ainsi qu'avec les expériences de Haldenwang (2003) pour lesquelles la transition se situe grossièrement entre 1000 et 10000, qu'il s'agisse de fluides de Bingham, de Herschel-Bulkley ou pseudoplastiques. Pour la concentration plus faible de 670 g/L, la méthode de Naik fournit des valeurs critiques plus élevées variant de 16000 à 24600. Enfin pour de plus faibles concentrations, les valeurs critiques prédites par cette méthode sont supérieures à 60000, ce qui nous conduit à penser qu'elle n'est plus appropriée lorsque le caractère non-newtonien du fluide n'est pas très marqué. On se référera donc plutôt pour ces concentrations aux valeurs de 2000 et 10000 indiquées par Wan and Wang (1994) pour des fluides de Bingham, ou aux valeurs classiques de 2000 et 3000 pour des écoulements newtoniens à surface libre.

Au vu des nombres de Reynolds du tableau 9.2, les écoulements de concentration 810 et 670 g/L sont clairement laminaires. Si les fluides de concentrations 472 et 503 g/L étaient complètement newtoniens, le critère correspondant de $Re = 2000$ à 3000 indiquerait des écoulements turbulents, mais les observations de la surface montrent que ce n'est pas le cas. Ceci suggère que même avec une contrainte seuil inférieure à 4 Pa, les effets non-newtoniens sont sensibles et que le régime est plutôt de type transitionnel. Dans ce cas, la surface peut apparaître laminaire tandis que la turbulence subsiste près du fond. Enfin, les écoulements de concentration inférieure à 400 g/L sont turbulents.

9.3.5.4 Remarque sur la mesure de la turbulence

La mesure de la vitesse longitudinale dans l'écoulement avec la sonde Doppler pulsée fournit l'évolution temporelle de cette vitesse avec une résolution de 10 ms. En notant \bar{u}_x la moyenne de cette vitesse et \tilde{u}_x son écart-type, le rapport \tilde{u}_x/\bar{u}_x , appelé taux de turbulence, est fréquemment utilisé pour quantifier la turbulence dans l'écoulement. Dans notre cas, les données obtenues indiquent des taux de turbulence de l'ordre de 10 à 20% pour les faibles concentrations, augmentant jusqu'à 30 voire 40% à forte concentration, y compris à proximité de la surface. Ces mesures sont contradictoires avec les observations et avec les nombres de Reynolds calculés, et deux à trois fois plus élevées que celle habituellement rapportées dans la littérature (Wan and Wang, 1994). La mesure de PIV indique cependant que la vitesse moyenne mesurée dans l'écoulement est cohérente avec la vitesse de surface, ce qui signifie que l'estimation de la moyenne n'est pas biaisée. On suppose donc qu'il s'agit d'un bruit de mesure dû soit à l'instrument, soit à la présence de bulles et d'hétérogénéités de matière dans l'écoulement.

9.4 Analyse et discussion

Cette partie se concentre plus particulièrement sur l'interprétation des résultats obtenus aux fortes concentrations, et sur leurs implications. C'est en effet à ces concentrations élevées que des modifications spectaculaires de l'écoulement sont observées, qui suscitent des interrogations pour la physique et la métrologie. On vérifiera par ailleurs que la loi de frottement est peu modifiée pour les concentrations moyennes à faibles, ce qui justifie de ne pas les discuter ici.

9.4.1 Profils de vitesse et rhéologie

Les formes des profils verticaux de vitesse mesurés à forte concentration sont caractéristiques de fluides à seuil, avec la présence d'une zone de "plug" non cisailée. En régime laminaire, l'expression analytique d'un profil de vitesse pour un fluide de Herschel-Bulkley est connue (voir chapitre 7) :

$$\begin{cases} u(y) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho g \sin \theta}{K} \right)^{1/n} h_0^{(n+1)/n} \left[1 - \left(1 - \frac{y}{h_0} \right)^{(n+1)/n} \right] & \text{si } y < h_0 \\ u(y) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho g \sin \theta}{K} \right)^{1/n} h_0^{(n+1)/n} & \text{si } y \geq h_0 \end{cases} \quad (9.5)$$

La hauteur de la base du plug h_0 étant définie par la relation $h_0 = h - \tau_c/(\rho g \sin \theta)$. L'expression 9.5 fait intervenir trois paramètres : la contrainte seuil τ_{HB} , la consistance K et l'exposant n . Comme l'indiquent nos mesures (section 9.2) et celles de Coussot (1994), une valeur de $n = 1/3$ est raisonnable pour décrire des boues naturelles. En ajustant le profil théorique de vitesse aux profils expérimentaux, il est donc possible de déterminer les valeurs des deux paramètres restant τ_{HB} et K .

La figure 9.10 présente un exemple d'ajustement de profil de vitesse selon ce modèle de Herschel-Bulkley sur les valeurs expérimentales. Ces ajustements sont réalisés sur l'ensemble des profils de vitesse de concentration 810 et 670 g/L. Les valeurs de contrainte seuil et de consistance obtenues sont indiquées dans le tableau 9.3.

TABLE 9.3 – Valeurs moyennes et écarts-types des paramètres de contrainte seuil et de consistance obtenus par ajustement des profils de vitesse de Herschel-Bulkley sur 7 profils de vitesse pour chacune des concentrations de 810 et 670 g/L.

Concentration (g/L)	Contrainte seuil τ_{HB} Pa	Consistance K Pa.s ^{1/3}
810	31.6 ± 3.6	4.1 ± 0.4
670	7.4 ± 2.4	2.5 ± 0.7

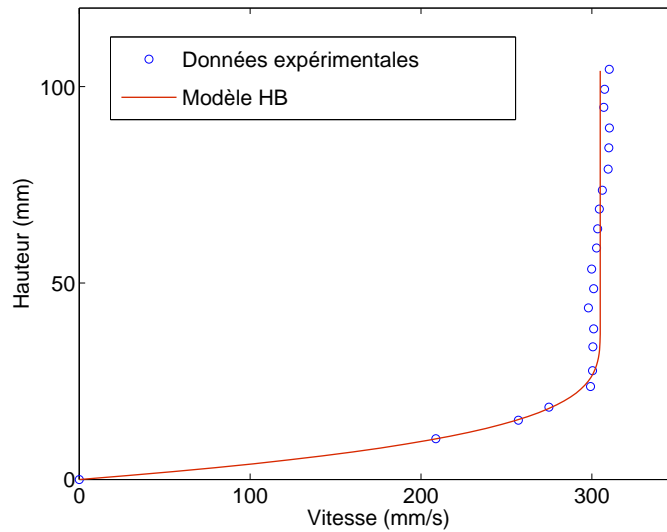


FIGURE 9.10 – Ajustement d’un profil de vitesse théorique pour un fluide Herschel-Bulkley sur les données expérimentales pour un écoulement de concentration 810 g/L.

Valeurs de consistance : L’équation 9.1 issue des mesures de rhéométrie prédit des valeurs de consistance de 4.1 et 1.0 (en $Pa.s^n$) pour les concentrations de 810 et 670 g/L. Ces valeurs sont proches de celles obtenues à partir des profils de vitesse et les différences observées ne sont pas significatives au regard des incertitudes des mesures et des ajustements.

Valeurs de contrainte seuil : L’équation 9.1 issue des mesures de rhéométrie prédit des valeurs de contrainte seuil de 20.8 et 9.2 Pa respectivement pour les concentrations de 810 et 670 g/L, avec une incertitude estimée à 5 Pa. Dans le cas de la concentration de 670 g/L, la valeur obtenue à partir des profils de vitesse, qui rend compte de l’épaisseur de la zone de plug, est similaire à celle mesurée par rhéométrie. En revanche, pour la concentration de 810 g/L, ces deux valeurs diffèrent notablement. La hauteur de plug mesurée sur les profils de vitesse et par conséquent la contrainte seuil sont plus élevées que celles prédites par le modèle de Herschel-Bulkley ajusté aux essais de rhéométrie. Cette différence nous paraît trop importante pour n’être due qu’aux incertitudes de mesure, et n’a pour l’instant pas été expliquée. Au vu des temps de réponse du matériau pour les petites valeurs de $\dot{\gamma}$, il est possible que sur la longueur du canal, le matériau n’atteigne pas un régime stationnaire, mais cette hypothèse reste encore à étudier.

9.4.2 Loi de frottement

L’approche classique pour étudier la perte de charge par frottement dans un écoulement consiste à représenter le coefficient de frottement de Darcy-Weisbach λ en fonction du

nombre de Reynolds, ou du nombre de Reynolds modifié dans le cas de fluides non-newtoniens. Le coefficient de frottement λ est défini par :

$$\lambda = \frac{8gR_h \sin \theta}{U^2} \quad (9.6)$$

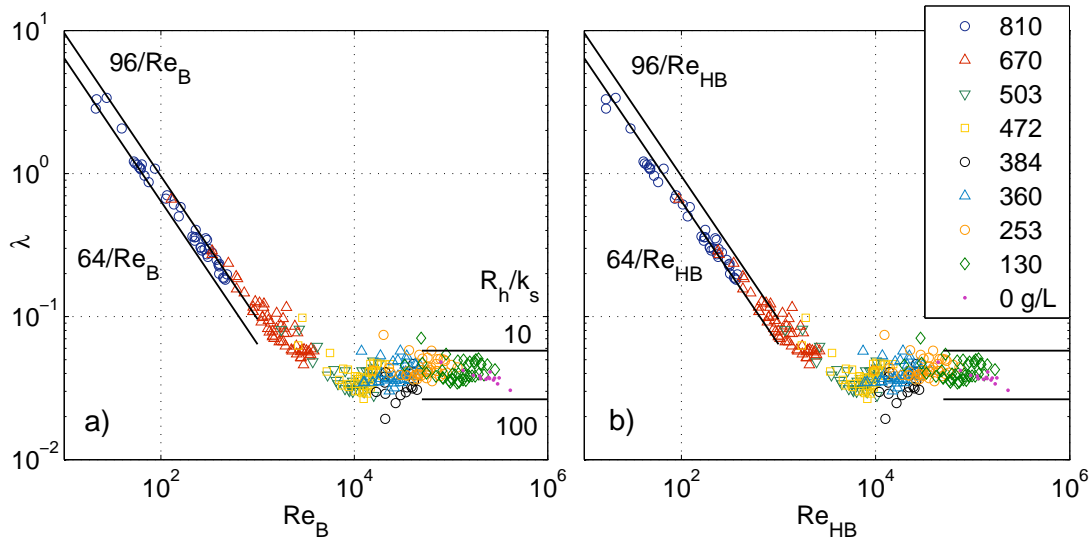


FIGURE 9.11 – Coefficient de Darcy-Weisbach en fonction a) du nombre de Reynolds modifié pour un fluide de Herschel-Bulkley. b) du nombre de Reynolds modifié pour un fluide de Bingham. Les droites en noir indiquent les lois pour l'eau claire en régime laminaire et en régime turbulent rugueux pour les rapports de rugosité $R_h/k_s = 10$ et 100 .

D'après la figure 9.11, le comportement de la courbe ne dépend pas du choix du nombre de Reynolds utilisé. Le modèle de Herschel-Bulkley, même s'il ne tend pas vers un modèle newtonien pour les faibles concentrations, fournit des nombres de Reynolds cohérents pour ces suspensions et similaires aux nombres de Reynolds du modèle de Bingham.

Comme pour l'eau claire, on distingue clairement plusieurs zones sur ces courbes :

Régime laminaire Dans la partie $Re_{HB} < 2000$, le coefficient de frottement augmente fortement lorsque Re_{HB} diminue. Cette zone correspond au régime laminaire observé dans nos expériences pour les écoulements de concentration 670 et 810 g/L, accompagné d'une forte réduction de vitesse. Comme l'observent Wan and Wang (1994); Haldenwang (2003); Burger et al. (2010), le coefficient λ suit une tendance inversement proportionnelle au nombre de Reynolds de type :

$$\lambda = \frac{K_{lam}}{Re_{HB}} \quad (9.7)$$

Selon la méthodologie de Burger et al. (2010), le coefficient K_{lam} est estimé par la moyenne du produit $\lambda \cdot Re_{HB}$ sur l'ensemble des données telles que $Re_{HB} < 2000$. On obtient une

valeur de 60 ± 6 , intermédiaire entre les valeurs de 58 et de 66 obtenues par Burger et al. (2010) pour des sections respectivement triangulaires et rectangulaires. La variabilité observée est probablement due à l'incertitude sur l'estimation du débit à forte concentration. La même méthode avec le nombre de Reynolds Re_B fournit une valeur de 86 plus proche de la prédiction de Wan and Wang (1994), calculée pour $Re_B < 1000$.

En faisant l'approximation $K_{lam} = 64$, et en combinant les équations 9.7, 9.6 et 9.4, la vitesse dans ce régime peut alors s'écrire :

$$U = \frac{R_h}{2} \left(\frac{gR_h \sin \theta - \tau_{HB}}{K} \right)^{\frac{1}{n}} = \frac{R_h}{2} \left(\frac{\tau_* - \tau_{HB}}{K} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (9.8)$$

Régime turbulent Dans la partie $Re_{HB} > 10000$, correspondant dans nos expériences aux concentrations inférieures à 400 g/L, le coefficient de frottement λ est en revanche plutôt constant. Ses valeurs sont similaires à celle prédites pour l'eau claire, la rugosité relative R_h/k_s variant généralement entre 30 et 60 dans nos expériences. Rickenmann (1990) a en effet montré que la relation de Colebrook était valable pour les écoulements turbulents de fluides de Bingham sous réserve d'utiliser un nombre de Reynolds approprié. Dans cette zone, en partant d'une valeur $Re_{HB} = 10^5$, on observe cependant une légère diminution de λ lorsque la concentration augmente et que Re diminue. Ceci explique pourquoi les profils de vitesse représentés sur la figure 9.5 indiquent une augmentation de la vitesse lorsque la concentration augmente de 0 à 500 g/L. Enfin, la variabilité observée peut sans doute être attribuée aux variations du rapport de rugosité R_h/k_s . Les expériences à concentration 384 g/L ont en effet réalisées sur un fond lisse, et correspondent à des coefficients de frottement λ particulièrement faibles dans cette zone du graphique.

Régime transitoire Cette diminution du frottement s'accroît pour la gamme de Reynolds intermédiaire, entre 2000 et 10000, dans laquelle les plus petites valeurs de λ sont atteintes (exceptées celles sur fond lisse). Cette zone correspond au régime de transition observé pour les concentrations intermédiaires de 472 et 503 g/L dans les expériences. Ces valeurs de Re_{HB} pour la transition sont d'ailleurs similaires à celles observées par Wan and Wang (1994) pour des fluides de Bingham.

9.5 Conséquences sur la mesure des débits

Principe A l'exutoire du Laval à Draix, le débit est estimé à partir d'une mesure de hauteur d'eau par l'intermédiaire d'une courbe de tarage. Cette courbe est le résultat d'une modélisation d'un écoulement turbulent d'eau claire dans un canal Parshall (dont la géométrie est conçue pour faciliter cette mesure).

Nous avons montré au cours de ce chapitre que les résultats de rhéométrie et des expériences d'écoulement indiquent une transition dans le comportement d'une suspension de marnes vers la concentration de 600 g/L. En-dessous de cette valeur, le fluide a plutôt un comportement newtonien mais voit sa viscosité augmenter avec la concentration. Au-delà de cette valeur, le fluide n'est plus newtonien et sa viscosité apparente augmente fortement. Ainsi, dans des conditions expérimentales équivalentes, les écoulements peu concentrés sont turbulents, alors que les écoulements moyennement et fortement concentrés peuvent être transitionnels puis laminaires.

Par ailleurs, nous avons vu au paragraphe 9.4.2 que comme pour l'eau claire, le coefficient de perte de charge par frottement d'un écoulement d'une suspension concentrée augmente fortement en régime laminaire. Ainsi, pour une hauteur donnée, la vitesse calculée par la loi de frottement et donc le débit sont beaucoup plus faibles en régime laminaire qu'en régime turbulent.

Les dimensions des canaux de Draix étant supérieures à celles de nos expériences, le régime laminaire ne sera pas forcément atteint systématiquement aux concentrations supérieures à 600 g/L, et les débits les plus élevés seront toujours turbulents. L'influence de ce comportement non-newtonien sur la mesure sera donc sensible essentiellement à débit faible moyen, et pendant les phases de montées en crue ou de décrue.

Application Considérons par exemple le cas d'une crue de concentration 810 g/L telle que celle mesurée en 2006 sur le Laval, pour une section rectangulaire de largeur 1 m et de pente 1%. La rhéologie de la suspension est caractérisée par les paramètres $\tau_{HB} = 20.9$ et $K = 4.1$. Pour une hauteur d'eau de 35 cm, un ordre de grandeur de 1 m/s pour la vitesse fournit un nombre de Reynolds Re_{HB} de 400, ce qui suggère que le régime est laminaire. D'après la relation 9.8, on obtient une vitesse de 1.3 m/s. Le nombre de Reynolds exact vaut donc 645, le régime est effectivement laminaire. Le débit résultant de 447 L/s correspond à une petite crue.

Pour une même hauteur observée de 35 cm, si l'on ne tient pas compte du comportement particulier de la suspension et que l'on utilise la formule de Manning-Strickler (pour la rugosité du béton), on obtient une vitesse de 2.6 m/s et donc un débit de 915 L/s. Dans de telles conditions, on surestime donc le débit d'un facteur 2.

La transition d'un régime turbulent vers un régime laminaire lors de l'apparition d'un comportement non-newtonien à forte concentration est donc une source d'erreur non-négligeable dans l'estimation des débits lors des crues chargées à Draix. A titre indicatif, la concentration de 600 g/L a été dépassée 8 fois au cours des 25 dernières années, et 4 fois dans la période 2004-2009, ce qui représente 15% des flux de matière en suspension calculés. Les erreurs commises lors de l'estimation des débits liquides et donc solides sont

donc non-négligeables pour le bilan sédimentaire du bassin du Laval.

9.6 Conclusions

L'emploi combiné de mesures de rhéométrie et d'expériences d'écoulement en canal a permis de caractériser le comportement rhéologique d'une suspension concentrée en sédiments marneux et les régimes d'écoulements associés.

L'analyse des essais de rhéométrie montre que les suspensions de concentration supérieure à environ 600 g/L ont un comportement non-newtonien de type rhéofluidifiant à seuil qui peut être modélisé par la loi de Herschel-Bulkley à trois paramètres. L'exposant n a une valeur de 1/3 caractéristique des boues naturelles tandis que la contrainte seuil τ_{HB} et la consistance K augmentent de façon exponentielle avec la concentration (cf equation 9.1).

Les mesures en canal ont permis d'explorer une large gamme de concentrations. La forme des profils de vitesse confirme cette transition de comportement du fait de l'apparition à partir de la concentration 670 g/L d'une zone non-cisaillée (plug) caractéristique des fluides à seuil. L'analyse de ces profils donne par ailleurs accès aux paramètres rhéologiques, qui sont comparables à ceux mesurés à la petite échelle, excepté toutefois la valeur de la contrainte seuil à la concentration de 810 g/L. L'analyse des profils verticaux de vitesse s'est ainsi révélée être un outil intéressant pour des mesures de rhéométrie.

D'autre part, les régimes d'écoulement ont pu être caractérisés dans les différentes configurations expérimentales testées. On a observé une transition de régime des écoulements turbulents à faible concentration vers les écoulements laminaires non-newtoniens à forte concentration. Ceci se traduit par une augmentation des pertes de charges par frottement. Ces résultats ont une conséquence importante pour la métrologie : les débits calculés à partir de la mesure des hauteurs d'eau et par l'intermédiaire d'une courbe de tarage calibrée pour l'eau claire sont surestimés à fortes concentrations lorsque le fluide devient non-newtonien et que le régime est laminaire.

Conclusions

*Bornons ici cette carrière,
Les longs ouvrages me font peur ;
Loin d'épuiser une matière,
On n'en doit prendre que la fleur...*
(Jean de la Fontaine)

Synthèse des résultats obtenus

Production de sédiments fins

La première partie de ce travail s'est concentrée sur les mécanismes à l'origine de la production de sédiments fins dans les lits des torrents, sur les bassins versants marneux de Draix.

On a montré dans un premier temps que le taux de dégradation massiques des marnes sur le terrain, indépendamment des effets du tri granulométriques, étaient de l'ordre de 35%/km pour les marnes du lit du Bouinenc, et probablement plus élevés pour les torrents plus à l'amont tels que le Laval. Ce taux est extrêmement élevé au regard des mesures existantes pour d'autres lithologies, ce qui traduit à la fois le caractère fortement érodable de ces matériaux, et la capacité érosive des conditions climatiques et hydrologiques caractérisant ces bassins. La combinaison d'un climat contrasté, de crues intenses mais peu fréquentes, et d'un substrat rocheux particulièrement fragile, mène donc à des taux de production de sédiments fins inégalés.

Les mécanismes de dégradation des sédiments marneux ont été séparés en deux catégories, en fonction de l'échelle de temps à laquelle ils interviennent. A l'échelle de plusieurs semaines voire mois, entre les périodes de crues, les matériaux du lit sont exposés aux intempéries et sont dégradés sous l'effet de la cryoclastie et de l'hydroclastie. On a montré au chapitre 2 que ces processus pouvaient engendrer une diminution de masse respectivement de 96 et 40%/an, pour les sédiments grossiers de la partie amont des bassins. Pour une vitesse de transport estimée à 8 km/an, ces taux correspondent à une perte de masse de 12 et 5% par kilomètre parcouru. Ces processus sont donc importants, mais ne suffisent pas à expliquer les taux globaux observés sur le terrain.

À l'échelle de quelques minutes au cours d'une crue, les sédiments grossiers sont soumis à des sollicitations mécaniques d'impact et de frottement. On a montré expérimentalement

au chapitre 3 que la perte de masse qui en résultait atteignait 9%/km pour les matériaux les plus résistants et 40%/km pour les plus fragiles.

Du fait de l'hétérogénéité des matériaux testés, établir un bilan exact de ces différents processus est délicat. Les marnes les plus fragiles sont dégradées plus rapidement, celles qui subsistent dans le lit à l'aval sont donc les plus résistantes. En simplifiant à l'extrême, on pourrait considérer les marnes de l'amont et de l'aval comme deux lithologies différentes, pour lesquelles les données obtenues sont résumées dans le tableau 9.4.

TABLE 9.4 – Bilan des taux de dégradation mesurés sur les marnes du Laval et du Bouinenc.

Type de dégradation (Taux en %/km)	Marnes du Laval (bassin amont)	Marnes du Bouinenc (bassin aval)
Globale	-	35
Mécanique	14 à 40	9
Cryoclastie	12	-
Hydroclastie	5	-

Les taux de dégradation liés aux deux types de processus sont du même ordre de grandeur. Ces résultats soulignent donc le caractère multi-échelle de la production de sédiments fins dans les bassins versants marneux. En effet, cette production est le résultat de la combinaison de processus très efficaces mais peu fréquents, et de processus moins efficaces mais agissant de manière continue. La dégradation est donc fortement non-linéaire dans le temps, ce qui explique qu'il ne soit pas possible de rendre compte de la production totale de sédiments fins observés en n'étudiant le phénomène qu'à une seule échelle de temps.

À plus petite échelle, le travail s'est ensuite focalisé sur les processus de dégradation par fragmentation et par abrasion surfacique d'un galet. Les expériences du chapitre 3 ont en effet mis en évidence le rôle de ces mécanismes dans la dégradation. Par l'intermédiaire d'expériences de fragmentation sous impact, nous avons déterminé des lois empiriques pour la probabilité de rupture et pour la distribution de masse des fragments.

Parallèlement à ces expériences, des simulations numériques ont été menées avec la méthode DEM pour étudier la réponse d'un objet à une sollicitation d'impact et de frottement. Ces simulations indiquent une dépendance de la dégradation à la vitesse de sollicitation et aux propriétés mécaniques du matériau par l'intermédiaire de nombres adimensionnels.

Finalement, les résultats obtenus à petite échelle ont été intégrés dans un modèle permettant de décrire l'évolution de la distribution granulométrique d'une population sous

l'effet d'abrasion et de fragmentation. Les résultats de ce modèle, quantitativement cohérents avec les expériences du chapitre 3, indiquent en particulier que la fragmentation et l'abrasion sont toutes deux impliquées dans la dégradation, mais que l'efficacité de la fragmentation diminue à mesure que les roches les plus fragiles sont dégradées, avec un temps caractéristique de 70 s. Ces résultats confirment les observations faites précédemment quant à l'augmentation de la résistance des marnes de l'amont vers l'aval.

L'écoulement de suspensions de sédiments marneux

La combinaison de mesures de rhéométrie et d'expériences d'écoulement a mis en évidence une transition dans le comportement du matériau vers la concentration de 600 g/L. Au-delà de cette concentration, la suspension chargée a un comportement non-newtonien, qui se traduit notamment dans l'écoulement par un ralentissement associé à l'apparition d'un plug non-cisaillé, et par le passage en régime laminaire accompagné d'une forte augmentation du frottement. Ce changement de comportement sur le terrain peut être une source d'erreurs non négligeable dans l'estimation des débits lors des crues chargées. L'ensemble des mesures d'écoulement a permis de produire un diagramme de Moody pour les suspensions de sédiments marneux, qui sera un outil précieux pour calculer la perte de charge dans les écoulements non-newtoniens en fonction d'un nombre de Reynolds adapté.

Par ailleurs, l'analyse des profils de vitesse en conditions chargées s'est révélée être un outil intéressant pour la rhéométrie, qui peut donner accès à des informations quantitatives sur la rhéologie du fluide.

Contributions notables

Dans un premier temps, ce travail de thèse a permis de quantifier les taux de dégradation des sédiments marneux et la production de sédiments fins en résultant. Le taux global de dégradation dans les lits a été estimé ainsi que les taux correspondant aux sollicitations mécaniques pendant les crues et aux sollicitations climatiques entre les périodes de crues.

Un nouveau modèle d'évolution de population a ensuite été développé. Ce modèle est basé sur la description d'un caractère quantitatif (la masse) pour chaque individu, ce caractère évoluant sous l'effet de divers processus. Une méthodologie a été proposée pour adapter ce schéma à la roche marneuse en présence de fragmentation et d'abrasion. Ce modèle a de multiples applications et pourra être adapté selon une méthodologie similaire à d'autres phénomènes mettant en jeu la dégradation de matériau solide au cours de son transport

(laves torrentielles, écoulements pyroclastiques, avalanches de roches ou de neige...).

Les expériences menées sur la fragmentation sous impact de marnes sont uniques à notre connaissance pour ce type de matériau, et ont fourni des lois quantitatives empiriques sur la probabilité de rupture et la forme de la distribution de masse des fragments.

Dans un second temps, les mesures de rhéologie et d'écoulement de suspensions concentrées de sédiments marneux ont clairement mis en évidence l'apparition d'un comportement non-newtonien pour ce matériau à partir d'une concentration d'environ 600 g/L. Nous avons montré que la transition vers un régime laminaire associée à ce changement de comportement avait des conséquences importantes pour la métrologie. Nous avons alors proposé une loi de frottement pour ces écoulements permettant de calculer la perte de charge pour des écoulements non-newtoniens et donc de corriger les erreurs de mesure associées aux fortes concentrations.

Perspectives scientifiques et opérationnelles

Modélisation globale d'une portion de lit et analyse inverse

Le modèle développé au chapitre 6 décrit pour l'instant les effets uniquement de l'abrasion et de la fragmentation. A partir des mesures réalisées sur les autres types de processus, il est envisageable de les intégrer dans le même modèle pour décrire l'évolution sur le terrain de la distribution granulométrique des sédiments. Ceci nécessitera par ailleurs d'y intégrer un possible phénomène de tri granulométrique, voire la présence de plusieurs lithologies.

Comme discuté au chapitre 6, il sera alors possible de développer une méthode d'analyse inverse, sur la base de comparaison entre les prédictions du modèle et les observations de l'évolution de la distribution granulométrique dans les lits de rivière.

Couplages temporels

On a montré au chapitre 6 le rôle des effets de couplage entre fragmentation et abrasion. A l'échelle du torrent, on peut s'interroger sur les possibles interactions entre processus de long-terme et de court-terme. En effet, les cycles gel/dégel et humectation/dessiccation fragilisent les matériaux du lit en favorisant l'apparition de microfissures internes, et les rendent plus sensibles aux sollicitations mécaniques qu'ils subiront ensuite au cours des crues. Ces couplages pourraient être investigués expérimentalement, en associant des expériences de cryoclastie et hydroclastie telles que celles décrites au chapitre 2 à des expé-

riences de transport. Dans un second temps, une approche de modélisation globale telle que celle décrite au paragraphe 9.6 pourrait être utilisée et comparée à ces expériences.

Influence d'une modification du système sur la production de sédiments fins

Le système actuel peut être caractérisé par trois familles de variables explicatives :

- celles liées aux propriétés du substrat rocheux, la marne.
- celles qui caractérisent l'hydrologie : fréquence et intensité des crues.
- celles liées au climat : températures et pluviométrie (avec une rétroaction sur la seconde famille de variables).

Dans l'hypothèse d'une modification d'une ou plusieurs de ces variables, quelle serait la réponse du système en terme de taux de production de sédiments fins ? Par exemple, des crues moins fréquentes mais plus violentes induiraient-elles une vitesse de dégradation totale plus ou moins importante ? Au vu des enjeux économiques, écologiques et sociétaux liés à l'estimation des taux de production de sédiments fins (EDF, agriculteurs, riverains, habitats piscicoles, pollution de l'étang de Berre), leur évolution sous l'effet d'un changement climatique apparaît comme une question majeure pour les prochaines années.

Amélioration de l'estimation des débits à Draix

En ce qui concerne les travaux sur les écoulements de suspensions chargées, une application directe sera d'examiner les chroniques de hauteur d'eau, de débit et de concentration à Draix, d'identifier les événements pour lesquels la concentration a dépassé 600 g/L, de vérifier si le régime correspondant est laminaire ou turbulent, et de corriger les estimations de débits et de flux en utilisant la loi de frottement proposée au chapitre 9. Pour les mesures à venir, il faudra veiller à appliquer ce type de correction à chaque fois que la concentration seuil de 600 g/L sera dépassée.

La mesure de profils de vitesse, un rhéomètre à grande échelle ?

Enfin, l'analyse de profils de vitesse s'est révélée être un outil de rhéométrie à grande échelle qui nous semble prometteur. En effet, contrairement aux essais au rhéomètre de dimensions limitées, ce type de mesure pourrait être approprié pour des matériaux hétérogènes ou ayant tendance à sédimenter rapidement, dans la limite des capacités de la sonde Doppler. Une définition précise de la méthodologie, des hypothèses nécessaires, et une bonne caractérisation des erreurs inhérentes à ce telles mesures sont nécessaires pour valider cette méthode.

Annexe 1 : Dérivation des facteurs de correction

Facteurs de correction pour la fragmentation

Hill and Ng (1995) propose une méthode simple pour déterminer les facteurs de correction dans le cas de la fragmentation, pour une rupture binaire. Cette méthode peut être étendue pour une rupture multiple et nous en présentons ici les grandes lignes.

Dans un premier temps, on écrit la condition de conservation de la masse sur l'équation discrétisée :

$$\begin{aligned}
 \frac{dM}{dt} &= \sum_{i=1}^{\infty} \bar{x}_i \frac{df_i}{dt} \\
 &= \sum_{i=1}^{\infty} \bar{x}_i \left(\sum_{j=i}^{\infty} \beta_j p_{ij} a_j f_j - \delta_i a_i f_i \right) \\
 &= \sum_{i=1}^{\infty} \left(\sum_{j=1}^i \beta_i p_{ji} \bar{x}_j a_i f_i - \delta_i a_i \bar{x}_i \right) \\
 &= \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i \left(\beta_i \sum_{j=1}^i p_{ji} \bar{x}_j - \delta_i \bar{x}_i \right) \tag{9}
 \end{aligned}$$

En annulant cette dernière expression, on obtient les relations suivantes entre les facteurs β_i et δ_i :

$$\delta_i = \frac{\beta_i}{\bar{x}_i} \sum_{j=1}^i p_{ji} \bar{x}_j \tag{10}$$

Dans un second temps, on écrit l'évolution du nombre de particules selon la formulation continue (cf équation 6.7) :

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_0^\infty f(x) dx \\
&= \int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial t} dx \\
&= \int_0^\infty \left(\int_x^\infty p(x, y) a(y) f(y) dy - a(x) f(x) \right) dx \\
&= \int_0^\infty \left(\int_0^x p(y, x) a(x) f(x) dy - a(x) f(x) \right) dx \\
&= \int_0^\infty \left(\int_0^x p(y, x) dy - 1 \right) a(x) f(x) dx \\
&= \int_0^\infty a(x) f(x) dx (\mu_N - 1) \\
&= \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i (\mu_N - 1)
\end{aligned} \tag{11}$$

Puis selon la formulation discrete (cf équation 6.40) :

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dt} &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{df_i}{dt} \\
&= \sum_{i=1}^{\infty} \left(\sum_{j=i}^{\infty} \beta_j p_{ij} a_j f_j - \delta_i a_i f_i \right) \\
&= \sum_{i=1}^{\infty} \left(\sum_{j=1}^i \beta_i p_{ji} a_i f_i - \delta_i a_i f_i \right) \\
&= \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i \left(\beta_i \sum_{j=1}^i p_{ji} - \delta_i \right) \\
&= \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i (\beta_i \mu_N - \delta_i)
\end{aligned} \tag{12}$$

En égalant les formulations 11 et 12, on obtient les relations suivantes entre les facteurs β_i et δ_i :

$$\mu_N - 1 = \beta_i \mu_N - \delta_i \tag{13}$$

A partir des relations 10 et 13, on déduit les formulations suivantes pour les facteurs β_i et δ_i :

$$\beta_i = \frac{\mu_N - 1}{\mu_N - \frac{1}{\bar{x}_i} \sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}} \quad (14)$$

$$\delta_i = (\mu_N - 1) \frac{\sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}}{\mu_N \bar{x}_i - \sum_1^i \bar{x}_j p_{ji}} \quad (15)$$

Facteurs de correction pour l'abrasion

Dans le cas de l'abrasion, chaque événement d'abrasion d'une particule de classe i donne naissance à une petite particule de taille epsilon dans la classe 1 et à une grosse particule qui peut soit passer dans la classe $i-1$ avec une probabilité ξ_i soit rester dans la classe i .

A chaque événement, le nombre total de particules augmente de 1, la conservation du nombre est donc directement vérifiée en écrivant que :

$$1 + \xi_i - \xi_i = 1 \quad (16)$$

Quelque soit la classe i considérée, la conservation de la masse implique d'autre part la relation suivante :

$$\varepsilon + \xi_i \bar{x}_{i-1} - \xi_i \bar{x}_i = 0 \quad (17)$$

$$\xi_i = \frac{\varepsilon}{\bar{x}_i - \bar{x}_{i-1}} \quad (18)$$

On cherche donc les matrices B et Δ telles que

$$\frac{d}{dt} F = (B * P - \Delta) * A_a * F = D * A * F \quad (19)$$

En notant D la matrice ainsi définie :

$$D = \begin{bmatrix} 0 & 1 + \xi_2 & 1 & 1 \\ 0 & -\xi_2 & \xi_3 & 0 \\ 0 & 0 & -\xi_3 & \xi_4 \\ 0 & 0 & 0 & -\xi_4 \end{bmatrix} \quad (20)$$

La matrice Δ des probabilités de quitter la classe initiale pour une particule abradée se définit simplement :

$$\Delta_{ij} = \xi_i \delta_{ij} \quad (21)$$

Et on obtient B en combinant les équations 19 et 20 :

$$B = \begin{bmatrix} \frac{1+\xi_2}{2} & \frac{1+\xi_2}{2} & \frac{1+\xi_2}{2} & 0 \\ 0 & \xi_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \xi_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (22)$$

Annexe 2 : Fonctionnement de la sonde Doppler à émission pulsée

Principe de la mesure

La mesure par vélocimétrie acoustique Doppler à émission pulsée est basée sur le principe suivant : une sonde, immergée dans un écoulement, émet à intervalles de temps réguliers des trains d'ondes ultrasonores. Ces émissions sont caractérisées par deux paramètres :

- La fréquence porteuse f_e , qui est la fréquence des ondes émises.
- La fréquence d'émission des trains d'ondes, appelée couramment PRF (pulse repetition frequency)

Les ondes émises sont réfléchies par les petites particules présentes dans l'écoulement. Ces particules se déplaçant à la vitesse V de l'écoulement, l'onde réfléchie subit un décalage fréquentiel du fait de l'effet Doppler. D'autre part, le temps de trajet d'un train d'onde permet d'identifier la profondeur à laquelle l'onde a été réfléchie. Ceci permet donc d'obtenir une information couplée sur la vitesse des particules et leur distance à la sonde, c'est-à-dire une image spatialisée de la vitesse dans l'axe de la sonde. A chaque temps de parcours d'un train d'ondes, c'est-à-dire à chaque profondeur explorée, on peut ainsi associer un décalage fréquentiel, c'est-à-dire une vitesse des particules réfléchissantes.

Adaptation au cas étudié

Choix des fréquences caractéristiques

Du fait du théorème de Nyquist, la vitesse maximale mesurable est limitée par l'inégalité suivante, c étant la vitesse des ultrasons dans l'eau :

$$V_{max} = \frac{c.PRF}{4.f_e} \quad (23)$$

La profondeur de mesure (distance à la sonde dans la direction d'émission) est d'autre part limitée par la relation suivante :

$$P_{max} = \frac{c}{2.PRF} \quad (24)$$

La possibilité de différencier les informations provenant de deux sites éloignés de δ définit la résolution spatiale :

$$\delta \geq \frac{c}{2.PRF} \quad (25)$$

Enfin, l'intensité de l'écho diminue avec la distance, du fait de l'atténuation du signal par réflexion multiple des ondes sur les particules du milieu étudié. Cette atténuation est importante lorsque les particules sont de taille du même ordre de grandeur ou supérieure à la longueur d'onde λ du signal (diffusion de Mie), λ étant ainsi définie :

$$\lambda = \frac{c}{f_e} \quad (26)$$

Le choix des caractéristiques de la sonde utilisée est guidé par les équations 23, 24, 25 et 26. Compte-tenu de la granulométrie des matériaux utilisés ($D_{50} \approx 10\mu$), il faut selon l'équation 25 choisir une fréquence porteuse f_e suffisamment petite pour ne pas avoir trop d'atténuation notamment lors des essais fortement concentrés. Un essai à forte concentration réalisé avec trois sondes de fréquences porteuses 1, 2 et 4 MHz est représenté sur la figure 12. Il montre que seule la sonde de 1 MHz peut fournir un signal non-nul pour un profondeur de mesure de quelques centimètres.

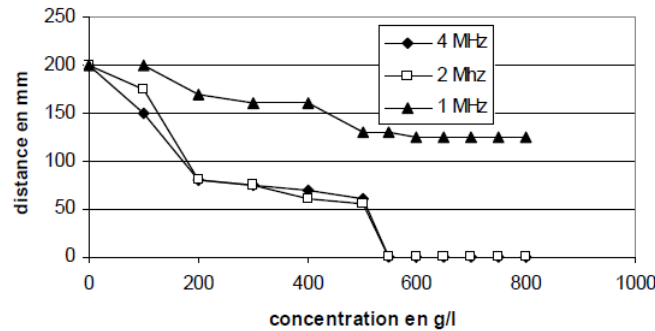


FIGURE 12 – Evolution de la distance de mesure maximale sans atténuation en fonction de la concentration, pour des sondes de fréquence porteuse 1, 2 et 4 MHz, d'après Bacchi (2007).

Au vu des équations 23, 24 et 25, le choix de la PRF doit être un compromis permettant de mesurer la vitesse de l'écoulement (1 à 2 m/s), et assurant une profondeur de champ et une résolution spatiale suffisantes. On adaptera donc la *PRF* en fonction des écoulements, avec des valeurs proches de 10 KHz.

Vitesse du son

La vitesse du son c dépend du milieu considéré. Pour les suspensions de marnes, des tests préliminaires ont été réalisés par Bacchi (2007) et sont rapportés sur la figure 13. Les mesures indiquent que la vitesse du son ne dépend pas de la concentration, pour des concentrations inférieures à 820 g/L. La vitesse du son dans les suspensions de marne est donc identique à celle de l'eau claire.

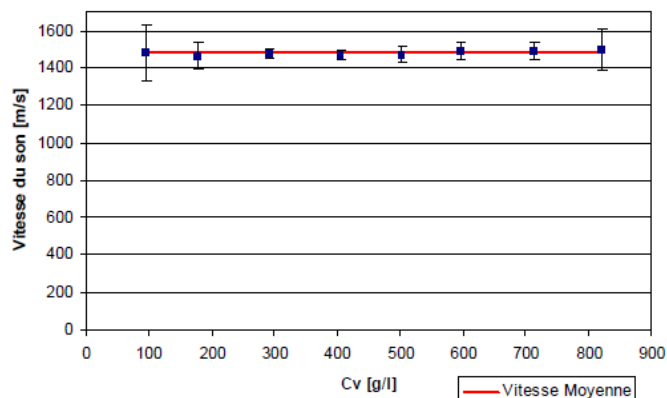


FIGURE 13 – Evolution de la vitesse du son en fonction de la concentration dans une suspension de sédiments marneux, d’après Bacchi (2007).

La vitesse du son dans l’eau dépend généralement de la température. Cette dépendance est cependant faible, elle représente une variation maximum de 3% sur la plage de températures 13-23°C. On néglige donc cette variation et on utilise la valeur de la vitesse du son dans l’eau à 20°C qui vaut 1480 m/s.

Distance de mesure

La profondeur maximale de mesure est fixée par le choix de la PRF d’après l’équation 24, et éventuellement limitée par la concentration. En-dessous de cette valeur, le choix de la distance à laquelle on réalise les mesures doit satisfaire plusieurs contraintes. Le champ acoustique ayant une forme conique, la zone de mesure est de plus en plus large lorsqu’on s’éloigne de la sonde. La mesure est donc moins précise. Réciproquement, si on se place trop proche de la sonde, le champ de vitesse est perturbé comme le montre la figure 14.

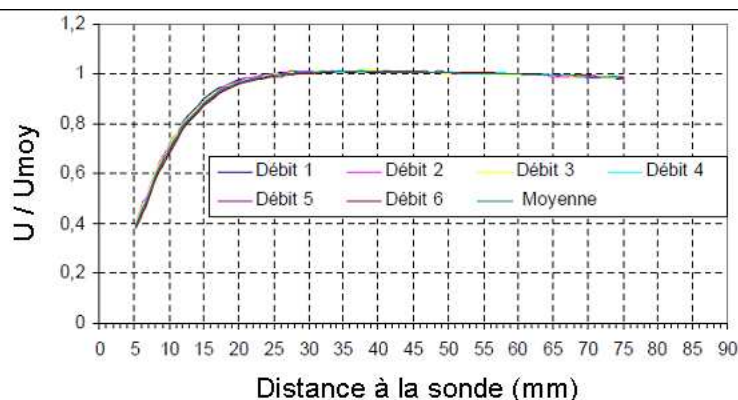


FIGURE 14 – Rapport de la vitesse mesurée à la distance d de la sonde sur la vitesse moyenne, en fonction de la distance, d’après Bacchi (2007).

On choisit finalement d'effectuer les mesures à une distance comprise entre 3 et 4 cm de la sonde.

Durée d'acquisition

Une mesure de la vitesse est réalisée par intégration de 8 émissions (valeur minimale permise par l'appareil). Du fait de la variabilité de la vitesse dans le temps, il faut enregistrer un grand nombre de mesures pour pouvoir calculer ensuite une vitesse moyenne représentative. On enregistre pour chaque point de vitesse 5000 mesures, ce qui correspond à environ une minute, durée à partir de laquelle on a vérifié que la moyenne et l'écart-type étaient stabilisés.

Annexe 3 : Liste des notations

Caractères latins

a	Fréquence de dégradation dans le cas général(s^{-1}).
a_a	Fréquence d'abrasion (s^{-1}).
a_f	Fréquence de fragmentation (s^{-1}).
a_f^*	Fréquence de fragmentation dépendant du temps. (s^{-1}).
a_i	Fréquence de dégradation dans la classe i (s^{-1}).
$a_{f,i}$	Fréquence de fragmentation dans la classe i (s^{-1}).
$a_{a,i}$	Fréquence d'abrasion dans la classe i (s^{-1}).
A_f	Matrice des fréquences de fragmentation.
A_a	Matrice des fréquences d'abrasion.
B	Distribution cumulée de masse des fragments.
B^*	Modèle corrigé pour la distribution cumulée de masse des fragments.
b	Distribution homogène de masse des fragments.
b_0, b_1 et b_2	Paramètres de la loi de probabilité de rupture.
c	Paramètre de cohésion dans la loi de contact (N).
c_n	Cohésion normale dans la loi de contact (N).
c_t	Cohésion tangentielle dans la loi de contact (N).
C_{MES}	Teneur en matière en suspension (g/L).
$C(r)$	Concentration (en nombre) en particules de rayon r (m^{-3}).
C_v	Concentration volumique.
d	Diamètre des microparticules composant l'agrégat (m).
D	Diamètre d'une particule (m).
D_h	Diamètre hydraulique (m).
D_0	Diamètre initial (m).
DR	"Damage ratio", soit le rapport du nombre de liens rompus sur le nombre initial de liens entre particules composant l'agrégat.
DR^*	DR adimensionné par sa valeur en $r^* = 1$.
E	Module d'Young (Pa).
E_b	Énergie nécessaire pour rompre un lien dans un agrégat ($N.m$).
E_0	Énergie initialement stockée dans les liens de l'agrégat ($N.m$).
E_i	Énergie fournie au système lors d'un impact ($N.m$).
$f(x, t)$	Densité de nombre de particules en fonction de la masse (kg^{-1}).
$f_i(t)$	Nombre de particules dans la classe i à l'instant t .
F	Vecteur des nombres de particules par classe de masse.

F	Variable binaire indiquant un événement de fragmentation.
F_n	Force normale au contact entre deux particules (N).
F_t	Force tangentielle au contact entre deux particules (N).
F_f	Force de frottement au contact entre le lit et l'agrégat (N).
$g(D, t)$	Densité de nombre de particules en fonction du diamètre (m^{-1}).
h	Hauteur de chute (<i>chapitre 4</i>) ou hauteur de l'écoulement (<i>chapitres 7 à 9</i>) (m).
h_0	Hauteur de la base du plug (m).
H	Charge hydraulique (m).
He	Nombre de Hedstrom.
i	Index des classes de masse.
i_j^*	Index de la plus petite classe de masse non-vide après fragmentation d'une particule de la classe j .
J	Perte de charge (m).
I	(<i>Chapitres 6 et 4</i>) Index de fissuration de surface.
I	(<i>Chapitre 5</i>) Nombre adimensionné caractérisant le frottement dans les milieux granulaires secs.
In	Image n ième dans la PIV.
$In(p)$	Image n ième dans la PIV translatée de p pixels.
I_0	Paramètre de la loi de frottement dans les milieux granulaires secs.
k	Paramètre de raideur dans la loi de contact ($N.m^{-1}$).
k_n	Raideur normale dans la loi de contact ($N.m^{-1}$).
k_s	Dimension caractéristique de la rugosité (m).
k_t	Raideur tangentielle dans la loi de contact ($N.m^{-1}$).
K	Paramètre de consistance dans le modèle de herschel-Bulckley (unité variable).
K_{lam}	Coefficient de la loi de frottement en régime laminaire.
l	Distance parcourue (m).
L	Largeur du canal (m).
m	Masse d'un caillou (kg).
m_0	Masse initiale d'un caillou (kg).
M	Masse totale de la population (kg).
M_0	Masse initiale de la population (kg).
M_c	Masse des calcaires dans la population (kg).
M_m	Masse des marnes dans la population (kg).
n	Exposant du modèle rhéologique en loi de puissance.
$n(r)$	Nombre d'impacts sur une particule de rayon r pendant dt .

$n_r(r_1, r_2)$	Nombre d'impacts sur une particule de rayon r_1 par des particules de rayon r_2 pendant dt .
$N(t)$	Nombre total de particules à l'instant t .
Nb	Nombre d'impacts précédemment subis par un caillou.
N_f	Nombre adimensionné caractérisant la dégradation par frottement.
N'_f	Nombre adimensionné corrigé caractérisant la dégradation par frottement.
N_f^0	Valeur de N_f pour laquelle 50% des liens sont rompus.
N_i	Nombre adimensionné caractérisant la dégradation par impact.
N_i^0	Valeur de N_i pour laquelle 50% des liens sont rompus.
p	Distribution de taille de fragments dans le cas général (kg^{-1}).
p_a	Distribution de taille de fragments pour l'abrasion (kg^{-1}).
$p_{a,ij}$	Nombre de fragments de classe i produits par l'abrasion d'une particule de classe j .
p_f	Distribution de taille de fragments pour la fragmentation (kg^{-1}).
$p_{f,ij}$	Nombre de fragments de classe i produits par la fragmentation d'une particule de classe j .
p_{ij}	Nombre de fragments de classe i produits par la dégradation (cas général) d'une particule de classe j .
P	Probabilité conditionnelle de rupture ou pression locale (Pa) précisé dans le texte.
P_a	Matrice de distributions de masse de fragments pour l'abrasion.
P_f	Matrice des distributions de masse de fragments pour la fragmentation.
P_m	Périmètre mouillé (m)
$q(r)$	Distribution granulométrique des galets de quartzite (m^{-1}).
r	Rayon d'une particule (m).
r_m	Rayon de courbure moyen dans le canal circulaire (m).
\bar{r}_i	Rayon caractéristique des particules de la classe i (m).
r^*	Rugosité adimensionnée du lit dans la simulation de frottement.
R	Paramètre de discrétisation réglant la taille des classes.
Re	Nombre de Reynolds.
Re_B	Nombre de Reynolds modifié pour un fluide de Bingham.
Re_c	Nombre de Reynolds critique caractérisant la transition entre écoulement turbulent et laminaire.
Re_{HB}	Nombre de Reynolds modifié pour un fluide de Herschel-Bulkley.
Re_m	Nombre de Reynolds modifié, prenant en compte la viscosité effective pour des fluides non-newtoniens.
Re_*	Nombre de Reynolds de rugosité.

Re_∞	Nombre de Reynolds caractérisant un fluide de Bingham par sa viscosité "à l'infini".
R_h	Rayon hydraulique (m).
Ru	Rugosité adimensionnelle définie par $Ru = k_s/D_h$.
S	Niveau de saturation d'un caillou.
S_m	Surface mouillée (m^2).
t	Temps (s).
t_0	Temps caractéristique pour la diminution de l'efficacité de la fragmentation (s).
\bar{u}	Vitesse moyenne des particules ($m.s^{-1}$).
\tilde{u}	Fluctuation de vitesse des particules ($m.s^{-1}$).
\underline{u}	Champ de vitesse vectoriel de l'eau.
$u_x(y)$	Composante du vecteur \underline{u} selon l'axe \underline{e}_x ($m.s^{-1}$).
\bar{u}_x	Vitesse moyenne de l'eau dans la direction de l'écoulement ($m.s^{-1}$).
\tilde{u}_x	Ecart-type de la vitesse de l'eau dans la direction de l'écoulement ($m.s^{-1}$).
u_*	Vitesse de frottement au fond ($m.s^{-1}$).
U	Vitesse moyenne de l'eau dans les canaux circulaire et rectiligne ($m.s^{-1}$).
v	Vitesse d'impact (et vitesse de frottement au chapitre 5) ($m.s^{-1}$).
v_i^c	Vitesse minimum d'impact à partir de laquelle on observe une dégradation de l'agrégat soumis à un impact ($m.s^{-1}$).
v_f^c	Vitesse minimum de frottement à partir de laquelle on observe une dégradation de l'agrégat soumis au frottement ($m.s^{-1}$).
V	Volume d'eau (m^3).
w	Perte de masse par abrasion (kg).
W_f	Travail de la force de frottement au contact entre le lit et l'agrégat ($N.m$).
x	Masse d'une particule (kg).
x_i	Suite des valeurs de masse définissant les limites des classes de masse utilisées pour la discrétisation du modèle (kg).
\bar{x}_i	Masse caractéristique des particules de la classe i , définie comme la moyenne arithmétique des valeurs limite de la classe (kg).
x_{min}	Masse limite en-dessous de laquelle il n'y a plus de rupture (kg).
X	Paramètre caractéristique du comportement mécanique d'un agrégat défini par $X = c^2/k$.
y	(Partie 1) Masse de la particule "mère" (kg).
y	(Partie 2) Coordonnée sur la direction perpendiculaire à l'écoulement et à l'horizontale (m).
z	Masse relative d'un fragment.

z_0 Paramètre de la distribution de masses de fragments corrigée.

Caractères grecs

α	Coefficient d'abrasion de Sternberg en masse (m^{-1}).
α_c	(Partie 1) Coefficient d'abrasion de Sternberg en masse pour le calcaire (m^{-1}).
α_c	(Partie 2) Valeur critique du rapport τ_B/τ^* caractérisant la transition laminaire/turbulent pour un fluide de Bingham.
α_f	Coefficient de la loi de Colebrook.
α_k	Rapport des raideurs tangentielle et normale de la loi de contact.
α_m	Coefficient d'abrasion de Sternberg en masse pour la marne (m^{-1}).
β	Coefficient d'abrasion de Sternberg en diamètre (m^{-1}).
β_f	Coefficient de la loi de Colebrook.
β_i	Facteur de correction pondérant l'apparition de nouvelles particules dans la classe i .
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement (s^{-1}).
$\dot{\gamma}_{HB}$	Seuil en taux de cisaillement pour un fluide de Herschel-Bulckley (s^{-1}).
δ	Distribution de Dirac.
δ_i	Facteur de correction pondérant la disparition de particules depuis la classe i .
Δh	Différence de hauteur d'eau entre intérieur et extérieur du canal circulaire (m).
Δt	Durée de la sollicitation de frottement (s).
ε	Masse de la petite particule érodée de la surface par abrasion (kg).
ε_b	Déformation à la rupture.
ζ	Paramètre caractérisant la diffusion turbulente du modèle de Julien and Lan (1991) ($Pa.s^2$).
η	Viscosité ($Pa.s$).
η_B	Viscosité du modèle de Bingham ($Pa.s$).
η_e	Viscosité effective ($Pa.s$).
η_{eau}	Viscosité de l'eau ($10^{-3}Pa.s$).
η_∞	Paramètre du modèle rhéologique de Casson ($Pa.s$).
η_{10}	Viscosité effective au taux de déformation $\dot{\gamma} = 10s^{-1}$ ($Pa.s$).
θ	Pente du fond pour un écoulement à surface libre.
θ_m^0	Proportion massique de marnes dans le lit à l'amont de la section d'étude.
θ_c^0	Proportion massique de calcaires dans le lit à l'amont de la section d'étude.

θ_s	Rapport de la surface efficace réelle d'une particule ellipsoïdale sur la surface efficace du modèle sphérique.
κ	Constante de Von Karman.
λ	(Partie 1) Paramètre ajusté de la distribution de taille de fragments.
λ	(Partie 2) Coefficient de perte de charge de Darcy.
μ	Rapport entre contraintes tangentielles et normales dans un milieu granulaire, appelé coefficient de frottement.
μ_c	Coefficient de frottement microscopique dans la loi de contact entre deux particules.
μ_N	Nombre moyen de fragments lors de la fragmentation.
μ_s	Valeur du coefficient de frottement dans un milieu granulaire sec lorsque le taux de déformation est nul.
μ_2	Valeur asymptotique du coefficient de frottement dans un milieu granulaire sec pour les taux de déformation élevés.
ρ	Densité du matériau (solide ou fluide suivant le contexte) (kg/m^3).
σ	Rapport de la fluctuation de vitesse sur la vitesse moyenne.
σ_b	Contrainte de cisaillement à la rupture (Pa).
σ_N	Écart-type pour le nombre de fragments lors d'une fragmentation.
σ_t	Résistance à la tension (Pa).
τ	(Partie 1) Paramètre ajusté de la distribution de taille de fragments.
τ	(Partie 2) Contrainte de cisaillement (Pa).
τ_B	Contrainte de cisaillement seuil du modèle de Bingham (Pa).
τ_{HB}	Contrainte de cisaillement seuil du modèle de Herschel-Bulckley (Pa).
τ_*	Contrainte de cisaillement au fond (Pa).
$\phi(r)$	Fréquence de collision pour une particule de rayon r (s^{-1}).
ϕ_i	Fréquence de collision pour une particule de la classe i (s^{-1}).
$\psi(x)$	Fréquence de collision pour une particule de masse x (s^{-1}).

NB : les paramètres λ , α , β et γ de l'ajustement utilisé au chapitre 5 section 5.4.2 n'apparaissent que dans cette section et sont pas recensés dans cette liste pour éviter les confusions.

Bibliographie

- AHRENS, T. 1995. Rock physics and phase relations : a handbook of physical constants. AGU Reference Shelf. 20
- ALDERMAN, N. J. AND HALDENWANG, R. 2007. A review of Newtonian and non-Newtonian flow in rectangular open channels. *In* HYDROTRANSPORT 17 - The 17th International Conference on the Hydraulic Transport of Solids, pp. 87–106. 121, 122
- ALONSO, E. E., GENS, A., AND JOSA, A. 1990. A constitutive model for partially saturated soils. *Geotechnique* 40 :405–430. 57
- ANCEY, C. 2007. Plasticity and geophysical flows : A review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 142 :4–35. 113
- ANDREWS, E. W. AND KIM, K. S. 1998. Threshold conditions for dynamic fragmentation of ceramic particles. *Mechanics of Materials* 29 :161–180. 75
- ANDREWS, E. W. AND KIM, K. S. 1999. Threshold conditions for dynamic fragmentation of glass particles. *Mechanics of Materials* 31 :689–703. 56, 62, 75
- ANTOINE, P., GIRAUD, A., MEUNIER, M., AND VAN ASH, T. 1995. Geological and geotechnical properties of the "Terres Noires" in southeastern France : Weathering, erosion, solid transport and instability. *Engineering Geology* 40 :223–234. 5, 113, 114
- ARBITER, N., HARRIS, C. C., AND STAMBOLTZIS, G. A. 1969. Single fracture of brittle spheres. *Transactions of the SME* 244 :118–133. 75
- ASTROM, J. A., HOLIAN, B. L., AND TIMONEN, J. 2000. Universality in Fragmentation. *Physical Review Letters* 84 :3061–3064. 55, 57
- ATTAL, M. AND LAVE, J. 2006. Changes of bedload characteristics along the Marsyandi River (central Nepal) : Implications for understanding hillslope sediment supply, sediment load evolution along fluvial networks, and denudation in active orogenic belts. *Special Paper of the Geological Society of America* pp. 143–171. 11
- ATTAL, M. AND LAVE, J. 2009. Pebble erosion by interparticle collision during fluvial transport : Experimental results and implications for the evolution of sediment load along rivers. *Journal of Geophysical Research F : Earth Surface* 114. 17, 34, 37, 38, 45, 46, 62, 90, 100
- ATTAL, M., LAVE, J., AND MASSON, J. P. 2006. New facility to study river abrasion processes. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce* 132 :624–628. 33, 36, 38
- BACCHI, V. 2007. Studio teorico e sperimentale del campo di moto all'interno di un canale di laboratorio in presenza di correnti iperconcentrate. Master's thesis, Universita di Brescia, Brescia. 126, 128, 164, 165

- BAGI, K. 2005. An algorithm to generate random dense arrangements for discrete element simulations of granular assemblies. *Granular Matter* 7 :31–43. 65
- BALLAIS, J. AND MAYOR, F. 2003. Le role de l’haloclastie dans la meteorisation des marnes noires de Draix : Mise en evidence, rythmes et efficacite. 21
- BARNES, H. A. 1999. The yield stress—a review or $\pi\alpha\nu\tau\alpha\rho\epsilon\iota$ —everything flows? *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 81 :133–178. 109
- BEHERA, B., KUN, F., MCNAMARA, S., AND HERRMANN, H. J. 2005. Fragmentation of a circular disc by impact on a frictionless plate. *Journal of Physics Condensed Matter* 17. 62
- BINGHAM, E. 1922. Fluidity and plasticity. New York. 109
- BLOORE, F. 1977. The shape of pebbles. *Mathematical Geology* 9 :113–122. 101
- BRADLEY, W. C. 1970. Effect of Weathering on Abrasion of Granitic Gravel, Colorado River (Texas). *Geological Society of America Bulletin* 81 :61–80. 10, 11, 35, 45, 102
- BREWER, P. A. AND LEWIN, J. 1993. In-transport modification of alluvial sediment : field evidence and laboratory experiments. *Alluvial sedimentation* pp. 23–35. 10, 34
- BRIERLEY, G. J. AND HICKIN, E. J. 1985. The downstream gradation of particle sizes in the Squamish River, British Columbia. *Earth Surface Processes and Landforms* 10 :597–606. 10
- BROCHOT, S. 1993. Erosion de badlands dans le systeme Durance - Etang de Berre. Technical report, Agence de l’eau Rhone Mediterranee Corse/Cemagref Grenoble. 4
- BURGER, J., HALDENWANG, R., AND ALDERMAN, N. 2010. Friction factor-Reynolds number relationship for laminar flow of non-Newtonian fluids in open channels of different cross-sectional shapes. *Chemical Engineering Science* 65 :3549–3556. 121, 148, 149
- CAO, Z., PENDER, G., AND CARLING, P. 2006. Shallow water hydrodynamic models for hyperconcentrated sediment-laden floods over erodible bed. *Advances in Water Resources* 29 :546–557. 122
- CARMONA, H. A., WITTEL, F. K., KUN, F., AND HERRMANN, H. J. 2008. Fragmentation processes in impact of spheres. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 77. 62, 67
- CARRAVETTA, A., FECAROTTA, O., MARTINO, R., AND SABATINO, C. 2010. Assessment of rheological characteristics of a natural bingham-plastic mixture in turbulent pipe flow. *Journal of Hydraulic Engineering* 136 :820–825. 112
- CASSON, N. 1957. A flow equation for pigment-oil suspensions of the printing ink type. . In P. Press (ed.), *Rheology of disperse systems*. London. 109
- CHAMBON, G. 2007. Un nouveau dispositif pour l’étude des laves torrentielles au laboratoire. Technical report, Cemagref - PGRN. 118

- CHANG, C. S., CHAO, S. J., AND CHANG, Y. 1995. Estimates of elastic moduli for granular material with anisotropic random packing structure. *International Journal of Solids and Structures* 32 :1989–2008. 64, 75
- CHATANANTAVET, P., LAJEUNESSE, E., PARKER, G., MALVERTI, L., AND MEUNIER, P. 2010. Physically based model of downstream fining in bedrock streams with lateral input. *Water Resour. Res.* 46 :W02518. 102
- CHAU, K. T., WEI, X. X., WONG, R. H. C., AND YU, T. X. 2000. Fragmentation of brittle spheres under static and dynamic compressions : experiments and analyses. *Mechanics of Materials* 32 :543–554. 62
- CHAUCHAT, J. AND GUILLOU, S. 2008. On turbulence closures for two-phase sediment-laden flow models. *Journal of Geophysical Research C : Oceans* 113. 112
- CHENG, N. S. AND CHIEW, Y. M. 1999. Analysis of initiation of sediment suspension from bed load. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce* 125 :855–861. 112, 122
- CHENJE, T. AND RADZISZEWSKI, P. 2004. Determining the steel media abrasive wear as a function of applied force and friction. *Minerals Engineering* 17 :1255–1258. 63
- COLEBROOK, C. F. 1939. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between smooth and rough pipe laws. *Journal of the Institution of Civil Engineers (London)* . 120
- COLEMAN, N. 1981. Velocity Profiles with Suspended Sediment. *Journal of Hydraulic Research* 19 :211–229. 117
- COLES, D. 1956. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 1 :191–226. 117
- COSTA, J. 1988. rheologic, geomorphic and sedimentologic differentiation of water floods, hyperconcentrated flows and debris flows. In P. P. V. R. Baker, R. C. Kochel (ed.), *Flood geomorphology*. Wiley-Interscience. 113
- COUSSOT, P. 1992. Rhéologie des boues et laves torrentielles. Etude de dispersions et suspensions concentrées. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble. 111
- COUSSOT, P. 1994. Steady, laminar, flow of concentrated mud suspensions in open channel. *Journal of Hydraulic Research* 32 :535–559. 111, 113, 137, 138, 142, 146
- COUSSOT, P. AND PIAU, J. M. 1994. On the behavior of fine mud suspensions. *Rheologica Acta* 33 :175–184. 112
- CUNDALL, P. A. AND STRACK, O. D. L. 1979. Discrete Numerical Model For Granular Assemblies. *Geotechnique* 29 :47–65. 61, 63
- CZICHOS, H., KLAFFKE, D., SANTNER, E., AND WOYDT, M. 1995. Advances in tribology : the materials point of view. *Wear* 190 :155–161. 63

- DARBY, R. AND MELSON, J. 1981. How to predict the friction for flow of Bingham plastics. *Chemical Engineering* 88 :59–61. 109, 115, 121
- DAUBREE, G. A. 1879. Etudes synthetiques de geologie experimentales. Paris. 32
- DAVIES, T. R. 1986. Large debris flows : a macro-viscous phenomenon. *Acta Mechanica* 63 :171–178. 113
- DAVIES, T. R. AND MCSAVENEY, M. J. 2009. The role of rock fragmentation in the motion of large landslides. *Engineering Geology* 109 :67–79. 104
- DIEMER, R. B. AND OLSON, J. H. 2002. A moment methodology for coagulation and breakage problems : Part 3 - Generalized daughter distribution functions. *Chemical Engineering Science* 57 :4187–4198. 55
- DOYLE, E. E., HOGG, A. J., MADER, H. M., AND SPARKS, R. S. J. 2010. A two-layer model for the evolution and propagation of dense and dilute regions of pyroclastic currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 190 :365–378. 113
- DUMAISNIL, C., THOURET, J., CHAMBON, G., DOYLE, E. E., CRONIN, S. J., AND SURONO 2010. Hydraulic, physical and rheological characteristics of rain-triggered lahars at Semeru volcano, Indonesia. *Earth Surface Processes and Landforms* 35 :1573–1590. 113
- DURANCE 2005. Plan Durance multi-usages : Amenagement et gestion du bassin versant et des territoires desservis par la Durance et ses affluents. Technical report, Prefecture de region Provence-Alpes-Cote d’Azur. 4
- DURIAN, D. J., BIDEAUD, H., DURINGER, P., SCHRADER, A., THALMANN, F., AND MARQUES, C. M. 2006. What is in a pebble shape ? *Physical Review Letters* 97. 101
- DURIAN, D. J., BIDEAUD, H., DURINGER, P., SCHRADER, A. P., AND MARQUES, C. M. 2007. Shape and erosion of pebbles. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 75. 101
- EINSTEIN, H. 1942. Formulas for the transportation of bed load. *Transactions of the ASCE* 107 :561–597. 10
- ESTRADA, N., TABOADA, A., AND RADJAI, F. 2007. Role des parametres locaux de cohesion dans la resistance mecanique d’un milieu granulaire cohesif. *18eme Congres Francais de Mecanique, Grenoble 27-31 aout 2007* . 75
- FARROW, J. W. AND SKLAR, L. S. 2005. Lithologic influence and experimental variability in gravel abrasion : implications for predicting rates of downstream fining of river bed sediments. *In GSA Cordilleran Section Annual Meeting, Geological Society of America Abstracts with Programs, volume 37, p. 45*. 62
- FERGUSON, R., HOEY, T., WATHEN, S., AND WERRITTY, A. 1996. Field evidence for rapid downstream fining of river gravels through selective transport. *Geology* 24 :179–182. 10, 101

- FILLOT, N., IORDANOFF, I., AND BERTHIER, Y. 2007. Modelling third body flows with a discrete element method—a tool for understanding wear with adhesive particles. *Tribology International* 40 :973–981. 63
- FRINGS, R. M. 2008. Downstream fining in large sand-bed rivers. *Earth-Science Reviews* 87 :39–60. 10, 11
- GAOMBALET, J. 2004. Le gonflement des argiles et ses effets sur les ouvrages souterrains de stockage . PhD thesis, Ecole Polytechnique. 21
- GASPARINI, N. M., TUCKER, G. E., AND BRAS, R. L. 1999. Downstream fining through selective particle sorting in an equilibrium drainage network. *Geology* 27 :1079–1082. 11
- GODET, M. 1984. The third-body approach : A mechanical view of wear. *Wear* 100 :437–452. 63
- GORHAM, D. A. AND SALMAN, A. D. 2005. The failure of spherical particles under impact. *Wear* 258 :580–587. 62
- GRAVINA, T., LIRER, L., MARZOCHELLA, A., PETROSINO, P., AND SALATINO, P. 2004. Fluidization and attrition of pyroclastic granular solids. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 138 :27–42. 104
- GREIMANN, B. P., MUSTE, M., AND HOLLY JR, F. M. 1999. Two-phase formulation of suspended sediment transport. *Journal of Hydraulic Research* 37 :479–499. 112
- GUO, J. AND JULIEN, P. Y. 2003. Modified log-wake law for turbulent flow in smooth pipes. *Loi log-trainee modifiee pour l'ecoulement turbulent en conduite a paroi lisse* 41 :493–501. 117
- HALDENWANG, R. 2003. Flow of non-newtonian fluids in open channels. PhD thesis, Civil Engineering, Cape Town. 121, 122, 145, 148
- HALDENWANG, R., SLATTER, P. T., AND CHHABRA, R. P. 2002. Laminar and transitionnal flow in open channel for non-newtonian fluids. *In Hydrotransport 15*, pp. 755–768, Banff, Canada. 115, 144
- HALDENWANG, R., SLATTER, P. T., VANYAZA, S., AND CHHABRA, R. P. 2004. The effect of shape on laminar flow in open channels for non-Newtonian fluids. *In Hydrotransport 16th International Conference*, volume 1, pp. 311–324. Cited By (since 1996) : 3 Export Date : 26 January 2011 Source : Scopus. 116
- HALLET, B. 2006. Why do freezing rocks break? *Science* 314 :1092–1093. 20
- HANKS, R. 1963. Laminar-turbulent transition for fluids with a yield stress. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 9 :306–309. 116
- HASSAN, M. A., CHURCH, M., AND ASHWORTH, P. J. 1992. Virtual rate and mean distance of travel of individual clasts in gravel-bed channels. *Earth Surface Processes and Landforms* 17 :617–627. 29

- HELLER, P. L., BELAND, P. E., HUMPHREY, N. F., KONRAD, S. K., LYND, R. M., McMILLAN, M. E., VALENTINE, K. E., WIDMAN, Y. A., AND FURBISH, D. J. 2001. Paradox of downstream fining and weathering-rind formation in the lower Hoh River, Olympic Peninsula, Washington. *Geology* 29 :971–974. 10, 11
- HERRMANN, H. J., WITTEL, F. K., AND KUN, F. 2006. Fragmentation. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications* 371 :59–66. 55
- HERSCHEL, W. AND BULKLEY, R. 1926. Konsistenzmessungen von Gummi-Benzollosungen. *Kolloid Zeitschrift* 39 :291–300. 110
- HESSEL, R. 2006. Consequences of hyperconcentrated flow for process-based soil erosion modelling on the Chinese Loess Plateau. *Earth Surface Processes and Landforms* 31 :1100–1114. 113
- HEYWOOD, N. AND CHENG, D. 1984. Comparison of methods for predicting head loss in turbulent pipe flow of non-newtonian fluids. *Transactions of the Institute of Measurement and Control* 6 :33–45. 121
- HILL, P. J. 2004. Statistics of Multiple Particle Breakage Accounting for Particle Shape. *AIChE Journal* 50 :937–952. 101
- HILL, P. J. AND NG, K. M. 1995. New discretization procedure for the breakage equation. *AIChE Journal* 41 :1204–1216. 94, 159
- HOEY, T. B. AND FERGUSON, R. 1994. Numerical simulation of downstream fining by selective transport in gravel bed rivers : model development and illustration. *Water Resources Research* 30 :2251–2260. 11, 102
- HOEY, T. B. AND FERGUSON, R. I. 1997. Controls of strength and rate of downstream fining above a river base level. *Water Resources Research* 33 :2601–2608. 10
- HU, C. H. AND HUI, Y. J. 1996. Bed-load transport .2. Stochastic characteristics. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce* 122 :255–261. 86
- IVERSON, R. M. 1997. The physics of debris flows. *Reviews of Geophysics* 35 :245–296. 112
- JONES, L. S. AND HUMPHREY, N. F. 1997. Weathering-controlled abrasion in a coarse-grained, meandering reach of the Rio Grande : Implications for the rock record. *Bulletin of the Geological Society of America* 109 :1080–1088. 11, 32, 35, 102
- JOP, P., FORTERRE, Y., AND POULIQUEN, O. 2006. A constitutive law for dense granular flows. *Nature* 441 :727–730. 72
- JULIEN, P. Y. AND LAN, Y. 1991. Rheology of hyperconcentrations. *Journal of Hydraulic Engineering* 117 :346–353. 110, 171
- KAFUI, K. D. AND C., T. 1993. Computer simulated impact of agglomerates. In C. Thornton (ed.), *Powders and Grains*, pp. 401–406, Rotterdam. Balkema. 63, 65, 69

- KAITNA, R. AND RICKENMANN, D. 2007. A new experimental facility for laboratory debris flow investigation. *Journal of Hydraulic Research* 45 :797–810. 33
- KENDALL, K. 1978. The impossibility of comminuting small particles by compression. *Nature* 272 :710–711. 83
- KHANAL, M. AND MORRISON, R. 2008. Discrete element method study of abrasion. *Minerals Engineering* 21 :751–760. 74
- KHANAL, M., SCHUBERT, W., AND TOMAS, J. 2004. Ball Impact and Crack Propagation - Simulations of Particle Compound Material. *Granular Matter* 5 :177–184. 67
- KIM, S., NAMGUNG, B., ONG, P. K., CHO, Y. I., CHUN, K. J., AND LIM, D. 2009. Determination of rheological properties of whole blood with a scanning capillary-tube rheometer using constitutive models. *Journal of Mechanical Science and Technology* 23 :1718–1726. 110
- KLOTZ, S. 2002. Essai méthodologique de suivi de l'évolution des stocks de sédiments dans le bassin versant élémentaire de la Roubine (Draix). Master's thesis, Cemagref, Grenoble. 13, 22, 23, 24, 25
- KNIGHTON, A. D. 1982. Longitudinal changes in the size and shape of stream bed material : Evidence of variable transport conditions. *Catena* 9 :25–34. 10
- KODAMA, Y. 1994. Experimental study of abrasion and its role in producing downstream fining in gravel-bed rivers. *Journal of Sedimentary Research* 64 :76–85. 10, 32, 34, 62
- KOZICKI, W. 1988. Parametric modeling of flow geometries in non-newtonian flows, pp. 200–252. In *Encyclopedia of Fluid Mechanics - Rheology and Non-Newtonian Flows*, volume 7. Gulf Publishing Company, Houston. 121
- KRUMBEIN, W. 1941. The effects of abrasion on the size, shape and roundness of rock fragments. *Journal of geology* 49 :482–520. 32
- KUENEN, P. H. 1956. Experimental abrasion of pebbles : 2. Rolling by currents. *Journal of geology* 64 :336–368. 11, 17, 32, 33, 34, 35, 39, 41, 62, 85, 101
- LAVIGNE, F. AND THOURET, J.-C. 2003. Sediment transportation and deposition by rain-triggered lahars at Merapi Volcano, Central Java, Indonesia. *Geomorphology* 49 :45–69. 113
- LE BOUTEILLER, C., GUIRONNET, C., NAAIM, F., AND MATHYS, N. 2010. Experimental study of marl fragmentation. In *EPFL Doctoral Conference in Mechanics*, Lausanne. AIP. 51
- LE BOUTEILLER, C., NAAIM, F., MATHYS, N., AND LAVE, J. 2009. Degradation processes in marly sediment transport. In L. P. Vionet, Garcia (ed.), *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics symposium (RCEM)*, Santa Fe, Argentina. 9
- LE BOUTEILLER, C., NAAIM, F., MATHYS, N., AND LAVE, J. sub. A new framework for modeling sediment fining during transport with fragmentation and abrasion. *Journal of Geophysical Research F : Earth Surface* . 79

- LE BOUTEILLER, C. AND NAAIM, M. 2011. Aggregate breakage under dynamic loading. *Granular Matter* Published on line (DOI : 10.1007/s10035-010-0235-2). 59
- LEWIN, J. AND BREWER, P. A. 2002. Laboratory simulation of clast abrasion. *Earth Surface Processes and Landforms* 27 :145–164. 32, 33, 34
- LUDING, S. 2008. Introduction to discrete element methods. *European Journal of Environmental and Civil Engineering* 12 :785–826. 61
- LYN, D. 1991. Resistance in flat-bed sediment-laden flow. *Journal of Hydraulic Engineering* 117 :94–114. 117
- MATHYS, N., BROCHOT, S., AND MEUNIER, M. 1996. Erosion of Terres Noires (Black Earth) in the southern French Alps : a contribution to an assessment of mean annual rates, Draix experimental catchment areas. *Revue de Géographie Alpine* 84 :17–27. 114
- MENG, H. C. AND LUDEMA, K. C. 1995. Wear models and predictive equations : their form and content. *Wear* 181-183 :443–457. 75
- MEYER-PETER, E. AND MULLER, R. 1948. Formulas for Bed-Load Transport. In IAHSR, pp. 39–64, Stockholm. 10, 122
- MIKOS, M. 1995. Experiments on motion of sediment mixtures in a tumbling mill to study fluvial abrasion. *Journal of Hydraulic Research* 33 :751–772. 32
- MISHRA, B. K. 2003. A review of computer simulation of tumbling mills by the discrete element method : Part I-contact mechanics. *International Journal of Mineral Processing* 71 :73–93. 64
- MONNET, J., FABRE, D., AND ZIELINSKI, M. 2011. The Dauphine "Black Marls" : a very sensitive weak rock. In XV European Conference on Soil Mechanics and Geotechnical Engineering, Athens. 22, 23, 24, 25
- MORENO-ATANASIO, R. AND GHADIRI, M. 2006. Mechanistic analysis and computer simulation of impact breakage of agglomerates : Effect of surface energy. *Chemical Engineering Science* 61 :2476–2481. 62, 69
- MORRIS, P. H. AND WILLIAMS, D. J. 1997. Exponential longitudinal profiles of streams. *Earth Surface Processes and Landforms* 22 :143–163. 10
- MORRIS, P. H. AND WILLIAMS, D. J. 1999. A worldwide correlation for exponential bed particle size variation in subaerial aqueous flows. *Earth Surface Processes and Landforms* 24 :835–847. 10
- MORRISON, R. D. AND CLEARY, P. W. 2004. Using DEM to model ore breakage within a pilot scale SAG mill. *Minerals Engineering* 17 :1117–1124. 62
- MULIAWAN, E. B. AND HATZIKIRIAKOS, S. G. 2007. Rheology of mozzarella cheese. *International Dairy Journal* 17 :1063–1072. 111
- NAAIM-BOUVET, F., NAAIM, M., BELLOT, H., AND NISHIMURA, K. 2011. Wind and drifting snow gust factor in an Alpine context. *Accepted in Annals of Glaciology* 58. 104

- NAIK, B. 1983. Mechanics of mudflow treated as the flow of a Bingham fluid. PhD thesis, Washington State University. 116, 121, 144
- NGUYEN, Q. D. AND BOGER, D. V. 1992. Measuring the flow properties of yield stress fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics* 24 :47–88. 111
- O'BRIEN, J. AND JULIEN, P. Y. 1986. Rheology of non-newtonian fine sediment mixtures. In ASCE Conference on Aerodynamics, Fluid Mechanics and hydraulics, Minneapolis. ASCE. 109
- ODDERSHEDE, L., DIMON, P., AND BOHR, J. 1993. Self-organized criticality in fragmenting. *Physical Review Letters* 71 :3107–3110. 57
- PAOLA, C., PARKER, G., SEAL, R., SINHA, S. K., SOUTHARD, J. B., AND WILCOCK, P. R. 1992. Downstream fining by selective deposition in a laboratory flume. *Science* 258 :1757–1760. 11
- PARKER, G. 1991. Selective Sorting and Abrasion of River Gravel .1. Theory. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce* 117 :131–149. 11
- PARKER, G., VOLLER, V., PAOLA, C., HILL, K., SKLAR, L. S., AND DIETRICH, W. E. 2008. Comminution as a mechanism for downstream fining. In G. T. K. . Y. Altinakar, Kokpinar (ed.), Riverflow 2008, Cesme (Turkey). 80, 81
- PAULHE, R. 2006. Modélisation physique et numérique d'un canal jaugeur Parshall en vue de l'établissement d'une courbe de tarage pour des écoulements chargés et hyperconcentrés. Master's thesis, ENGEES, Grenoble. 138
- PERON, H., LALOUI, L., HUECKEL, T., AND HU, L. 2009. Dessiccation cracking of soils. *European Journal of Environmental and Civil Engineering* 13 :869–888. 21
- PETUKHOV, Y. AND KALMAN, H. 2004. Empirical breakage ratio of particles due to impact. *Powder Technology* 143-144 :160–169. 57
- PHAN, T. S. H. 1993. Propriétés physiques et caractéristiques géotechniques des Terres Noires du sud-est de la France. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble. 21
- PIERSON, T. AND COSTA, J. 1987. A rheological classification of subaerial sediment-water flows. *Reviews in Engineering Geology* 7. 113
- PROCHNOW, M. 2002. Ecoulements denses de grains secs. Phd thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées. 72
- RAMKRISHNA, D. 1985. Status of population balances. *Reviews in Chemical Engineering* 3 :49–95. 80
- RICHARD, D. 1996. Slope instability, erosion and solid material transport in steep mountain catchments. Laboratory and field experimentation. EROSLOPE report. Technical report, Cemagref. 28
- RICKENMANN, D. 1990. Bedload transport capacity of slurry flows at steep slopes. PhD thesis, Zurich. 121, 122, 138, 149

- RICKENMANN, D. 1991. Hyperconcentrated flow and sediment transport at steep slopes. *Journal of Hydraulic Engineering* 117 :1419–1439. 115, 122
- ROVERA, G. AND ROBERT, Y. 2005. Conditions climatiques hivernales et processus d'érosion periglaciaires dans les bad-lands marneux de Draix (800 m, Alpes du Sud, France) . *Geographie physique et quaternaire* 59 :31–48. 24, 25, 26
- SALMAN, A. D., BIGGS, C. A., FU, J., ANGYAL, I., SZABO, M., AND HOUNSLOW, M. J. 2002. An experimental investigation of particle fragmentation using single particle impact studies. *Powder Technology* 128 :36–46. 75
- SALMAN, A. D. AND GORHAM, D. A. 2000. The fracture of glass spheres. *Powder Technology* 107 :179–185. 56
- SATHYAGAL, A. N., RAMKRISHNA, D., AND NARSIMHAN, G. 1995. Solution of inverse problems in population balances–II. particle break-up. *Computers and Chemical Engineering* 19 :437–451. 103
- SCHUMM, S. A. AND STEVENS, M. A. 1973. Abrasion in Place : A Mechanism for Rounding and Size Reduction of Coarse Sediments in Rivers. *Geology* 1 :37–40. 11
- SHAW, J. AND KELLERHALS, R. 1982. Composition of recent alluvial gravels in Alberta river beds. *Bulletin - Alberta Research Council* . 10
- SHIELDS, A. 1936. Application of similarity principles and turbulence research to bed load movement. Technical report, US Dept of Agr. , Soil Conservation Service Cooperative Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Calif. 10, 27
- SKLAR, L. S. AND DIETRICH, W. E. 2006. The role of sediment in controlling steady-state bedrock channel slope : Implications of the saltation-abrasion incision model. *Geomorphology* 82 :58–83. 11, 102
- SRINATH, G. AND GNANAMOORTHY, R. 2006. Two-body abrasive wear characteristics of Nylon clay nanocomposites–effect of grit size, load, and sliding velocity. *Materials Science and Engineering : A* 435-436 :181–186. 63, 75, 76
- SRINATH, G. AND GNANAMOORTHY, R. 2007. Effect of organoclay addition on the two-body abrasive wear characteristics of polyamide 6 nanocomposites. *Journal of Materials Science* 42 :8326–8333. 75
- STERNBERG, H. 1875. Untersuchungen uber Langen-und Querprofil geschiebefuhrender Flusse. *Zeitschrift fur Bauwesen* 25 :486–506. 10
- STOCK, J. D. AND DIETRICH, W. E. 2006. Erosion of steepland valleys by debris flows. *Bulletin of the Geological Society of America* 118 :1125–1148. 122
- SUBERO, J. AND GHADIRI, M. 2001. Breakage patterns of agglomerates. *Powder Technology* 120 :232–243. 62
- THORNTON, C., CIOMOCOS, M., AND ADAMS, M. 1999. Numerical simulations of agglomerate impact breakage. *Powder Technology* 105 :74–82. 62

- THORNTON, C., YIN, K. K., AND ADAMS, M. J. 1996. Numerical simulation of the impact fracture and fragmentation of agglomerates. *Journal of Physics D : Applied Physics* 29 :424–435. 63
- THUAL, O. 2010. Turbulence et frottement. Cours en ligne sur <http://thual.perso.enseeiht.fr/xsee/>. 116, 120
- VOGEL, L. AND PEUKERT, W. 2003. Breakage behaviour of different materials—construction of a mastercurve for the breakage probability. *Powder Technology* 129 :101–110. 62, 75
- WAN, Z. AND WANG, Z. 1994. Hyperconcentrated flow. IAHR Monograph. 113, 115, 116, 117, 118, 121, 122, 138, 145, 148, 149
- WATANABE, H. 1999. Viscoelasticity and dynamics of entangled polymers. *Progress in Polymer Science (Oxford)* 24 :1253–1403. 111
- WOLMAN, M. G. 1954. A method of sampling coarse river-bed material. *Transactions, American Geophysical Union* 35 :951–956. 13
- WU, S. Z., CHAU, K. T., AND YU, T. X. 2004. Crushing and fragmentation of brittle spheres under double impact test. *Powder Technology* 143-144 :41–55. 62
- ZHOU, F., MOLINARI, J. F., AND RAMESH, K. T. 2006. Effects of material properties on the fragmentation of brittle materials. *International Journal of Fracture* 139 :169–196. 62

Dégradation des Sédiments Marneux et Suspensions Hyperconcentrées

Résumé : Sur les bassins versants des Terres Noires, les sédiments marneux sont dégradés très rapidement. Les matériaux fins ainsi produits peuvent être à l'origine d'épisodes de crues très concentrées (800 g/L).

La première partie de cette thèse traite des processus responsables de la production de sédiments fins. Les processus d'altération entre les crues (long-terme) sont quantifiés en combinant les données climatiques de Draix à des expériences. Les processus d'abrasion et de fragmentation dus aux sollicitations mécaniques pendant les crues (court-terme) sont quantifiés par des expériences en canal circulaire. On montre finalement qu'il est indispensable de considérer ces deux échelles de temps pour rendre compte de la vitesse de dégradation totale observée dans les lits. A l'échelle d'un caillou, on investigate ensuite l'effet de la fragmentation et de l'abrasion par l'intermédiaire de simulations numériques avec la méthode des éléments discrets et d'expériences de fragmentation. Les propriétés de rupture de la marne ainsi obtenues sont ensuite intégrées dans un modèle décrivant l'évolution d'une distribution granulométrique sous l'effet de la fragmentation et de l'abrasion. Les résultats indiquent que la fragmentation et l'abrasion sont également importantes mais que l'efficacité de la fragmentation décroît au cours de la sollicitation.

Dans une seconde partie, on étudie l'influence de la concentration sur le comportement d'une suspension de sédiments fins de marnes. Cette étude est basée sur des mesures de rhéométrie et sur des expériences d'écoulement en canal rectiligne. On met en évidence une transition vers un comportement non-newtonien à forte concentration (au-delà de 600 g/L). L'écoulement est ralenti et peut alors devenir laminaire, et le frottement augmente fortement. Ce changement de comportement sur le terrain peut être une source d'erreurs non négligeable dans l'estimation des débits lors des crues chargées.

Mots clés : Marne, sédiments, transport solide, fragmentation, abrasion, altération, érosion, écoulement hyperconcentré, fluide non-newtonien.

Degradation of Marly Sediments and Hyperconcentrated Flows

Abstract : On the Terres Noires marly catchments, downstream fining patterns and high concentrations of suspended sediments (up to 800 g/L) are observed.

The present work is organised in two parts. The first part investigates the processes that are involved in the production of fine sediments. Long-term weathering processes that occur between the floods are quantified using climatic data and experiments on marly pebbles. Short-term degradation due to mechanical loading during the floods is quantified by performing experiments in an annular flume device. Eventually, we show that both short and long-term processes are necessary to explain the field observed degradation rates. To study more in detail the mechanical degradation at the pebble scale, numerical simulations of friction and impact loading are performed with the Discrete Element Methods, as well as fragmentation experiments on marl. The resulting rupture properties of marl are therefore incorporated into a new model that describes the evolution of the grain-size distribution of sediments. The model shows that fragmentation and abrasion are both involved and that the efficiency of fragmentation decreases. The second part of the work is focused on the influence of the concentration on the behaviour of a suspension of fine marly sediments. This study is based on rheometer measurements and flume experiments. It demonstrates that the fluid behaviour becomes non-newtonian at high concentrations (above 600 g/L). The flow may therefore become laminar with a high friction coefficient. With such a change in the fluid behaviour, the method used in the field for discharge estimation will not work anymore for highly concentrated floods.

Keywords : Marl, badlands, sediment transport, fragmentation, abrasion, weathering, erosion, hyperconcentrated flow, non-newtonian fluid.