

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

Institut de Physique du Globe de Paris

**ÉROSION ET TRANSPORT DE
SÉDIMENTS :
DU LABORATOIRE AU TERRAIN.**

Eric Lajeunesse

Soutenue le 10 juin 2008 devant le jury composé de :

P. Allemand Examineur
B. Dietrich Examineur
J. Gaillardet Examineur
N. Hovius Rapporteur
C. Jaupart Président du Jury
O. Pouliquen Rapporteur

Table des matières

I EXPOSÉ DES ACTIVITÉS DE RECHERCHE ET PERSPECTIVES	5
1 Quelques problématiques en Géomorphologie	9
1.1 Introduction	9
1.2 Les lois de transport en Géomorphologie	10
1.2.1 Conservation de la masse	10
1.2.2 Importance du couplage érosion mécanique / érosion chimique . . .	13
1.2.3 L'érosion : un problème d'échelles	14
1.3 Erosion et transport par les rivières	18
1.3.1 Analyse dimensionnelle	19
1.3.2 Critère de mise en mouvement des grains	20
1.3.3 Charge en suspension et charge de fond	21
1.3.4 Importance de la charge de fond pour les rivières graveleuses	22
1.3.5 Loi de transport en charge de fond	23
1.3.6 Rivières alluviales et rivières à fond rocheux	25
1.3.7 Le problème des échelle de temps	25
1.4 Processus de pente	26
1.4.1 Les différents processus de pente	27
1.4.2 Analyse dimensionnelle	30
1.4.3 Loi de transport sur les versants	33
1.4.4 Couplage versants/rivières	38
1.5 Positionnement de mes problématiques de recherche	38
2 Transports de masse sur les versants : écoulements granulaires géophysiques	41
2.1 Distance parcourue par un glissement de terrain : le problème de la longueur de runout	41
2.1.1 Origine du problème	42
2.1.2 Etude expérimentale	46
2.1.3 Modélisation théorique	54
2.1.4 Quid des évènements naturels? Le cas des glissements martiens! . .	57
2.1.5 Conclusions et perspectives	61
2.2 Autochenalisation des écoulements naturels et formation des levées	64
2.2.1 Problématique	64

2.2.2	Etude expérimentale	65
2.2.3	Conclusions et perspectives	73
2.3	Perspectives : la cohésion et les glissements	73
3	Transport solide dans les rivières	77
3.1	De la micro-rivière de laboratoire à la rivière naturelle	77
3.1.1	Introduction et problématique	77
3.1.2	Equation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière alluviale turbulente	79
3.1.3	Equation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière alluviale laminaire	80
3.1.4	Conclusion	83
3.1.5	... et perspectives	85
3.2	Importance de la pente critique dans la dynamique d'une rivière alluviale graveleuse	85
3.2.1	Influence de Δ sur le profil d'équilibre de la rivière alluviale	86
3.2.2	Influence de Δ sur le temps caractéristique d'évolution d'une rivière alluviale	86
3.2.3	Influence indirecte de Δ sur le temps caractéristique d'évolution d'une rivière alluviale : description des cycles crues/étiages	89
3.2.4	Conclusion	90
3.3	Etude de la charge de fond sur le terrain	91
3.4	Formation et transport de sédiments dans les canyons sous-marins	94
3.4.1	Introduction et problématique	94
3.4.2	Etude Expérimentale	96
3.4.3	Conclusion et perspectives	101
3.5	Perspectives	101
4	Conclusion et Perspectives	103
4.1	Modélisation expérimentale en géomorphologie	103
4.2	Transport en rivière alluviale	104
4.3	Géomorphologie sous-marine	105
4.4	Nécessité de mesure de terrain pérennes : le chantier Antilles.	105
A	Ecoulements granulaires denses	113
II	CURRICULUM VITAE	131
III	PUBLICATIONS DEPUIS 2003	139

Résumé

Après une formation initiale en physique suivie d'une thèse et d'un postdoc consacrés à des problèmes de dynamique interfaciale en mécanique des fluides, j'ai rejoint, en septembre 2000, l'Institut de Physique du Globe de Paris. Depuis, je m'intéresse à la physique du transport de sédiments et à la façon dont ce transport conditionne l'évolution des paysages à la surface du globe.

L'originalité de mes travaux de recherche repose sur une double approche mêlant étude expérimentale sur système modèle de petite taille et mesures sur le terrain. L'approche expérimentale présente plusieurs avantages : elle permet de réduire considérablement les échelles de temps et d'espace des processus simplifiant ainsi leur observation ; Elle permet de contrôler les paramètres et d'étudier leurs effets ; Elle est un guide précieux pour développer des modèles de "premier ordre" des processus. La mesure de terrain est indispensable afin de confronter les résultats théoriques ou expérimentaux à l'objet naturel. Elle reste également la meilleure garantie de la pertinence des thématiques qu'un chercheur peut développer en géomorphologie.

A mon arrivée à l'IPGP, j'ai commencé par étudier la dynamique des écoulements granulaires denses. Je me suis notamment intéressé à la transition solide-liquide (relaxation d'un tas après avalanche, phénomène d'autochenalisation d'une coulée granulaire, ...) et à la dissipation d'énergie dans un écoulement (aire inondée par l'effondrement de colonnes granulaires, distance parcourue par une avalanche de roches, ...). Parmi les résultats les plus significatifs, nous avons montré que la distance parcourue par une avalanche n'est pas contrôlée par le volume de matériel effondré mais par son rapport d'aspect [*Lajeunesse et al.*, 2004, 2005]. Ces résultats établis à partir d'expériences sur des systèmes modèles de laboratoire ont ensuite été validés avec succès sur des dépôts d'avalanches de roches naturelles, localisés dans les canyons de Valles-Marineris, sur Mars [*Lajeunesse et al.*, 2006]. Une autre étude expérimentale, en collaboration avec B. Andreotti (Université P7) et Olivier Dauchot (CEA), nous a permis d'effectuer la première mesure de loi d'écoulement dans une coulée granulaire au voisinage du seuil d'arrêt et de préciser les conditions de formation des levées entre lesquelles les coulées de débris ont naturellement tendance à s'autochenaliser [*Deboeuf et al.*, 2006].

A partir de 2003, j'ai commencé à orienter une partie de mes travaux de recherche sur le transport fluvial et les morphologies associées. J'ai notamment travaillé sur les conditions de formation des canyons sous-marins et sur le transport de sédiments par les rivières alluviales. François Métivier et moi-même avons, par exemple, démontré pour la première fois la possibilité de reproduire des chenaux sous-marins à l'échelle d'une

expérience de laboratoire [*Metivier et al.*, 2005]. Ce dispositif nous a ensuite permis de préciser le scénario et les critères physiques qui contrôlent la formation des canyons sous-marins. Nous avons également engagé un important travail d'acquisition de données de transport par charriage sur des rivières situées dans les Alpes, en Chine et dans les Antilles. Les données acquises nous ont servi à engager une réflexion physique et métrologique et à remettre en cause les méthodes classiques de mesure de la charge de fond [*Meunier et al.*, 2006; *Liu et al.*, in press].

Plus récemment, j'ai commencé à développer un troisième axe de recherche centré sur la mesure et le suivi temporel des flux d'érosion à l'échelle du bassin versant. Je suis notamment fortement impliqué dans le développement d'un "Chantier Erosion" aux Antilles. L'objectif du projet est de mettre en place l'étude et le suivi systématique de quelques bassins situés en Guadeloupe afin de développer une instrumentation et des protocoles adaptés au suivi des flux de matière, de quantifier les vitesses de l'érosion et de l'altération dans le contexte insulaire des Antilles, de comprendre leurs modalités et d'étudier leurs couplages.

Première partie

**EXPOSÉ DES ACTIVITÉS DE
RECHERCHE
ET PERSPECTIVES**

There's a million ways to laugh,
And every one's a path,
Come on and join together with
the band.

The Who

Avant propos

Ce mémoire d'habilitation présente l'essentiel de mes travaux de recherche depuis mon arrivée à l'Institut de Physique du Globe de Paris en septembre 2000. Il porte sur l'étude des processus d'érosion et de transport de sédiments par les versants, les fleuves et dans les canyons sous-marins. Il est l'occasion pour moi de tenter d'esquisser ma vision personnelle de la géomorphologie et de faire le point sur les questions centrales qui guident ma recherche.

Mes travaux sur les processus d'érosion ont commencé à mon arrivée à l'IPGP. Rien ne me prédestinait à la recherche et à l'enseignement en sciences de la Terre. Après un DEA de physique fondamentale, j'avais en effet consacré mes travaux de thèse et de postdoc à des problèmes de dynamique interfaciale en mécanique des fluides. Mon arrivée à l'IPGP a été l'occasion d'une sorte de choc intellectuel¹. J'ai découvert un champ disciplinaire vaste, mettant en jeu de nouveaux modes de raisonnement souvent pluridisciplinaires, couvrant des thématiques fascinantes et qui n'ont pas cessé de me passionner depuis lors.

J'ai d'abord passé deux années au sein de l'équipe de Jean-Pierre Vilotte. Je souhaite remercier ce dernier pour son soutien pendant cette période au cours de laquelle j'ai débuté mes travaux sur les écoulements granulaires géophysiques.

En 2003, j'ai rejoint le petit groupe de Géomorphologie animé par François Métivier au sein du Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques² dirigé à l'époque par Claude Jaupart. Je souhaite les remercier ici tous les deux : Claude qui a toujours défendu l'importance de l'approche physique en sciences de la Terre et qui m'a constamment encouragé ; François qui m'a appris la géomorphologie quantitative et m'a initié au travail de terrain³ dans une ambiance de bonne humeur permanente.

Je veux également remercier Jérôme Gaillardet qui est à l'origine de la création du "chantier érosion" aux Antilles et avec qui je travaille depuis quelques années, à la fois en recherche et en enseignement, sur les problèmes de couplage entre altération et érosion mécanique. Les discussions que nous avons eu ensemble ont fortement influencé l'évolution de mes thématiques de recherche.

Clément Narteau a rejoint notre (de moins en moins) petit groupe de géomorphologie en 2005. Je voudrais le remercier pour sa bonne humeur et sa façon unique de remettre en permanence en question les idées reçues et les certitudes établies. Sans lui, notre groupe ne serait pas ce qu'il est.

¹pour moi, pas pour les sciences de la Terre...

²à présent le Laboratoire de Dynamique des Fluides Géologiques

³ainsi qu'à la cuisine chinoise

Tous les dispositifs expérimentaux et une part importante des instruments de terrain que nous utilisons au sein du groupe de géomorphologie sont le résultat de l'imagination et du travail de Yves Gamblin, Antonio Vieira, Angela Limare et Jérôme Ammann. Notre laboratoire ne fonctionnerait pas sans eux et je veux leur exprimer ma gratitude à tous.

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire sont le fruit de collaborations riches et nombreuses avec des chercheurs et enseignants chercheurs, des thésards, des ingénieurs et techniciens et des étudiants en stage de DEA, de master ou de licence. J'ai précisé le nom des personnes impliquées dans chaque projet. De manière plus générale, je souhaite remercier pour leur aide, leur amitié, par ordre alphabétique et espérant n'oublier personne : Pascal Alemand, Bruno Andreotti, Laurie Barrier, François Beauducel, Laurent Beguery, Gérard Bienfait, Alain Bonneville, Antonella Centurini, Phairot Chatanantavet, Philippe Claudin, Julien Couder, Olivier Dauchot, Anne Davaille, Christophe Delacourt, Céline Dessert, Olivier Devauchelle, Stéphanie Deboeuf, Philippe Gondret, Philippe Grandjean, Bud Homsy, Edouard Kaminsky, Stéphane Labrosse, Pierre Lancien, Youcun Liu, Maxime Legoff, Luce Malverti, Anne Mangeney, Patrick Meunier, Stéphanie N'Diaye, Gary Parker, Cathy Quantin, Niel Riebe, Lydie Staron, Baisheng Ye, ... et les thésards du LDFG.

Last but not least, un grand merci à ma femme pour son soutien et sa patience lors de mes (rares) sautes d'humeur.



FIG. 1 – Le groupe de géomorphologie dans le Tian-Shan en juillet 2007...

Chapitre 1

Quelques problématiques en Géomorphologie

L'ambition de ce premier chapitre est de poser le contexte général au sein duquel s'inscrivent mes thématiques de recherche. Il ne s'agit donc en aucun cas de dresser un bilan exhaustif de l'état de l'art en géomorphologie même si les sujets abordés dépassent le cadre de mes propres recherches.

1.1 Introduction

La surface du Globe est le lieu où se rencontrent et interagissent Terre Solide, Atmosphère, Hydrosphère et Biosphère. Les paysages sont donc le produit de nombreux processus qui mettent en jeu des couplages complexes : climat, tectonique, altération, développement du vivant, impact anthropique... La géomorphologie, qui est la science qui s'intéresse à l'étude des paysages de la surface de la Terre¹ ainsi qu'aux mécanismes qui contrôlent leur évolution, n'est donc pas, à proprement parler un corps de discipline constitué. C'est plutôt un ensemble d'interrogations communes à de nombreuses disciplines différentes : Tectonique, Pédologie, Géochimie, Sédimentologie, Pétrologie, Hydrologie, Physique, Géographie, Écologie, ... On trouvera autant de définitions de la géomorphologie et de ses objectifs que de communautés impliquées.

L'approche que nous développons au sein du groupe de Géomorphologie de l'IPGP est centrée sur l'étude des processus de transport de sédiment et de leur liens avec les morphologies de surface. Mon travail de recherche tourne donc autour des questions suivantes :

- Quels sont les agents d'érosion et de transport ?
- Comment et où agissent-ils ?
- Sur quelles échelles de temps et d'espace ?
- Quels sont les flux de matières associés et comment les mesurer ?
- Quels sont les paramètres et les facteurs de forçage qui contrôlent ces flux ?

¹et, plus récemment, de l'ensemble des planètes telluriques

- Quel est leur impact sur la forme du paysage (avec à nouveau la question des échelles de temps et d'espace) ?

1.2 Les lois de transport en Géomorphologie

1.2.1 Conservation de la masse

L'ensemble des questions précédentes peuvent se formaliser en appliquant le principe de conservation de la masse aux sédiments d'un paysage donné. La conservation de la masse est à vrai dire la seule équation de conservation que nous soyons actuellement capables d'écrire en Géomorphologie, de sorte que l'essentiel des approches théoriques repose sur ce principe. Considérons le cas général d'un paysage composé d'une couche de sol ou de sédiments² recouvrant une roche mère (cf. fig. 1.1). La conservation de la masse s'écrit [*Dietrich et al.*, 2003] :

$$\rho_s \frac{\partial h}{\partial t} = \rho_r P - \rho_s \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = U - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \quad (1.2)$$

où z désigne l'élévation de la surface du sol et h l'épaisseur de la couche de sol. U est le taux de surrection tectonique ($[L].[T]^{-1}$), P est le taux de production de sol par altération de la roche mère ($[L].[T]^{-1}$) et \vec{q} est le vecteur flux volumétrique de sédiments par unité de largeur ($[L]^2.[T]^{-1}$).

Décrire et prédire quantitativement l'évolution d'un paysage (en tout cas de sa topographie) suppose de connaître précisément U , \vec{q} et P . La détermination de U relève de la Tectonique. Dans le cadre de ce mémoire, U sera donc plutôt considéré comme une condition aux limites imposée par la dynamique interne de la Terre. En pratique, ce n'est cependant qu'une approximation : érosion, dépôt et soulèvement tectonique sont en effet liés par l'isostasie [*Allen*, 1997]. Le couplage tectonique érosion reste cependant un problème complexe [*Westaway*, 1994; *Avouac and Burov*, 1996; *Willett*, 1999] qui dépasse le cadre de ce mémoire.

L'un des enjeux majeurs en Géomorphologie est, à mon sens, de déterminer P et \vec{q} . A l'échelle élémentaire, P et \vec{q} dépendent en tout premier lieu de de la nature des processus physiques et chimiques à l'oeuvre dans un paysage donné : domaines fluviaux, glaciaires, périglaciaires ou côtiers ne mettent évidemment pas en jeu les mêmes processus d'érosion et d'altération. Si les mécanismes élémentaires de l'altération et de l'érosion sont souvent bien identifiés, la quantification des flux de matière associés à un mécanisme donné reste encore un problème largement ouvert pour les raisons exposées ci-dessous.

²Le terme "sol" a une acception très précise en géologie. Dans le cadre de ce mémoire, nous utiliserons cependant indifféremment les termes de "sol", "régolithe" et "couche de sédiments" pour désigner la couche de matériel granulaire non consolidé recouvrant une roche mère. Nous implorons la clémence des pédologues pour cet abus de langage...

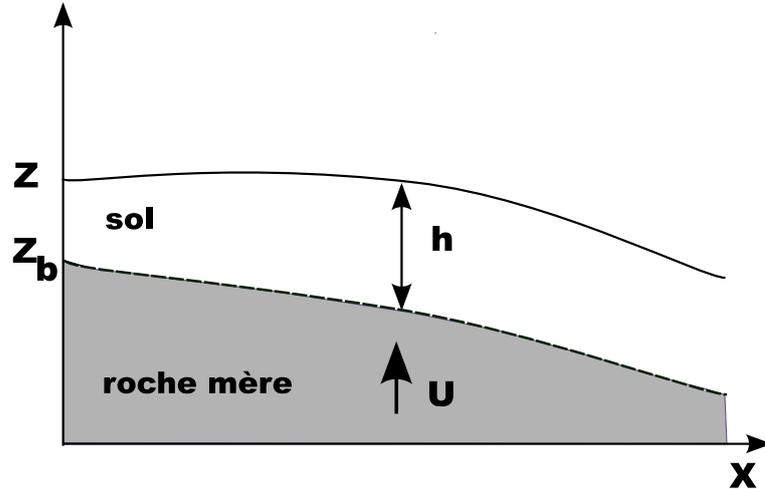


FIG. 1.1 – Schéma illustrant la conservation de la masse dans un paysage composé d'une couche de sol ou de sédiments recouvrant une roche mère. La variation de l'épaisseur de la couche de sol dépend de l'équilibre entre le flux de production de sol par dégradation de la roche mère et le flux d'érosion.

Le principal problème est que la physique et la chimie des processus d'altération et d'érosion n'est pas toujours bien comprise. Les constantes cinétiques des réaction chimiques de l'altération sont ainsi souvent très différentes selon qu'elles sont mesurées en laboratoire ou sur le terrain [Navarre-Sitchler and Brantley, 2007]. Quant à l'érosion mécanique, elle se heurte à notre manque de compréhension de la physique des matériaux granulaires : 80 à 90% de la surface de la Terre est en effet recouverte de matière en grains, sous forme consolidée ou non [Nataf and Sommeria, 2000]. L'évolution des paysages est donc une affaire de transport de grains. Malgré un gros effort de recherche depuis à présent une vingtaine d'années, la physique des milieux granulaires reste mal comprise [Herrmann, 1998; DeGennes, 1998; Savage, 1989; Nedderman, 1992; Hutter and Rajagopal, 1994; Rajchenbach, 2000]. Des questions en apparence aussi simples que celle de l'arrêt ou de la mise en mouvement d'un tas de billes monodisperses (transition solide/liquide dans les milieux granulaires secs) ou du comportement rhéologique d'un écoulement granulaire dense sont encore très débattues [Pouliquen, 1999; Iverson, 1997; Iverson and Vallance, 2001; GDR-Midi, 2004; Pouliquen et al., 2006]. On imagine alors la difficulté de prédire le volume mobilisé ou la distance parcourue par un glissement de terrain. Ces questions sont au centre d'une partie de mes travaux de recherche et seront exposées plus en détails dans les chapitres suivants.

Une seconde source de complications vient de la diversité des facteurs de forçage externes qui exercent un contrôle sur l'amplitude des mécanismes d'altération et d'érosion. On citera :

- le climat qui exerce un très fort contrôle sur l'altération, l'érosion et le transport des sédiments par l'intermédiaire du vent (érosion éolienne) mais surtout des précipitations (pluie et neige) et de la température qui influence fortement la vitesse d'altération du substratum rocheux [Allen, 1997; Calmels and Gaillardet, 2004; Des-

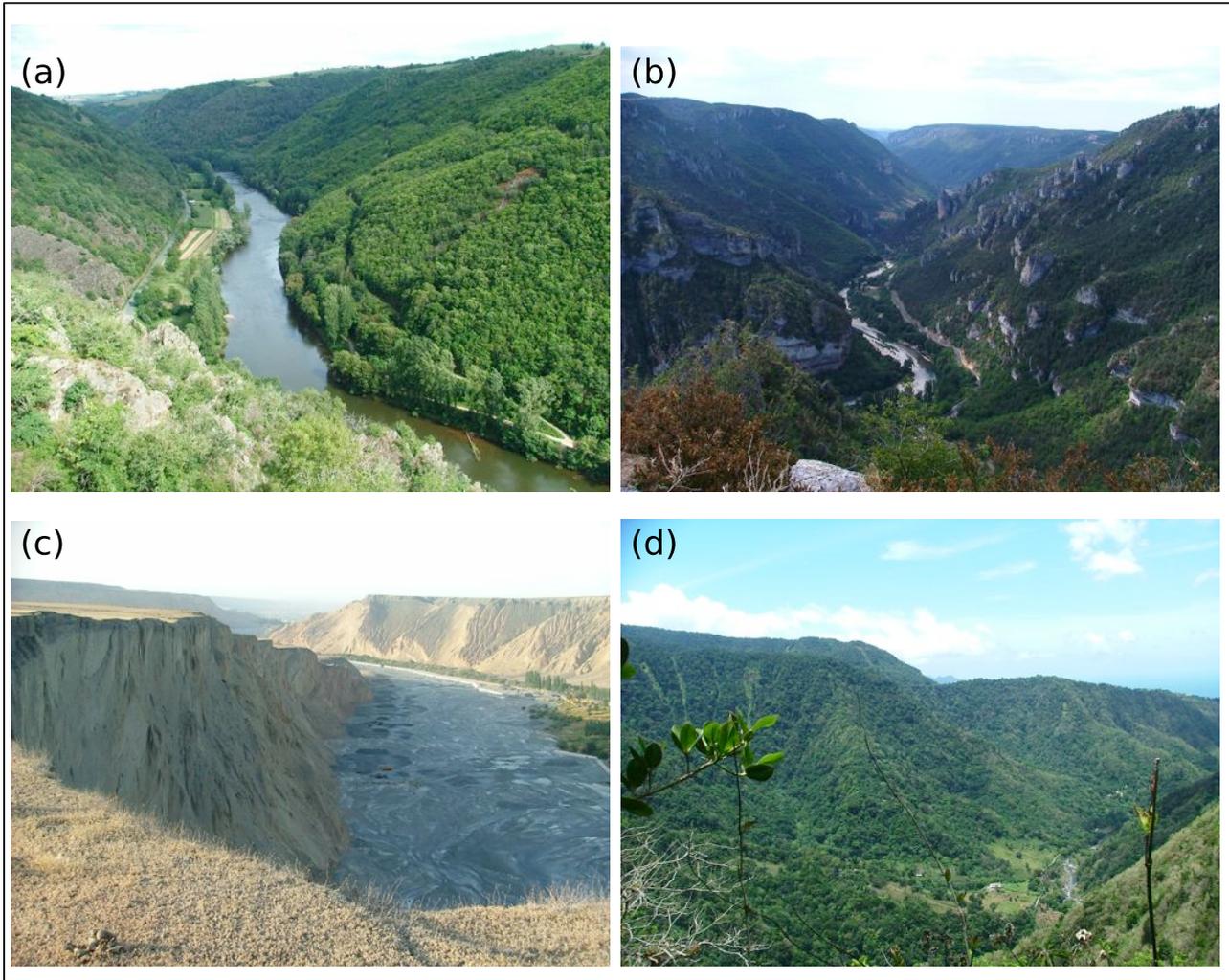


FIG. 1.2 – Quatre paysages différents modelés par le couplage entre transport le long des versants et transport par les rivières. (a) Vallée du Lot. (b) Gorges du Tarn. (c) Gorges de la Kui-Tun dans le Tian-Shan (Chine). (d) Vallée de la Grande Rivière de Vieux-Habitants (Guadeloupe).

sert et al., 2005, 2006] ;

- la végétation, et plus généralement le vivant, qui influencent les processus d'altération, d'érosion et de transport sur les versants et introduit un seuil d'érosion non-négligeable [*Istanbulluoglu and Bras*, 2005; *Dietrich and Perron*, 2006] ;
- les variations de lithologie à la surface de la Terre, lesquelles sont plus ou moins facilement altérables et érodables,
- l'homme dont l'action sur l'environnement à travers les pratiques agricoles ou l'urbanisation peut modifier considérablement les taux d'érosion [*Goudie*, 1995; *Wilkinson*, 2005],
- la tectonique qui, à plus grande échelle de temps et d'espace, influence fortement l'érosion en imposant l'amplitude de la réponse érosive à l'équilibre dynamique et en contrôlant l'amplitude des pentes et la localisation des rivières et donc les chemins

de transfert des sédiments à l'échelle continentale [Lague, 2001].

L'importance relative de ces différents facteurs de forçage joue un rôle prédominant dans la forme d'un paysage. En pratique, il est très difficile d'isoler l'effet d'un seul forçage. A titre d'illustration, les quatre paysages de la figure 1.2 sont tous modélisés par l'interaction entre processus de versants et processus fluviatiles. Leurs aspects sont pourtant très différents du fait des différences de climat, de lithologie, de contexte tectonique et de degré d'anthropisation.

Deux autres caractéristiques de l'érosion et de l'altération viennent encore nous compliquer la tâche :

- érosion et altération sont liées l'une à l'autre par des mécanismes de rétroaction complexes et peu connus ;
- Les lois gouvernant l'érosion et l'altération dépendent des échelles de temps et d'espace auxquelles on les observe.

Ces deux aspects très importants sont développées dans les deux sections qui suivent.

1.2.2 Importance du couplage érosion mécanique / érosion chimique

L'épaisseur de sol h est toujours positive. Ce fait simple a une conséquence très importante qui n'apparaît qu'implicitement dans le système d'équations (1.1) et (1.2) : La divergence du flux de sédiments $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}$ ne peut pas dépasser localement la somme de la variation de la réserve de sédiments disponible et du taux de production de sol. Altération et érosion sont donc intimement liées l'une à l'autre. En clair, là où la roche mère affleure (i.e. $h = 0$), le terme de divergence du flux de sédiments devient égal au terme de production de sédiment :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = \frac{\rho_r}{\rho_s} P \quad (1.3)$$

On est alors en *régime d'érosion limitée par la production* : le transport réel diffère du transport potentiel i.e. prédit par les lois de la physique dans la cas d'une réserve infinie de sédiments. Une telle situation se manifeste par une faible épaisseur de sol, voire de nombreux affleurements de roches mère comme sur les versants du paysage de la figure 1.2b.

Dans le cas opposé d'une couche de sol suffisamment épaisse, le transport réel est égal au transport potentiel. On parle alors de *régime d'érosion limitée par le transport*.

L'épaisseur de sol h ne se contente pas d'influer sur l'érosion mécanique, elle exerce également un contrôle sur l'altération. Des études récentes ont montré que le terme de production de sol P diminue exponentiellement avec h [Heimsath et al., 1997, 1999, 2000, 2001]. C'est l'effet bouclier : la couche de sol protège la roche mère de l'atmosphère. Plus le sol est épais et plus la production de sol ralentit.

Derrière le rôle de l'épaisseur du sol se cache en fait un mécanisme de rétroaction entre érosion mécanique et érosion chimique. Dans le cas d'un fort taux de production de sol (ou d'une faible érosion mécanique), le sol s'accumule, h augmente et la production de sol ralentit progressivement. Au contraire, dans le cas d'une forte érosion mécanique

(ou d'une faible production de sol), h diminue et le taux de production de sol augmente progressivement. Une forte érosion mécanique favorise donc une forte érosion chimique en maintenant une faible épaisseur de sol. A l'inverse, une faible érosion chimique limite le stock de sédiments disponible et limite donc l'érosion mécanique.

Comprendre et quantifier ce mécanisme de rétroaction complexe est l'un des enjeux scientifiques de la recherche que nous menons sur plusieurs bassins versants guadeloupéens et du projet de création d'un Observatoire de L'Eau et de l'Erosion aux Antilles (OB-SERA) proposé par l'Institut de Physique du Globe de Paris.

1.2.3 L'érosion : un problème d'échelles

Le temps caractéristique d'évolution d'un paysage ainsi que les lois qui gouvernent les flux d'érosion dépendent de l'échelle à laquelle on les regarde [Métivier, 2003]. *Discuter les lois gouvernant les flux d'érosion n'a de sens que dans la mesure où l'on précise l'échelle de travail. Ce constat simple est pourtant souvent oublié causant de très nombreux quiproquos au sein de la communauté des géomorphologues.* Je vais tenter d'illustrer cet aspect de la géomorphologie dans cette section en distinguant de façon un peu schématique trois échelles de travail (cf Fig. 1.3).

La grande échelle

Historiquement, la recherche en géomorphologie s'est d'abord centrée sur les grandes échelles d'espace : celles de la chaîne de montagnes ou des grands bassins versants (cf Fig. 1.3 a). En 1970, Ahnert, à partir de mesures conjointes des flux de matières et de l'altitude moyenne de plusieurs bassins versants, démontre l'existence d'une relation linéaire entre altitude moyenne H^3 et le taux de dénudation $D = -dH/dt$ d'un bassin [Ahnert, 1970] illustré sur la figure 1.4a :

$$\frac{dH}{dt} = -D = -\frac{H}{\tau} \quad (1.4)$$

où la constante τ correspond à un temps caractéristique d'évolution du relief de l'ordre de 6.8 millions d'années pour les bassins étudiés par Ahnert. Physiquement, cette équation décrit simplement le fait que la vitesse d'érosion d'un relief décroît lorsque son relief diminue. Cette diminution s'explique par le fait que les pentes sont le moteur de l'érosion. Plus le relief diminue, plus les pentes et donc l'érosion diminuent.

En utilisant la "loi de transport" (1.4), l'équation de conservation de la masse (1.2) s'écrit à l'échelle d'un grand bassin :

$$\frac{dH}{dt} = U - \frac{H}{\tau} \quad (1.5)$$

Considérons la mise en place d'une chaîne de montagnes à partir d'un relief initialement

³De manière plus précise, H est la moyenne des écarts entre altitude minimale et altitude maximale. Cette définition pose d'ailleurs un problème subtile : le relief moyen H dépend de la résolution de la grille à laquelle le paysage est analysé.

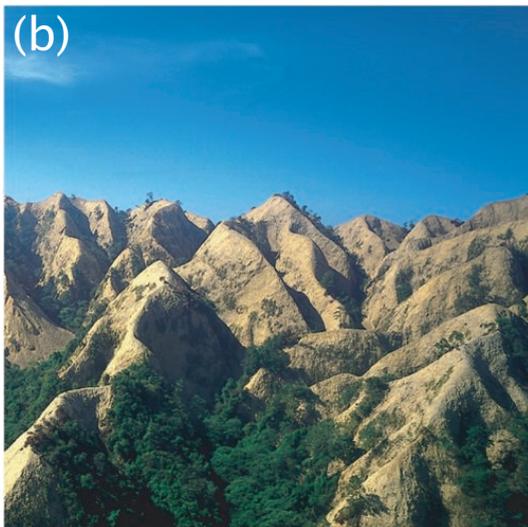


FIG. 1.3 – Trois échelles possibles d’observation d’un paysage. (a) La ”grande échelle” d’espace, celle de la chaîne de montagnes ou du grand bassin versant, illustrée ici par une image de la chaîne du Tian-Shan (Chine). (b) L’échelle ”intermédiaire”, à laquelle on peut identifier un processus géologique donné. Il s’agit ici d’une photo de collines dans la région des 99 peaks (Taiwan) dont l’érosion est dominée par les glissements de terrain principalement déclenchés par des séismes, en l’occurrence le séisme de Chichi en 1999 (Magnitude 7.6). (c) L’échelle ”élémentaire”, celle du processus physique, illustrée ici par une photo de rivière à l’échelle de l’interaction grain-fluide.

au niveau de la mer. Avec de telles conditions initiales, la solution de l'équation (1.5) est :

$$H(t) = U\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (1.6)$$

Après un régime transitoire dont la durée est de l'ordre de τ , on atteint un régime d'équilibre dynamique pour lequel soulèvement tectonique et érosion se compensent créant une chaîne de montagnes de relief moyen (cf Fig. 1.4b) :

$$H_{eq} = U\tau. \quad (1.7)$$

Vu l'échelle de temps mise en jeu, de l'ordre de 6.5 millions d'années, une validation directe de l'équation (1.6) à partir de données de terrain est exclue. Cependant, des expériences menées à Rennes montrent que l'érosion d'un plateau composé d'une pâte de silice par un brouillard de gouttes micrométriques suffisamment fines pour éviter l'effet splash suit la loi de Ahnert [*Crave et al.*, 2000; *Lague et al.*, 2003]. En particulier, lorsque le plateau est soulevé à vitesse constante de façon à simuler un soulèvement tectonique, l'évolution de la topographie est conforme aux prédictions de l'équation (1.6).

La corrélation de Ahnert fonctionne sur de grandes échelles de temps et d'espace et ne distingue pas les différents processus d'érosion en jeu. Elle pourrait donc suggérer que, à partir d'une échelle suffisamment grande, le détail des processus n'a que peu d'importance, puisque tous se moyennent pour conduire à un taux d'érosion qui dépend linéairement du relief. Ceci est faux. Les tentatives de généralisation de la corrélation de Ahnert à l'échelle de la planète conduisent au résultat suivant : plus on ajoute de données, moins elles sont corrélées [*Pinet and Souriau*, 1988; *Summerfield and Hulton*, 1994]! Ahnert a été raisonnable en ne comparant que des versants d'une même aire géographique. Ajouter des données issues d'autres régions du monde revient à ajouter de nouveaux paramètres : différences de climat, de lithologies, de processus d'érosion, ... et brouille la corrélation. Il est alors intéressant de diminuer l'échelle de travail pour tenter d'y voir plus clair.

L'échelle intermédiaire

Opérons un "zoom" par la pensée. En diminuant progressivement notre échelle d'observation (typiquement jusqu'à quelques centaines de m^2), on finit par être capable de distinguer dans le paysage des domaines érodés par des processus géologiques homogènes. Je qualifierai d'échelle intermédiaire cette échelle à laquelle opère un processus géologique bien identifié.

Prenons l'exemple du paysage de la figure 1.3b. L'érosion de ces collines de Taiwan est fortement dominée par les glissements de terrain. Notre échelle spatiale de travail est donc la bonne pour étudier les flux d'érosion associés à ce mécanisme. On se heurte cependant rapidement à une nouvelle difficulté déjà évoquée précédemment : celle de l'échelle de temps de l'observation. Les glissements de terrain sont des phénomènes "instantanés" et discrets en regard des échelles de temps géologiques. Estimer un flux moyen d'érosion suppose donc que l'on soit capable d'estimer à la fois l'érosion due à un glissement de terrain et la fréquence de ces glissements. Le même problème se pose à propos des rivières, qui

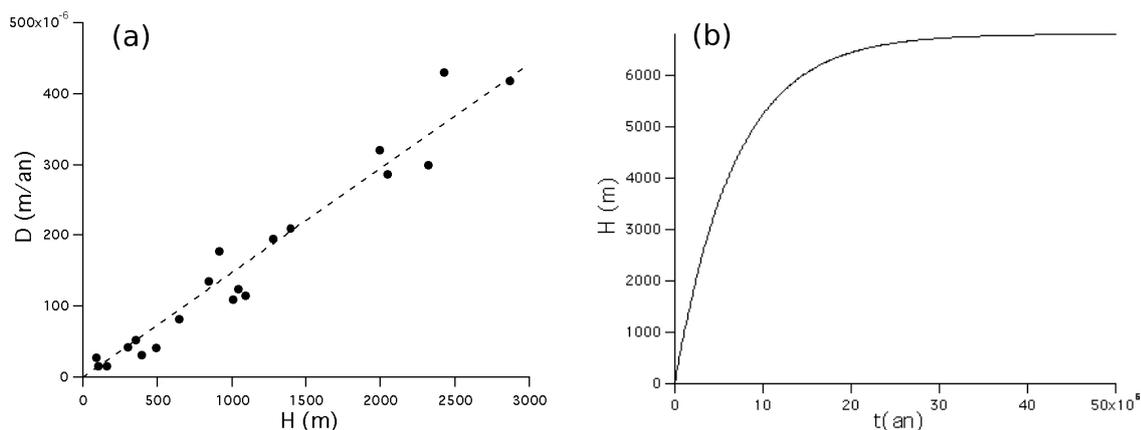


FIG. 1.4 – (a) Corrélation de *Ahnert* [1970] entre altitude moyenne H et taux de dénudation D . La pente de cette relation linéaire est de l'ordre de $1/6.8.10^6$ ans. (b) Evolution de l'altitude moyenne d'une topographie prédite par l'équation (1.6) pour un taux de soulèvement tectonique $U = 1mm/an$ et une constante de temps $\tau = 6.8.10^6$ ans.

transportent les sédiments essentiellement pendant les crues. Là encore, l'établissement d'une loi de transport fonctionnant à l'échelle des temps géologiques suppose de comprendre la physique gouvernant le transport de sédiments en rivière pour des conditions hydrauliques données et de déterminer ensuite la statistique temporelle de ces conditions hydrauliques (distribution des débits de cette rivière, ...).

Nous sommes à nouveau confronté à un problème complexe : Comment étalonner à l'échelle humaine des lois opérant à l'échelle des temps géologiques? Nous verrons dans les sections suivantes quelles stratégies de recherche ont été mises en place pour tenter de surmonter cette difficulté.

L'échelle élémentaire

En poursuivant notre "zoom", on finit par atteindre l'échelle élémentaire, celle du processus physique (ou chimique). Ce sera l'échelle de l'interaction grain-fluide dans le cas de la rivière (cf Fig. 1.3c) ou celle d'un seul glissement de terrain (voire l'échelle du grain) dans le cas du paysage de la figure 1.3b. L'intérêt de cette échelle est qu'on peut y'appliquer les équations de la physique et en particulier la conservation de la quantité de mouvement. On peut donc, par exemple, écrire l'équilibre des forces afin de déterminer le critère de mise en mouvement d'un grain de sédiment dans une rivière ou de tenter de prédire la limite de rupture d'un glissement. Cette échelle élémentaire est donc fondamentale pour tenter de contraindre les paramètres qui contrôlent les flux d'érosion, même si ces derniers opèrent à plus grande échelle.

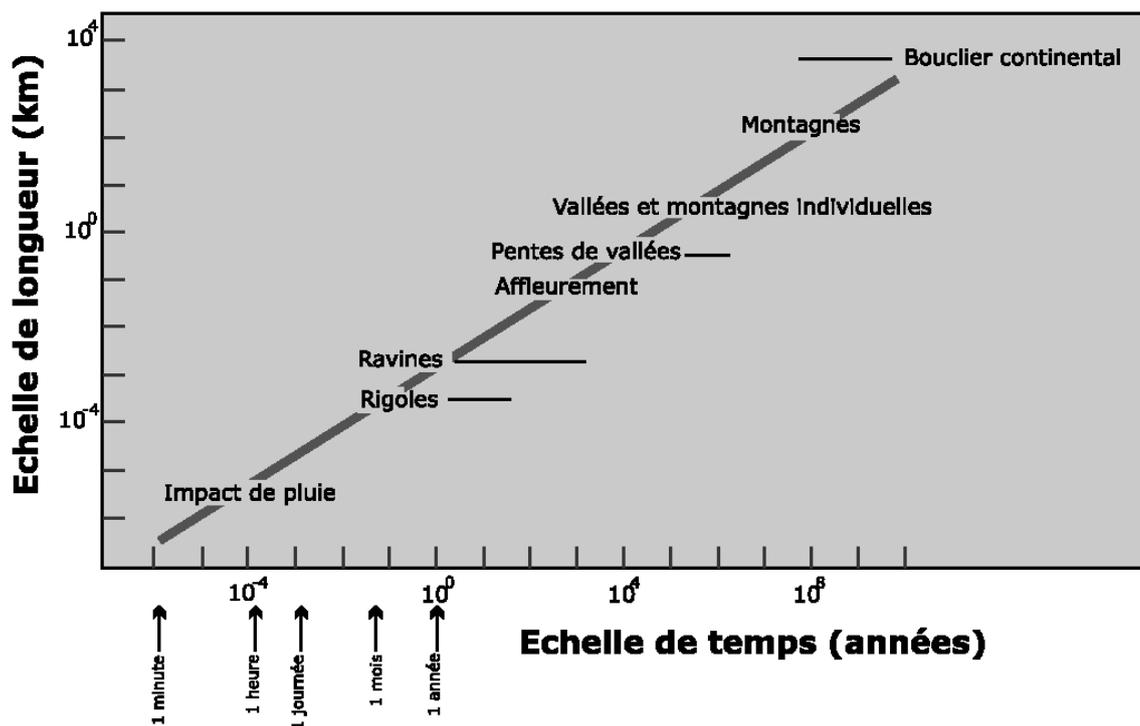


FIG. 1.5 – Relation entre échelles d'espace et échelles de temps d'un paysage [Ahnert, 1998].

Remarques

La relation empirique entre échelles de temps et échelles de taille caractéristiques établie par Ahnert [1998] résume assez bien notre problème (cf fig. 1.5) : l'érosion fonctionne comme une cascade de processus imbriqués les uns dans les autres. Chaque échelle a son importance propre en fonction de la problématique abordée : la grande échelle est par exemple adaptée aux bilans de masses ou à l'étude des interactions climat-érosion ou tectonique-érosion. Une des clefs de notre compréhension de la dynamique des paysages est de comprendre comment s'opère ce transfert d'échelles. Autrement dit, comment passe-t-on des échelles de temps et de longueur du transport d'un galet dans une rivière (typiquement le mètre et la seconde) à celles de l'érosion d'une chaîne de montagnes (le million d'années et le millier de kilomètres) ?

1.3 Erosion et transport par les rivières

Les rivières sont organisées en un réseau hydrographique arborescent, au sein duquel transitent et convergent les sédiments (cf Fig. 1.3a). Entre les rivières, les versants, qui constituent l'essentiel de la surface terrestre (de 90% à 95%), sont les zones principales de production sédimentaire à l'échelle continentale. De manière très schématique, l'érosion à l'échelle des continents peut être vue comme une réaction en chaîne dans laquelle les

versants produisent les sédiments dont ils alimentent les rivières qui les transportent depuis les zones d'érosion jusqu'aux zones de dépôt à l'exutoire du réseau dans les bassins océaniques ou intra-continentaux ⁴.

L'essentiel de la surface des continents actuels est donc modelée par le couplage entre deux domaines géologiques : les versants et le domaine fluvial [Allen, 1997; Lague, 2001]. C'est sur ces deux domaines que j'ai centré mes thématiques de recherche. Dans les deux sections suivantes, je résume brièvement l'état actuel des connaissances sur le transport de sédiments et l'érosion physique dans ces deux domaines géologiques, qui contribuent de manière très différente à la production et au transport de sédiments.

1.3.1 Analyse dimensionnelle

La meilleure façon d'identifier les paramètres qui contrôlent la mise en mouvement et le transport de sédiments en rivière consiste à effectuer une analyse dimensionnelle. C'est ce que nous faisons dans cette section en reprenant rapidement les analyses de François Métivier [Métivier, 2003] et de Gary Parker [Parker, 2006].

Les paramètres physiques susceptibles d'influencer le transport de particules dans une rivière sont la densité du fluide ρ_f , celle du sédiment ρ_s , la viscosité dynamique de l'eau η , la gravité g , la hauteur d'eau dans la rivière H , la pente de son lit S , le diamètre caractéristique des grains d , leur vitesse de sédimentation v_s et la vitesse de cisaillement u_* . Rappelons que cette dernière est définie par la relation :

$$\tau_b = \rho_f u_*^2 \quad (1.8)$$

où τ_b est la contrainte cisailante exercée par la rivière sur son lit. u_* et τ_b ne sont donc pas indépendantes. Notons également que la vitesse de sédimentation d'une particule est en fait liée aux autres variables du problème puisqu'elle s'exprime sous la forme :

$$v_s = f(Re_s) \sqrt{Rgd} \quad (1.9)$$

où f est une fonction compliquée du nombre de Reynolds de sédimentation $Re_s = \sqrt{Rgd^3}/\nu$ [Dietrich, 1982]. Introduire v_s comme un paramètre explicite du problème permet néanmoins de simplifier considérablement les notations et l'interprétation des résultats. Notons enfin que le lit d'une rivière naturelle met en jeu une large distribution de taille de grains. On prends alors généralement le diamètre médian, noté d_{50} , comme diamètre caractéristique d .

Le problème du transport de sédiments dans la rivière peut donc se mettre sous la forme :

$$q = F(\rho_f, \rho_s, \eta, g, H, S, d, v_s, u_*) \quad (1.10)$$

où q est le flux volumétrique de sédiments par unité de largeur de la rivière.

⁴Il faut nuancer cette image un peu simpliste : des travaux récents ont montré que les rivières ne font pas que transporter le matériel. Elles peuvent aussi le stocker sur des durées assez longues, notamment dans les plaines alluviales, modulant ainsi la réponse érosive des versants [Métivier and Gaudemer, 1999; Métivier, 1999].

L'équation 2.4 met en jeu 10 paramètres qui s'expriment dans trois dimensions (longueur L, temps T et masse M). Elle peut donc être réduite à une relation entre sept paramètres adimensionnels indépendants :

$$q^* = F(Sh, Re_*, Ro, St, R, S) \quad (1.11)$$

où :

$$R = \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} \quad (1.12)$$

$$q^* = \frac{q}{\sqrt{Rgd^3}} \quad (1.13)$$

$$Sh = \frac{\rho_s u_*^2}{(\rho_s - \rho_f)gd} \quad (1.14)$$

$$Re_* = \frac{\rho_f u_* d}{\eta} \quad (1.15)$$

$$Ro = \frac{v_s}{u_*} \quad (1.16)$$

$$St = \frac{\rho_s u_* d^2}{\eta H} \quad (1.17)$$

q^* est un flux de sédiments adimensionné, parfois appelé nombre d'Einstein [Parker, 2006]. Le nombre de Shields Sh est une contrainte cisailante adimensionnée, exprimant le rapport entre la force exercée par l'écoulement sur la particule et son poids. Re_* est le nombre de Reynolds de grains. Le nombre de Rouse, Ro , est le rapport entre la vitesse de sédimentation des particules et la vitesse cisailante. Il détermine le mode de transport dominant comme on le verra par la suite. Enfin le nombre de Stokes, St , correspond au rapport entre l'inertie d'une particule et la force de frottement fluide à laquelle elle est soumise. Pour des St faibles, les particules suivent les lignes de courant. Pour des St forts, les effets inertiels deviennent importants, ce qui peut se traduire par l'existence de zones de concentration préférentielles dans l'écoulement [Eaton and Fessler, 1994; Métivier, 2003].

1.3.2 Critère de mise en mouvement des grains

Un aspect important du problème du transport de sédiment est celui du critère de mise en mouvement des grains. Une analyse dimensionnelle comparable à celle effectuée précédemment montre que Sh and Re_* suffisent à définir le critère de mise en mouvement d'une particule au repos sur le lit d'une rivière. Lorsque le Sh dépasse une valeur seuil, le nombre de Shields critique Sh_c , la contrainte cisailante est suffisamment forte pour contrebalancer les forces qui s'opposent au mouvement (essentiellement la friction de la particule sur le lit qui est proportionnelle à son poids) et la particule est mise en mouvement.

Des mesures expérimentales effectuées en canal hydraulique par un ingénieur allemand Shields [Shields, 1936] ont confirmé les prédictions de l'analyse dimensionnelle. Shields

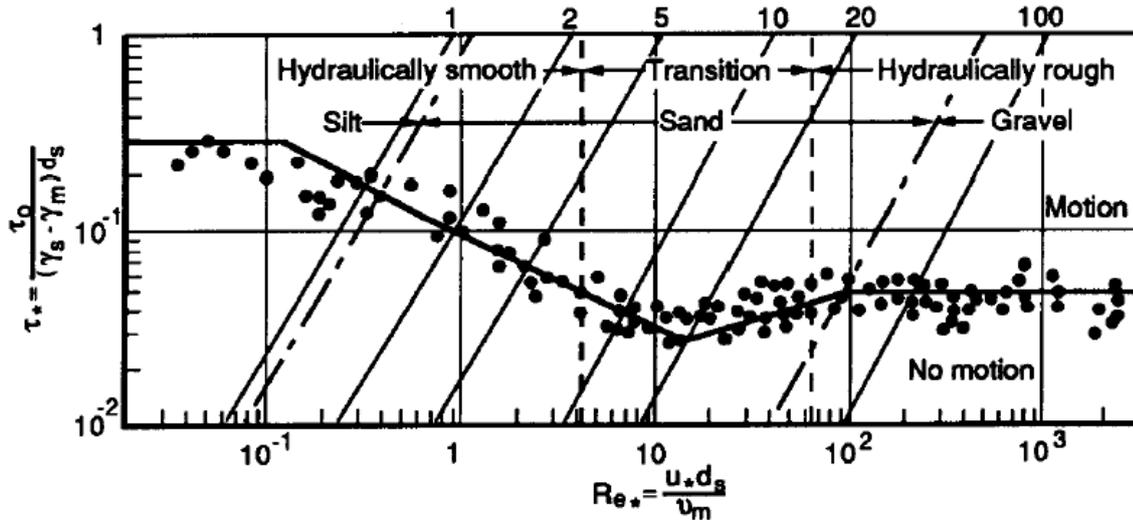


FIG. 1.6 – Nombre de Shields critique Sh_c en fonction du nombre de Reynolds de grain Re_* .

expérimenta en variant la taille et la densité des sédiments (granite, charbon, ambre, ...), la hauteur et la vitesse de l'écoulement et la pente du lit. Pour chaque expérience, il mesura le taux de transport des sédiments et extrapola ses mesures vers un taux de transport nul pour estimer la contrainte critique de mise en mouvement des grains. Ses résultats ont montré que le Sh_c est une fonction de Re_* , définissant la courbe de Shields (cf Fig. 1.6). Il est toutefois important de noter que la contrainte critique ne fut pas mesurée directement. En pratique, le taux de transport devient si faible au voisinage de la contrainte critique que cette dernière est assez difficile à mesurer avec précision [Parker, 2006]. Certains travaux expérimentaux récents ont même remis en question la notion de contrainte critique en montrant que, même à faible Sh , des grains finissent toujours pas bouger à condition d'attendre assez longtemps [Charru et al., 2004]. Cela peut s'interpréter en remarquant que pour une répartition géométrique aléatoire de grains, il existe des grains susceptibles d'être déplacés par une sollicitation très faible.

1.3.3 Charge en suspension et charge de fond

Une fois mise en mouvement, une particule peut être transportée selon deux modes différents en fonction de la valeur du nombre de Rouse, Ro . A faible Ro , les fluctuations de vitesse turbulente sont grandes devant la vitesse de sédimentation et suffisent à maintenir la particule en suspension au sein de l'écoulement. Le transport se fait donc en suspension. Au contraire, à grand Ro , la turbulence ne suffit pas à contrebalancer la sédimentation des particules. Ces dernières restent concentrés au voisinage du lit et avancent par roulement et bonds successifs (saltation). On parle alors de transport en charge de fond. Dans une rivière naturelle, la granulométrie est étendue et les deux modes de transport coexistent (cf fig. 1.7). La valeur de Ro contrôle alors l'importance relative de la charge de fond et de la charge en suspension.

Nombre	Valeurs pour différentes rivières en tresse	Valeurs pour le torrent Saint-Pierre
q^*	—	1-5
Sh	0.01-0.1	0.013-0.66
Re_*	4000-15000	15-35
Ro	23-77	6-15
St	0.06-0.2	0.05-0.1
S	0.025	0.03-0.1

TAB. 1.1 – Valeurs des paramètres sans dimensions pour quelques rivières naturelles.

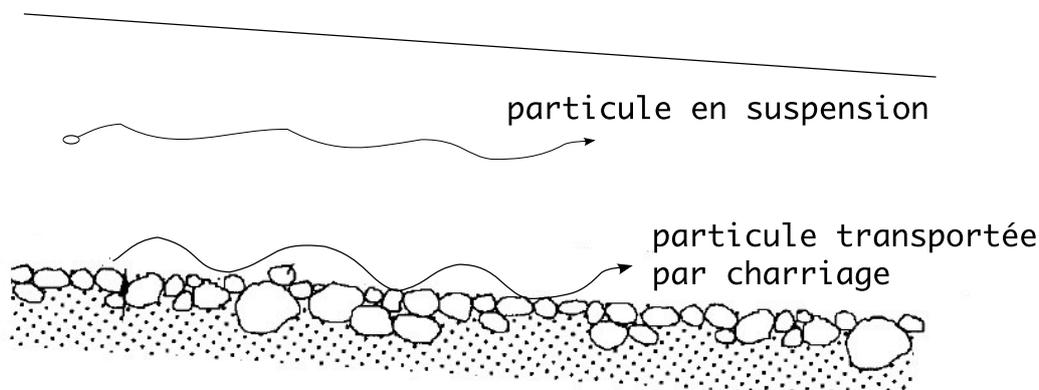


FIG. 1.7 – Transport en suspension et par charge de fond dans une rivière.

1.3.4 Importance de la charge de fond pour les rivières graveleuses

Les rivières qui m'intéressent plus particulièrement sont les rivières dites "graveleuses". Ces rivières, pour lesquelles le d_{50} est supérieur à 2mm, sont principalement localisées dans les chaînes de montagnes et jouent donc un rôle primordial dans la morphologie et l'érosion des massifs orogéniques. Le tableau 1.1 donne des ordres de grandeur des nombres sans dimension précédents pour ce type de rivières. On constate en particulier que Ro est assez grand suggérant que le transport en suspension représente une fraction faible du transport. Ce constat a été confirmé par des mesures effectuées par notre équipe dans deux rivières de montagne : la Ürümqi He, située dans le Tian-Shan en Chine, pour laquelle la charge de fond pourrait représenter jusqu'à 64% de la charge totale [Métivier *et al.*, 2004] et le Torrent Saint-Pierre, dans les Écrins en France, pour lequel nos mesures indiquent que la charge de fond peut représenter de 20% à 60% du flux de masse [Meunier *et al.*, 2006]. Le suivi que nous avons démarré depuis peu sur deux rivières de Guadeloupe, Capesterre et la grande rivière de Vieux-Habitants, suggère là aussi une forte importance de la charge de fond.

Un autre aspect important des rivières graveleuses est que la granulométrie des suspen-

sions ne reflète pas celle du lit de la rivière, beaucoup plus grossier. Seule la granulométrie de la charge de fond correspond aux grains qui composent le lit [Métivier, 2003; Meunier et al., 2006]. Cette observation met en évidence le fait que l'évolution de la morphologie du lit d'une rivière graveleuse est contrôlée par le transport par charriage. Elle suggère aussi que, dans ces rivières, les particules fines en suspension, quasi-absentes de la surface du lit de la rivière, font directement le trajet entre la zone de production (les versants) et la zone de dépôt à l'exutoire sans interagir avec le lit [Parker, 2006].

1.3.5 Loi de transport en charge de fond

Comprendre l'évolution de la morphologie des rivières graveleuses implique de comprendre les lois qui contrôlent le transport par charge de fond. Duboys fut le premier à proposer de lier la charge de fond à la contrainte exercée par le fluide sur son lit [Duboys, 1879]. A la suite de ses travaux précurseurs, un grand nombre de relations empiriques furent développées, s'appuyant souvent sur des mesures expérimentales en canal hydraulique [Allen, 1997; Dietrich et al., 2003; Métivier, 2003]. La plus utilisée de ces lois empiriques est celle de Meyer-Peter et Müller qui prédit que le flux de matériel augmente avec l'écart au seuil de mise en mouvement [Meyer-Peter and Müller, 1948; Wong, 2003] :

$$q^* = \begin{cases} \alpha (Sh - Sh_c)^{3/2} & \text{for } Sh \geq Sh_c \\ 0 & \text{for } Sh \leq Sh_c \end{cases} \quad (1.18)$$

où le coefficient α et le nombre de Shields critique Sh_c sont des coefficients à étalonner. MeyerPeter et Müller établirent l'équation (3.3) à partir de données expérimentales établies en chenaux hydrauliques avec des sédiments relativement bien triés dans la gamme des graviers. Un ajustement de leurs données conduisit à $\alpha = 8$ et $Sh_c = 0.047$ [Meyer-Peter and Müller, 1948].

Une des rares lois de transport qui soit basée sur un argumentaire physique est celle de Bagnold [Bagnold, 1973, 1977, 1980]. Celle-ci repose sur une idée simple, à savoir que le travail des forces qui permet le déplacement des grains sur le fond est proportionnel à la puissance dissipée par l'écoulement en excès d'une valeur seuil, ce qui s'écrit sous forme adimensionnée :

$$q^* = \gamma \frac{u_b}{\sqrt{Rgd}} (Sh - Sh_c) \quad (1.19)$$

où γ est un coefficient et u_b la vitesse moyenne dans la couche de charge de fond. Après avoir dérivé cette relation linéaire, Bagnold proposa cependant qu'un meilleur accord avec les données de rivières naturelles pouvait être obtenu en remplaçant le terme en $(Sh - Sh_c)$ par $(Sh - Sh_c)^{3/2}$.

Malgré plus d'un siècle de recherches consacrées à ce sujet, la prédiction théorique du flux de matière en charge de fond reste difficile. L'essentiel des lois de transports proposées jusqu'à présent reposent sur des mesures de laboratoire. Les données de terrain, lorsqu'elles existent sont rarement en accord avec les lois expérimentales [Gomez and Church, 1989]. Pire encore, les lois de transport établies à partir de données acquises dans une rivière particulière ne s'appliquent généralement pas aux autres [Parker et al., 1982]. Toutes les

formulations proposées sont néanmoins plus ou moins équivalentes et peuvent se réécrire sous la forme :

$$q^* = f [(Sh - Sh_c)^\alpha] \quad (1.20)$$

où la valeur de l'exposant est souvent $\alpha = 3/2$.

Plusieurs facteurs expliquent cette difficulté. Déterminer correctement la loi de transport suppose tout d'abord d'être capable de mesurer de manière univoque la relation entre le flux de matière et la contrainte cisailante. Cette dernière est cependant difficile à mesurer directement. En pratique, la contrainte n'est donc pas mesurée mais calculée à partir de grandeurs plus simples à mesurer (hauteur d'eau, pente, profil de vitesse de l'écoulement ou bien débit de la rivière) *en faisant des hypothèses fortes sur l'écoulement : écoulement stationnaire et uniforme, profil de vitesse logarithmique, ...* Ces hypothèses sont généralement violées dans les rivières graveleuses pour lesquelles la hauteur d'eau est faible et la rugosité du fond est forte [Wohl, 2000] ce qui rend particulièrement difficile l'estimation de la contrainte cisailante dans ces rivières.

En laboratoire, il est assez facile de travailler en régime stationnaire uniforme. Cela peut se faire de deux façons différentes :

1. imposer un flux de sédiments en entrées et attendre que la rivière atteigne un régime stationnaire pour lequel flux d'entrée et de sortie sont égaux. On mesure alors la contrainte exercée par l'écoulement sur le lit.
2. imposer un écoulement en régime stationnaire uniforme et mesurer le flux de matière associé à ce régime.

Sur le terrain, le problème est beaucoup plus compliqué car cela suppose de trouver un site sur lequel l'écoulement et le lit sont en régime stationnaire uniforme. Des expériences de laboratoire menées par Patrick Meunier sur des rivières en tresse ont montré que la durée de réajustement du lit d'une rivière à un changement de conditions aux limites est longue en regard du temps caractéristique d'évolution de la morphologie de la rivière [Meunier and Metivier, 2000; Metivier and Meunier, 2003]. La conséquence est très simple : dans une rivière naturelle, le débit et l'apport de sédiments par les versants varient continuellement sur des échelles de temps courtes devant le temps d'ajustement de la rivière de sorte que celle-ci n'est probablement jamais en régime stationnaire uniforme. L'observateur peut être amené à penser que la rivière est en équilibre stationnaire alors qu'elle continue de s'ajuster. Cet effet est certainement à l'origine des variations de relations de transport en fonction de la rivière utilisée pour les étalonner.

La seconde source de difficulté est liée à la morphologie du lit sur lequel peuvent se développer des rides, des dunes ou des barres qui influencent l'efficacité de l'écoulement et modifient la relation entre contrainte cisailante, hauteur d'eau et vitesse moyenne d'écoulement. La loi de transport dépend donc de la morphologie du lit mais ce facteur est rarement (pour ne pas dire jamais) pris en compte dans les lois de transport.

Une troisième source de difficultés est liée au caractère rudimentaire des techniques employées pour la mesure de charge de fond sur le terrain. Aussi étonnant que cela puisse paraître, il n'existe pas aujourd'hui de méthode standard et parfaitement calibrée de mesure de la charge de fond. La méthode la plus employée consiste à utiliser un

échantillonneur Helley-Smith composé d'une entrée métallique prolongée par un filet en nylon. La mesure, souvent effectuée à main d'homme, consiste à maintenir l'instrument posé sur le fond de la rivière pendant un intervalle de temps donné puis à peser la masse de sédiments piégée dans le filet. Cette méthode pose de nombreux problèmes : biais lié à la perturbation de l'écoulement par l'instrument, problème de reproductibilité des mesures liées notamment au caractère stochastique du transport des grains en rivière, impossibilité d'effectuer des mesures pendant les périodes de crues, Le développement de nouvelles techniques de mesures du transport par charge de fond est donc un des enjeux de la recherche que nous menons conjointement avec d'autres équipes (notamment à Lyon, Brest, Rennes et à l'ENS Paris) dans le cadre du chantier Guadeloupe.

Enfin les lois évoquées précédemment font toutes l'impasse sur la nature polydisperse du lit d'une rivière et supposent que tous les sédiments ont à peu près la même taille estimée à partir d'un diamètre caractéristique de la distribution tel que le d_{50} . La grande diversité des tailles de grains pose de nombreux problèmes très subtiles liés aux effets de ségrégation des grains par taille. Nous avons, par exemple, souvent constaté que la surface du lit des rivières graveleuses est essentiellement composé de particules grossières (galets et graviers) tandis que les particules plus fines sont localisées sous le lit. Les particules fines ne peuvent donc se mouvoir qu'à condition que les particules grossières soient également mises en mouvement. La contrainte seuil de mise en mouvement des particules fines est donc d'une certaine façon relevée par la présence de particules grossières. Plusieurs approches, essentiellement basées sur des mesures en canal, ont été tentées pour rendre compte du caractère polydisperse du lit des rivières mais sans grand succès [Parker, 2006]. Le lien entre charge de fond et granulométrie est donc un des grands axes de recherche que nous développons dans le cadre de la thèse de Luce Malverti.

1.3.6 Rivières alluviales et rivières à fond rocheux

Notons que les équations (1.18) et (1.19) ne sont valables qu'en conditions d'érosion limitée par le transport. Autrement dit, on suppose que l'épaisseur du lit est suffisamment importante pour que le problème du stock de sédiments disponible ne se pose pas. Les rivières pour lesquelles c'est le cas sont dites alluviales. Il existe cependant une deuxième classe de rivière dite à fond rocheux pour lesquelles l'épaisseur de la couverture sédimentaire est faible. Pour ces rivières, le transport réel est donc systématiquement inférieur à la capacité de transport prédite par les équations (1.18) et (1.19). Le problème du transport et de l'incision dans les rivières à fond rocheux est donc un problème assez complexe qui fait intervenir des paramètres supplémentaires tels que le degré de couverture alluviale du lit [Dietrich *et al.*, 2003].

1.3.7 Le problème des échelle de temps

Pour conclure cette section consacrée au transport en rivière, j'aimerais revenir sur le problème du passage des échelle de temps particulièrement crucial dans l'évolution de la morphologie d'une rivière. Les lois de transport (1.18) et (1.19) fonctionnent à l'échelle de

temps élémentaire i.e. celle de l'interaction grain-fluide. Si l'on souhaite estimer un taux d'érosion à plus grande échelle de temps, on se heurte à la difficulté suivante. Le débit d'une rivière fluctue dans le temps en fonction des conditions météorologiques et varie spatialement avec l'aire drainée. Se promener au bord d'une rivière convaincra tout un chacun de ce que la charge de fond n'est pas en permanence en mouvement. Il faut attendre une montée de débit suffisamment importante. Le problème consiste donc à déterminer quels sont les événements qui contrôlent l'érosion et le transport dans une rivière. S'agit-il d'événement de moyenne amplitude mais revenant régulièrement? L'érosion est-elle au contraire gouvernée par les événements extrêmes beaucoup plus rares? Nous n'avons pour l'instant aucune réponse satisfaisante à cette question qui fait également partie des thématiques de recherche que nous développons en Guadeloupe.

1.4 Processus de pente

L'évolution d'un paysage en érosion et le flux de sédiments vers les bassins sédimentaires sont contrôlés par la dynamique d'incision des rivières. Cependant, les rivières n'occupent qu'une très faible part du terrain (inférieure à 10%). Le reste est occupé par les versants qui fournissent aux rivières l'essentiel de leur charge sédimentaire par une série de processus dits "de pente". De manière générale, on désigne par ce terme l'ensemble des processus non-chenalisés qui contribuent au transfert amont-aval de matière le long d'une pente sous l'action de la gravité. Autant dire que la liste est longue! Il existe une très grande variété de processus de pente différents. Ils couvrent la gamme de vitesse et de flux de masse la plus large de tous les processus de transports géologiques (cf fig. 1.8). Le mouvement d'une pente peut être quasi-imperceptible, comme la reptation de sol ("soil creep") avec des vitesses de l'ordre de quelques mm/an, ou rapide et dévastateur comme les coulées de débris et les avalanches de roches qui mettent en jeu des vitesses de l'ordre de plusieurs dizaines de km/h. Les processus de pente opèrent sur toutes les surfaces planétaires telluriques, modifiant la forme des cratères sur la Lune et sur Mercure, élargissant les grands canyons martiens et remodelant les reliefs terrestres. Les processus de pente sont également à l'oeuvre dans les fonds océaniques. Les plus grands mouvements de masse connus sur Terre se sont d'ailleurs produits le long de flancs volcaniques immergés, notamment à Hawaii.

Les processus de pente jouent donc un rôle essentiel dans l'évolution des paysages en lissant les reliefs par le transfert continu (à l'échelle des temps géologiques) de matière du sommet des reliefs vers le fond des vallées. Malgré l'importance de leur rôle dans l'évolution d'un paysage, l'établissement de lois de transport associées aux processus de versant reste le parent pauvre de la géomorphologie qui fait face à (au moins) trois problèmes :

1. la diversité des mécanismes mis en jeu le long des versants qui varient en fonction des conditions climatiques, de la végétation, de la nature des roches (cohésion interne, angle de friction,...), des conditions tectoniques (sismicité, taux de surrection, ...) et des facteurs anthropiques (déforestation, ...),
2. notre manque de compréhension de la physique des matériaux granulaires déjà

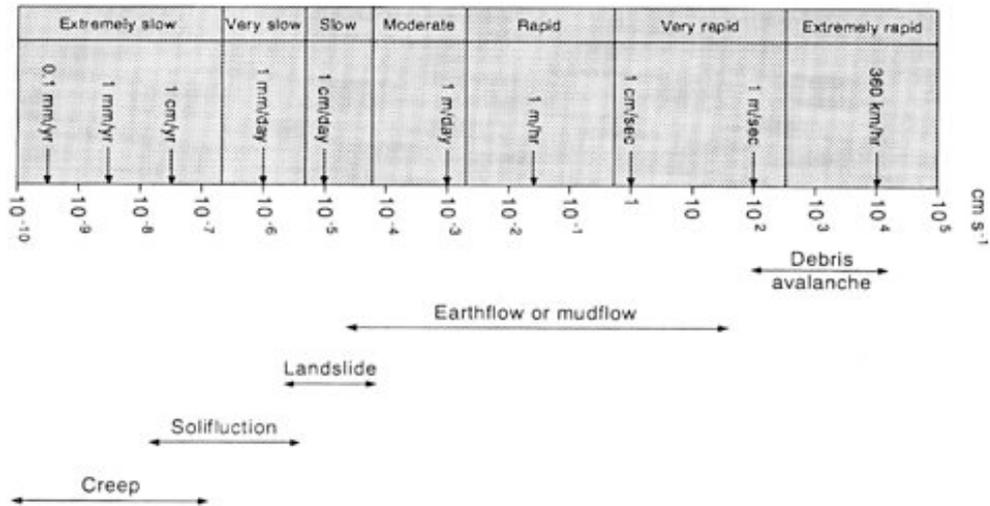


FIG. 1.8 – Vitesse caractéristiques de différents processus de pente d'après Goudie [1995].

évoqué précédemment,

- la difficulté d'extrapoler à des échelles de temps géomorphologiques des phénomènes de transport tels que les glissement de terrain qui sont essentiellement discrets et stochastiques à l'échelle de l'observation humaine.

1.4.1 Les différents processus de pente

De manière générale, tous les processus de pente mettent en jeu le mouvement d'une masse de débris rocheux de formes et de tailles variées, mélangés à un fluide interstitiel (de l'eau, de l'air, de la glace, ...). Établir une classification des différents types de processus de pente est un exercice difficile : il n'existe pas de consensus sur la terminologie à employer et les critères de classification diffèrent suivant les communautés de sorte que géotechniciens, mécaniciens des sols, sédimentologues ou géomorphologues utilisent les mêmes mots pour désigner des réalités différentes [Ward, 1945; Varnes, 1958; Dott, 1963; Iverson, 1997]. On peut néanmoins distinguer deux grandes familles de processus :

- les processus à faible concentration en particules (ruissellement de surface, ...) pour lesquels les particules sont transportées sous l'effet de la force d'entraînement exercée par le fluide,
- les processus à forte concentration en particules, appelés écoulements gravitaires ou écoulements de masse : glissements de terrains, avalanches de débris ou de roches, solifluction, reptation de sol, ... Dans ce dernier cas, la concentration en phase solide est tellement forte que les particules ne sont plus transportées par la force d'entraînement exercée par le fluide. Au contraire, phase fluide et solide se combinent pour former un matériau effectif qui se déplace en masse sous l'effet de son propre poids.

Cette classification reste cependant imparfaite et certains processus telles que l'effet splash lié à l'impact des gouttes de pluie sur un sol peu consolidé ou la chute de blocs isolés ne peuvent pas être classés suivant les critères utilisés.

Dans la suite de ce mémoire, nous nous intéresserons aux processus gravitaires qui jouent un rôle primordial dans l'évolution des paysages de montagne et de piedmont [Hovius and Stark, 2006]. On distingue généralement quatre grands types de mouvement de masse [Allen, 1985] :

Reptation de sol L'essentiel de la surface terrestre est recouverte de sol, qui, sauf sur les pentes les plus faibles, se déplace à des vitesses très faibles souvent imperceptibles à l'échelle humaine [Allen, 1985]. A grande échelle de temps, ce processus de transport, appelé reptation de sol, peut jouer un rôle prédominant dans l'évolution du relief, notamment dans les paysage de collines (cf Fig. 1.9 a). On distingue trois grands types de mécanismes à l'origine de la reptation de sol :

- un mécanisme purement rhéologique, liés aux propriétés mécaniques de certains sols argileux qui fluent très lentement sous l'effet de leur propre poids,
- un mécanisme lié aux alternance de saisons sèches et humides, aux transition gel/dégel⁵ ou aux variations de températures dans les régions de forte amplitude thermique. Ces variations entraînent des cycles de contraction/dilatation du sol qui se traduisent par un mouvement globalement descendant des particules suivant une trajectoire en zig-zag.
- un mécanisme biologique lié au remaniement du sol par les organismes fousseurs et les racines des végétaux.

Les vitesses caractéristiques associés à la reptation de sol varient typiquement entre 1 et 100 mm/an. Elles dépendent du climat et restent toujours très inférieures aux vitesses associées aux autres types d'écoulements gravitaires (cf fig. 1.8).

Écoulements de débris Les écoulements de débris sont constitués d'un mélange de fragments rocheux, de boue et d'eau en proportion à peu près égales [Allen, 1985]. Leur vitesse varie typiquement entre le km/h et la dizaine de km/h et ils sont généralement capables de transporter des blocs rocheux d'une dizaine de mètre de diamètre, de sorte que leur conséquences peuvent être dévastatrices (fig. 1.9 b). Ils sont généralement déclenchés par des pluies prolongées et intenses qui conduisent à la déstabilisation du sol sur des versants de fortes pentes. Dans des versants très encaissés, la coulée de débris peut naître directement dans le lit d'une rivière déstabilisée par une soudaine montée des eaux qui la transforme en torrent de boue et de roches. On parle alors de lave torrentielles (cf Fig. 1.9 c). Lorsqu'elle ne coule pas dans une vallée très encaissée ou entre les berges d'une rivière, les coulées de débris se caractérisent également par leur tendance à s'autochenaliser entre des levées comme on peut le voir sur la figure 1.9 b. Ce processus d'autochenalisation que

⁵Dans les régions de climat arctique ou en haute montagne, la transition gel/dégel peut aussi s'accompagner d'un changement de comportement rhéologique si le sol est saturé en eau. On parle alors de solifluction.

nous avons étudié dans le cadre de la thèse de Stéphanie Deboeuf sera abordé plus en détails dans le chapitre suivant.

Les coulées de boue sont un cas particulier de coulées de débris pour lesquelles la phase particulaire est essentiellement composée de silts et d'argile, en quantité suffisamment importante pour former une matrice continue. Enfin, les lahars sont un autre cas particulier d'écoulement de débris rencontrés en contexte volcanique et pour lesquels la phase particulaire est composée de cendres volcaniques.

Avalanches de roches Les avalanches de roche se produisent essentiellement dans les régions de fort relief lorsqu'un flanc de montagne s'effondre et produit un écoulement de débris rocheux de toutes tailles (cf Fig. 1.9 d). Dans ce cas, le fluide interstitiel est donc l'air. Ces événements, très destructeurs, peuvent mobiliser de gigantesques volumes de roches (jusqu'à plusieurs km^3) et jouent un rôle très important dans l'érosion des orogènes actifs [Hovius and Stark, 2006]. Les vitesses caractéristiques associées peuvent monter jusqu'à une centaine de km/h.

Glissements de terrain Stricto sensu, un glissement de terrain correspond à un mouvement en masse le long d'une surface de rupture [Allen, 1985]. Le bloc détaché laisse derrière lui une niche d'arrachement bien définie (Fig. 1.9 e et f). La stabilité d'un versant est déterminée par sa géométrie, la densité et la cohésion du matériel qui le compose, la profondeur des surfaces de ruptures potentielles et la gravité⁶. Toute modification de ces paramètres peut déclencher un glissement : augmentation de la pente par incision fluviale à la base du versant, baisse de cohésion du matériel par altération, secousse sismique ou augmentation de la pression de pore (qui augmente aussi le poids du bloc).

On distingue souvent deux types de glissements. Les glissements translationnels, souvent peu profonds, se font le long d'une surface de rupture parallèle à la pente qui correspond souvent à la limite entre une couche de sol superficielle et la roche mère moins perméable. Les glissements rotationnels, souvent plus profonds, se font le long d'une surface de rupture en arc de cercle. Les vitesses des glissements de terrains sont très variables allant du cm/jour (glissement de la Clapière par exemple) jusqu'à des événements catastrophiques mettant en jeu des vitesses de quelques dizaines de km/h.

Les observations de terrain montrent des différences importantes entre les glissements déclenchés par des événements climatiques extrêmes (tempêtes, cyclones ...) et ceux déclenchés par des séismes [Hovius and Stark, 2006] :

1. Les glissements liés aux précipitations, provoqués par l'augmentation de la pression de pore, sont généralement des glissements translationnels peu profonds avec une surface de rupture localisés à l'interface sol/roche mère. C'est par exemple le cas de la plupart des glissements observés en Guadeloupe. Au contraire, les séismes

⁶Cette dernière est plus faible sur Mars que sur Terre. C'est la raison pour laquelle les glissements martiens mobilisent des volumes beaucoup plus importants que les glissements terrestres. Les matériels mobilisés sur Terre ou sur Mars ont en effet des propriétés mécaniques comparables. A gravité plus faible, il faut donc mobiliser une épaisseur plus forte pour déclencher un glissement.

affectent le champ de contraintes en profondeur et sont susceptibles de déclencher des glissements rotationnels plus profonds, mobilisant la roche mère.

2. Les glissements liés aux précipitations se produisent à des moments où la capacité de transport des rivières est forte de sorte que le temps de résidence du dépôt dans le bassin versant est relativement faible. Ce n'est pas le cas des glissements associés aux séismes.
3. Enfin, les glissements liés aux précipitations sont préférablement localisés en bas de pente où la pression de pore est la plus forte alors que ceux liés aux séismes se localisent préférentiellement près des crêtes où la secousse sismique est la plus amplifiée.

La combinaison de ces différences suggèrent que les deux types de glissements ont un impact très différent sur le flux d'érosion en sortie du bassin versant. Malgré ces observations importantes, on connaît peu de chose sur les paramètres qui contrôlent la taille des glissements, leur fréquence ou la distance qu'ils parcourent.

Notons enfin qu'en pratique, les glissements rapides évoluent presque toujours soit vers un écoulement de débris soit vers une avalanche de roches. C'est probablement ce qui explique le flou qui règne autour de la notion de "glissement de terrain" souvent utilisé dans la littérature comme un terme générique pour désigner l'ensemble des mouvements de terrain catastrophiques (avalanches de roches, écoulements de débris, etc...). D'une certaine façon, le terme de "glissement de terrain" désigne donc plus un mode de déclenchement qu'une dynamique d'écoulement gravitaire à proprement parler.

1.4.2 Analyse dimensionnelle

La classification que nous venons d'esquisser est très imparfaite : les contours entre les différents mécanismes sont flous et la plupart des événements naturels peuvent correspondre à l'une ou l'autre catégorie au fur et à mesure de leur évolution. Une autre façon de tenter de classer ces phénomènes consiste à les classer en fonction de leur dynamique d'écoulement en faisant encore une fois appel à l'analyse dimensionnelle [Iverson, 1997].

Considérons l'écoulement d'une masse de débris rocheux de densité ρ_s et de taille caractéristique d mélangées à un fluide interstitiel de densité ρ et de viscosité η . On note ϕ la fraction volumique de particules solides dans l'écoulement, h l'épaisseur caractéristique de l'écoulement et $\dot{\gamma} = \partial u / \partial z$ le taux de cisaillement. Il nous manque encore quatre ingrédients : le coefficient de friction interne du matériel granulaire μ , sa cohésion C ($M \cdot L^{-1} \cdot T^{-1}$), le coefficient de restitution entre deux grains e et la gravité g qui est la force motrice de l'écoulement. En admettant que nous n'ayons oublié aucun paramètre important, la contrainte Σ exercée par l'écoulement sur le substratum est donc une fonction de la forme :

$$\Sigma = f(h, d, \rho_s, \rho, \eta, \mu, \phi, \dot{\gamma}, C, e, g) \quad (1.21)$$

On a 11 paramètres faisant intervenir 3 dimensions (M, L et T) de sorte qu'on peut construire 8 paramètres sans dimensions indépendants et réécrire l'équation (1.22) sous

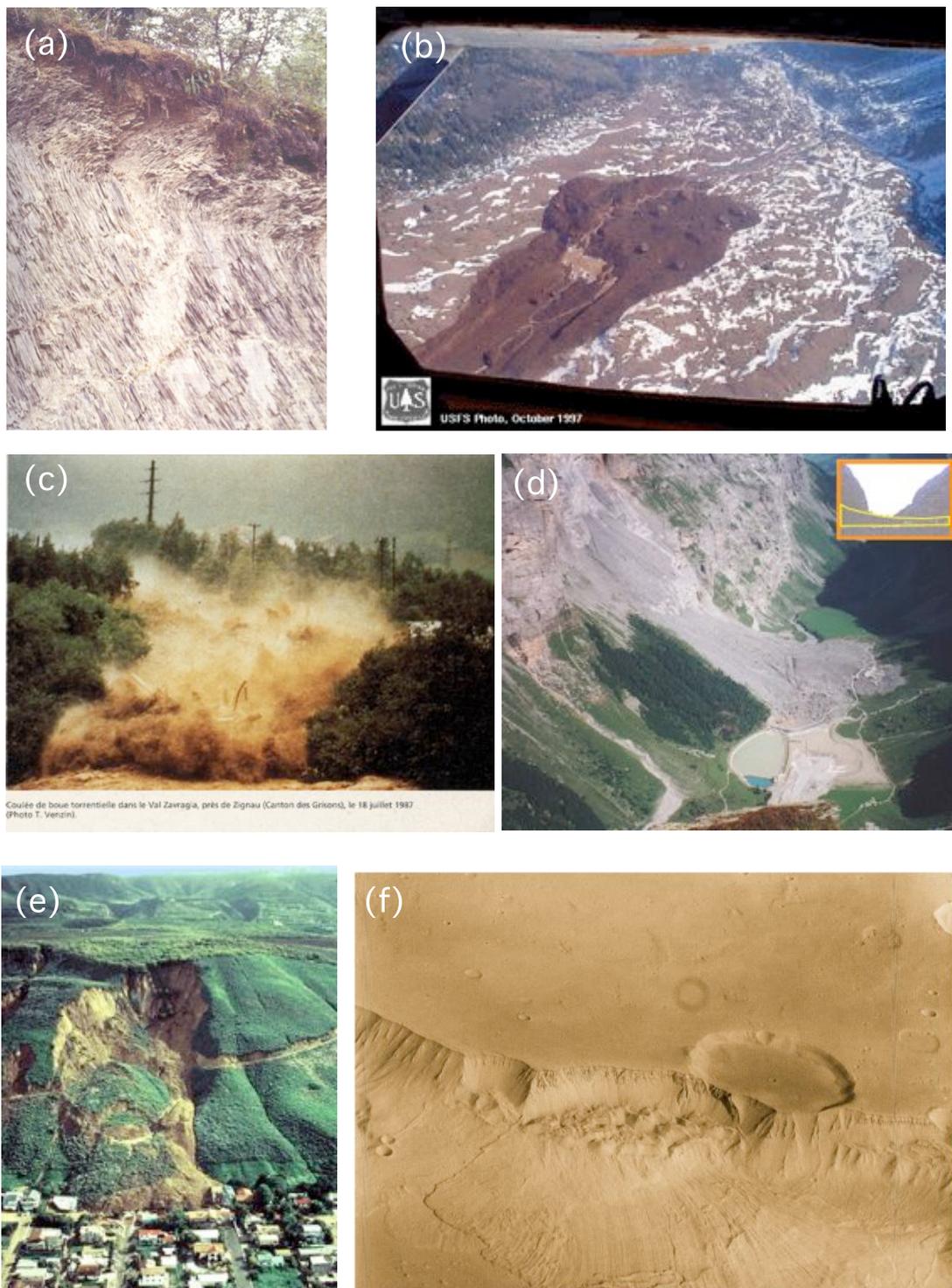


FIG. 1.9 – Quelques exemples illustrant les principaux processus gravitaires. (a) Déformation d'une couche de sol sous l'effet de la reptation de sol. Le champ de déplacement est rendu visible grâce à la stratification du sol. (b) Photo aérienne du dépôt d'une coulée de débris sur les flancs du Mont Adams (état de Washington) en 1997 (photographie USFS). Les sapins visibles sur l'image donne une idée de l'échelle impressionnante de cet événement. (c) Lave torrentielle dans les alpes suisses en 1987. (d) Dépôt d'avalanche de roche dans les alpes. (e) Glissement de terrain de La Conchita (Californie) en 1995. (f) Glissement de terrain le long du mur sud du canyon de Valles-Marineris (Mars). La surface du dépôt est de l'ordre de 16 fois la surface de Paris.

la forme adimensionnelle :

$$\frac{\Sigma}{\rho g h} = f \left(\phi, \mu, e, \frac{d}{h}, N_{mas}, N_{Bag}, N_{Sav}, C^* \right) \quad (1.22)$$

où :

$$N_{mass} = \frac{\phi}{1 - \phi} \frac{\rho_s}{\rho_f} \quad (1.23)$$

$$N_{Bag} = \frac{\phi}{1 - \phi} \frac{\rho_s d^2 \gamma}{\eta} \quad (1.24)$$

$$N_{Sav} = \frac{\gamma^2 \rho_s d}{(\rho_s - \rho_f) g \mu} \quad (1.25)$$

$$C^* = \frac{C}{(\rho_s - \rho_f) g h} \quad (1.26)$$

N_{mass} compare le flux inertiel de quantité de mouvement de la phase solide à celui de la phase fluide.

Le nombre de Bagnolds N_{Bag} mesure l'importance relative des forces de collisions entre grains et des forces visqueuses. Pour $N_{Bag} \ll 1$, l'effet des collisions entre particules est négligeable devant les forces de viscosité du fluide. Pour $N_{Bag} \gg 1$, c'est le contraire.

Le nombre de Savage N_{Sav} mesure l'importance relative des effets de collisions et de friction entre les grains. Pour $N_{Sav} \ll 1$, la masse granulaire est dominé par la friction. Pour $N_{Sav} \gg 1$, la phase solide est en régime collisionnel. Enfin, C^* mesure l'importance relative des forces de cohésion dans l'écoulement.

L'intérêt de l'approche dimensionnelle est qu'elle permet de classer les différents types d'écoulements gravitaires en fonction de la valeur des différents paramètres sans dimensions et donc de préciser le type de force (visqueuse, inertielle, cohésion, ...) qui domine une famille d'écoulements. Des valeurs caractéristiques des paramètres sans dimension sont données dans le tableau 1.2 pour chaque type d'écoulement gravitaire. La reptation de sol qui correspond ainsi à de très faible valeur de N_{bag} suit donc plutôt une dynamique d'écoulement de type fluide visqueux. Le rôle de la phase solide n'en est pas pour autant négligeable puisque qu'elle détermine la densité et la viscosité effective du mélange.

Les avalanches de roches, quant à elles, sont caractérisées par de fortes valeurs de N_{mass} et N_{bag} et un faible N_{sav} ce qui correspond à une dynamique dominée par les interactions de friction au sein de la phase solide (on parle d'écoulements granulaires denses). Les coulées de débris se situent dans une gamme intermédiaire dominée par les interactions de friction au sein de la phase solide mais pour laquelle l'inertie du fluide n'est pas négligeable.

On notera que la dynamique d'un écoulement granulaire sec de laboratoire mettant en jeu des billes de verre de taille $100\mu m$ est dominée par les interactions de friction au sein de la phase solide. Il s'agit donc d'une dynamique très proche de celle des avalanches de roches et pas très éloignée de certains types de coulées de débris. Ce constat justifie notre approche qui consiste à utiliser des expériences de laboratoire mettant en jeu des écoulements granulaires secs pour tenter de comprendre certaines caractéristiques des

Paramètre	Reptation de sol	Écoulement de débris	Avalanche de roches	Écoulement granulaire sec en laboratoire
h (m)	0.1-10	1	1-10	0.01
ρ_s ($kg.m^{-3}$)	2700	2700	2700	2500
ρ ($kg.m^{-3}$)	1000	1000	2	2
d (m)	$10^{-5} - 10^{-3}$	0.1	0.01-10	10^{-3}
u ($m.s^{-1}$)	10^{-6}	6	25	10^{-2}
γ (s^{-1})	10^{-6}	6	25	1
η (Pa.s)	10^{-3}	10^{-3}	2.10^{-5}	2.10^{-5}
C (Pa)	100-10000	-	-	0
ϕ	0.3-0.6	0.3-0.6	0.3-0.6	0.6
μ	0.5	0.5	0.5	0.4
d/h	10^{-4}	10^{-2}	10^{-1}	10^{-1}
N_{mass}	2	2	$1.3.10^3$	$1.9.10^3$
N_{bag}	2.10^{-8}	10^3	$3.4.10^7$	200
N_{sav}	3.10^{-17}	10^{-1}	1	2.10^{-5}
C^*	6.10^{-2}	-	-	0

TAB. 1.2 – Valeurs caractéristiques des paramètres sans dimension pour quelques processus de pente.

avalanches de roches. Pour une analyse plus détaillée de la similarité dynamique entre écoulements granulaires en laboratoire et écoulements naturels, on se reportera à l'analyse de *Iverson et al.* [2004].

1.4.3 Loi de transport sur les versants

Nous venons de constater que les versants mettent en jeu une grande diversité de processus de nature physique et de vitesse différentes. Cette diversité est évidemment une source de difficulté des lors qu'on tente de préciser les lois qui décrivent les flux de matière le long des versants à l'échelle des temps géomorphologiques. Les modèles actuels distinguent deux grands types de versants [*Dietrich et al.*, 2003] : les paysages de collines recouvertes de sol (soil mantled hillslopes) au relief peu prononcé et aux pentes faibles (cf fig. 1.10a) et les paysages de montagne caractérisés par des pentes beaucoup plus fortes (cf fig. 1.10b).

Les versants de pentes faibles : l'érosion diffusive

L'érosion des paysages de collines recouverte d'une couche de sol (soil mantled hillslopes) tel que celui de la figure 1.10 a est gouvernée par le travail de processus tel que la reptation de sol, l'effet splash, le ruissellement ou l'activité biogénique (encore que nous avons vu que ce dernier type de processus est souvent assimilé à la reptation). A grande échelle de temps, on considère que ces processus sont à l'origine d'un flux de sédiments

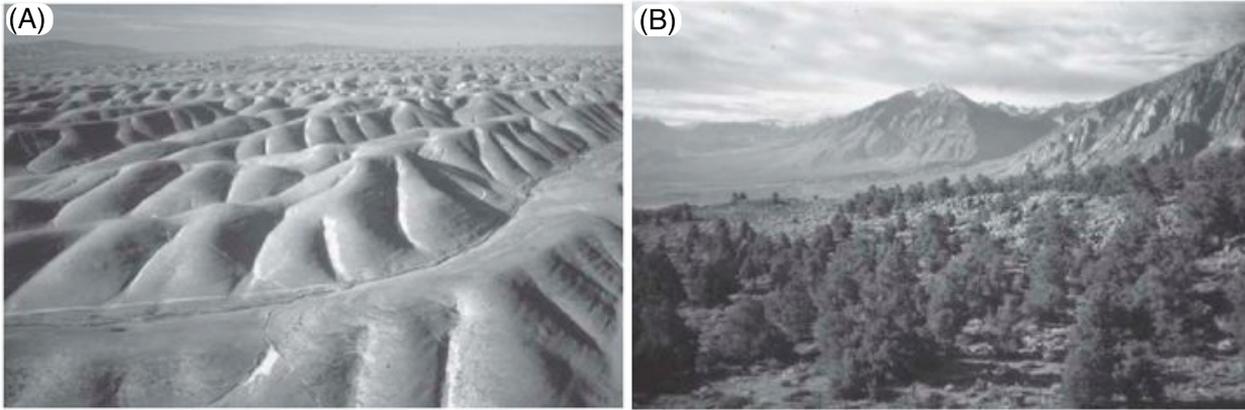


FIG. 1.10 – (a) Paysages de collines recouverte d’une couche de sol dans la région de Salinas en Californie. (b) Vue de la face est de la Sierra-Nevada en Californie. Images tirées de *Dietrich et al.* [2003].

proportionnel à la pente [*Dietrich et al.*, 2003] :

$$\vec{q} = -K \vec{\nabla} z \quad (1.27)$$

où K est un coefficient homogène à un coefficient de diffusion ($[L^2][T^{-1}]$) qui dépend de la nature du sol et du climat. En combinant cette loi de transport avec l’équation de conservation de la masse (1.2), on obtient le système d’équations gouvernant l’évolution d’un paysage de collines en régime limité par le transport [*Culling*, 1960] :

$$\frac{\partial z}{\partial t} = U + K \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right) \quad (1.28)$$

Cette équation est analogue à une équation de diffusion de sorte qu’on parle souvent d’érosion diffusive à propos des paysages de collines. Ses conséquences ont été largement étudiées [*Culling*, 1960; *Kirby*, 1971; *Fernandes and Dietrich*, 1997]. On montre, par exemple, que le profil d’élévation d’une colline coincée entre deux rivières dont les taux d’incision compensent exactement le taux de surrection U évolue vers un état d’équilibre dynamique caractérisé par forme convexe :

$$z = \frac{UL^2}{8K} \left(1 - \frac{x^2}{4L^2} \right) \quad (1.29)$$

où L est la distance interfluve. Il est d’ailleurs intéressant de noter que ces résultats sont en accord avec les idées soulevées beaucoup plus tôt par *Davis* [1892] et *Gilbert* [1909] qui avaient associé la forme convexe des collines à l’effet de la reptation de sol.

La loi de transport (1.28) n’a été validée par des mesures de terrain directe que très récemment grâce au développement de l’utilisation des isotopes cosmogéniques qui se sont progressivement imposés comme un outil de base en géomorphologie⁷. Des mesures

⁷Le principe de cette méthode repose sur la production in-situ (dans le sol ou dans la roche) de nucléides

de concentration en isotopes cosmogéniques le long de profils verticaux de sol (^{10}Be et ^{26}Al) ont ainsi permis à *McKean et al.* [1993] et *Small et al.* [1999] de valider l'équation (1.28) et d'estimer des valeurs du coefficient K (cf fig. 1.11a).

Bien que couramment employée dans tous les modèles numériques d'évolution de paysage, la loi de transport (1.28) continue de poser un certains nombres de problèmes. Tout d'abord, le lien entre la physique du transport à petite échelle (la physique de la reptation de sol) et l'équation (1.28) n'est pas clair. Nous ne sommes donc pas en mesure d'établir de relation entre le coefficient K et les propriétés physiques du matériel érodé.

Le second problème est que la loi de transport n'est valable qu'en régime d'érosion limité par le transport. Dès que la roche mère affleure, on passe en régime d'érosion limité par l'altération. Bien que cette situation constitue une limite importante dans l'évolution de nombreux paysages, seuls quelques études récentes ont entrepris de l'aborder [*Heimsath et al.*, 1997, 1999, 2000, 2001].

L'équation (1.28) ne s'applique que sur des versants de pentes faibles (typiquement inférieures à 20%) et s'érodant uniquement sous l'action de processus de type reptation. L'équation (1.29) décrit assez bien la forme de la colline au voisinage de la crête où les pentes restent faibles. Cependant, au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la crête, la pente augmente et le profil de la colline tends à être moins courbé que prédit théoriquement. Cet effet est généralement considéré comme la signature d'une transition entre érosion dominée par la reptation et érosion dominée par des glissements peu profonds qui deviendraient prédominant sur les fortes pentes [*Dietrich et al.*, 2003]. *Roering et al.* [1999] ont, par exemple, proposé de modéliser cet effet par une loi de transport non-linéaire :

$$\vec{q} = - \frac{K}{1 - \left(\frac{|\vec{\nabla}z|}{S_c}\right)^2} \vec{\nabla}z \quad (1.30)$$

où S_c est une pente critique au voisinage de laquelle le flux diverge. Au contraire, à pente faible, on retrouve un flux linéaire en pente.

Notons enfin que l'estimation du paramètre K peut se faire de deux façons. La première consiste à recourir aux isotopes cosmogéniques comme décrits précédemment. La seconde consiste à calculer K à partir du profil topographique d'une colline. Dans les deux cas de figure, on est obligé de supposer que le paysage est en équilibre dynamique. Les valeurs de K ainsi déterminées sont typiquement de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-4} \text{m}^2/\text{an}$ [*Dietrich et al.*, 2003]. Puisque l'évolution d'une colline est gouvernée par l'équation de diffusion (1.29), un simple raisonnement dimensionnel nous montre que le temps caractéristique d'évolution vers l'état stationnaire est de l'ordre de $T = L^2/K$. Pour une colline de taille $L = 100\text{m}$, le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre dynamique est donc typiquement de l'ordre de $2 \cdot 10^6$ ans. Sur une telle durée, il est plus que probable que le climat, et donc K , varient. Il est également très probable que le soulèvement tectonique varie lui aussi. Le paysage

dits "cosmogéniques" par interaction avec les particules du rayonnement cosmique. La concentration en isotopes cosmogéniques (comme, par exemple, ^{10}Be ou ^{26}Al) d'une roche ou d'un sol varie avec le temps et la mesure de cette concentration permet donc d'estimer le taux d'érosion ou de déposition de la surface considérée.

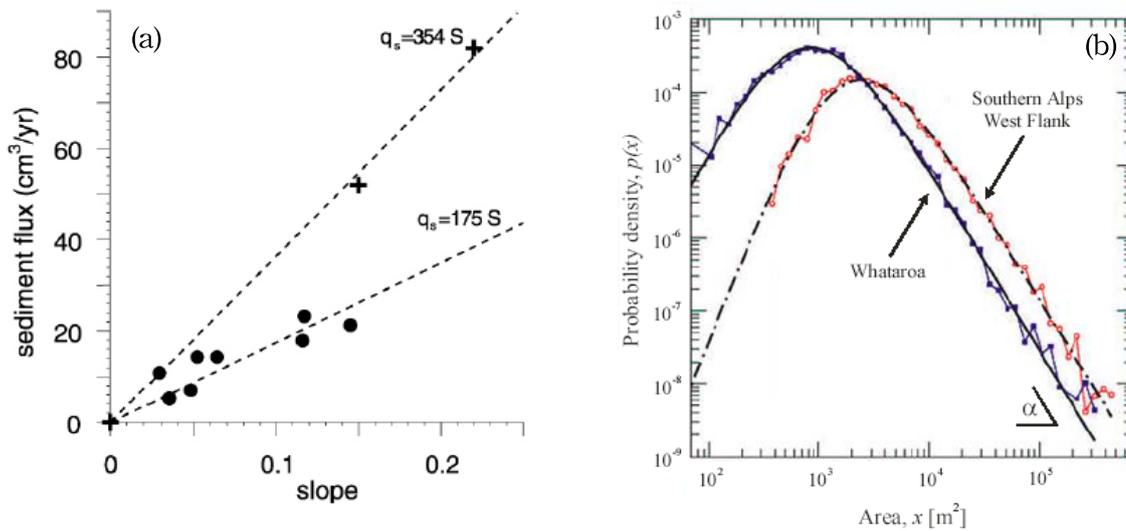


FIG. 1.11 – (a) Relation entre flux de sédiments et pentes sur des versants de pente faible estimées grâce aux isotopes cosmogéniques. Les croix et les cercles correspondent respectivement aux mesures de *McKean et al.* [1993] et de *Small et al.* [1999]. (b) Exemple de distribution de tailles de glissements de terrain mesurées sur deux bassins versants des Alpes du Sud (Nouvelles Zélande) d’après *Hovius and Stark* [2006].

n’est donc certainement pas en équilibre dynamique et la pertinence des estimations de K est douteuse. On se retrouve donc dans une situation malheureusement trop classique en géomorphologie : le pas de temps de nos méthodes de mesures est beaucoup plus grand que le temps caractéristique de variation des grandeurs qui nous intéressent. Que faire alors ?

Les versants de pentes fortes

Les glissements de terrain dominent l’érosion et influencent fortement la morphologie des paysages de forte pente tels que celui de figure 1.10b. C’est particulièrement le cas dans les domaines orogéniques actifs ou sur les flancs de volcans où ces événements catastrophiques et localisés sont des agents très efficaces de l’érosion qui déplacent de très grande quantité de matériel, contrôlent l’évolution du réseau de drainage et du bassin versant, limitent la croissance du relief dans les jeunes chaînes de montagnes actives et constituent la source de la plupart des sédiments érodés sur les continents [*Hovius et al.*, 2000; *Hovius and Stark*, 2006].

Déterminer le flux de matière associés aux glissements de terrain sur de grandes échelles de temps reste un problème ouvert. Jusqu’à présent, deux types d’approche ont été tentées. Certains auteurs ont essayé de décrire l’érosion sur pente forte par une équation de diffusion avec un fort coefficient de diffusion [*Martin*, 2000]. Mais les reliefs prédits ne correspondent pas aux observations. Une autre approche consiste à supposer qu’à long terme la pente des versants est limitée par une pente critique S_c qui ne peut être dépassée. Cette

pente critique dépend de la cohésion et de l'angle de friction interne de la roche et/ou du sol [Densmore et al., 1997; Schmidt and Montgomery, 1995]. Cette approche implique qu'une fois la pente critique atteinte, la forme des versants est indépendante du flux sédimentaire. Les variations du taux d'incision de la rivière à la base du versant sont alors accommodées par la variation du nombre et / ou de la taille des glissements. Cet effet a été mis en évidence grâce à une série de données de terrain acquises par Burbank et al. [1996] dans le nord-ouest de l'Himalaya. ces données montrent que la distribution de pentes est essentiellement la même sur une série de bassins versants qui ont pourtant des taux de dénudation différents. La quasi-absence de pentes supérieures à 35° suggère que de telles pentes sont instables et ne "survivent" donc pas à l'échelle des temps géologiques. Il est intéressant de noter que cet angle limite de stabilité est de l'ordre de grandeur de l'angle d'avalanche du tas de sable non cohésif. Cela suggère qu'à l'échelle du massif montagneux, la limite de résistance au cisaillement dans le nord-ouest de l'Himalaya (et probablement dans d'autres massifs montagneux) est déterminé avant tout par les discontinuités et l'état de fracturation du massif plutôt que par les propriétés mécanique de la roche mère. Au premier ordre, les montagnes sont donc en quelques sortes construites de matériel peu cohésif.

Malgré de nombreux travaux, nous ne disposons pas aujourd'hui d'une loi de transport permettant d'estimer le flux de matière transporté le long des versants par les glissements de terrain. Cela s'explique essentiellement par la difficulté de décrire dans le cadre d'une théorie simple un système complexe, hétérogène (répartition des contraintes, des lithologie) pour lequel l'instabilité est souvent contrôlée par des précipitations ou des séismes intrinsèquement stochastiques. En pratique, résoudre ce problème suppose que nous soyons capable de répondre aux questions suivantes :

1. Où et quand un glissement de terrain se déclenche t'il ?
2. Quelle sera sa taille ?
3. Une fois mis en mouvement, où le glissement s'arrêtera t'il ?

Cette dernière question, liée à la dynamique des écoulements granulaires et au problème de la longueur de Runout sera abordée plus en détails dans le chapitre suivant puisqu'elle constitue un des axes majeurs de mes thématiques de recherche.

Quant aux deux premières questions, liées aux conditions de déstabilisation d'une pente et à la distribution statistique des événements déclencheurs, une série de travaux récents a commencé à fournir un début de réponse. On sait en particulier que les glissements suivent une distribution taille-fréquence en loi de puissance dont l'exposant varie entre 1.11 et 1.5 [Hovius et al., 1997; Stark and Hovius, 2001; Guzzetti et al., 2002] illustrée sur la figure 1.11b. Cette loi d'échelle est vérifiée que les glissements aient été déclenchés sur une longue période de temps ou qu'ils aient tous été déclenchés quasi-instantanément. Cette distribution en lois de puissance introduit deux complications :

1. l'amplitude d'un glissement est une grandeur hautement variable,
2. il n'existe pas d'échelle caractéristique des glissements de terrain qui dominerait l'érosion. Au contraire, ces derniers agissent à toutes les échelles.

Notons également que l'amplitude des glissements est estimée d'après des mesures de leur surface beaucoup plus simple à mesurer en pratique que le volume puisque les données sont généralement acquises par imagerie satellitaire ou aérienne. Pour estimer des taux d'érosion, il faut passer de la surface au volume, ce qui requiert une relation surface-volume qui repose pour l'instant sur des bases totalement empiriques.

1.4.4 Couplage versants/rivières

Pour finir, il est important de noter que processus de versant et érosion fluviale sont intimement liés par un mécanisme de rétroaction, qualitativement très simple mais difficile à modéliser. En effet, l'incision de son lit par une rivière modifie la pente du versant. Le taux d'incision de la rivière est donc un facteur de contrôle du transport le long de la pente. Il agit en modulant la fréquence des glissements en zone de montagnes ou l'amplitude du flux diffusif en zone de collines. La vitesse d'incision de son lit par la rivière dépend en retour du flux de sédiment. Si, par exemple, le taux de sédiments fourni est plus important que la capacité de transport de la rivière, celle-ci cesse d'inciser son lit et stocke (provisoirement) l'excès de matériel. Peut-on estimer la durée de vie d'un dépôt de glissement de terrain au sein d'un bassin versant ? Y'a t'il une relation simple entre la fréquence des glissements et le taux d'incision de la rivière au sein d'un bassin versant ? Nous n'avons que peu d'éléments de réponses à ces questions. Pourtant la grande majorité des paysages continentaux sont modélisés par ce type de processus de rétroaction pentes/rivières.

1.5 Positionnement de mes problématiques de recherche

Les paragraphes précédents montrent que, malgré de nombreux travaux et plusieurs avancées significatives, nous sommes encore très loin d'une description quantitative des processus d'érosion et de transport. La Géomorphologie, en tout cas dans son approche quantitative, reste une science dont le développement est entravé par plusieurs difficultés de natures différentes que j'ai tentées de décrire dans les pages précédentes.

Certaines de ces difficultés sont de nature fondamentale :

- La première d'entre elles vient de notre manque de compréhension de la physique (et de la chimie) à l'échelle du processus élémentaire.
- La seconde difficulté est liée à la diversité des couplages fortement non linéaires entre mécanismes de nature très différente (couplage altération chimique / érosion mécanique, versants / rivières, ...) dont il est difficile d'appréhender les effets dans un cadre formel simple.
- La troisième difficulté est liée au problème de l'imbrication des échelles de temps et d'espace sur lesquelles agissent les agents de l'érosion. L'érosion d'une chaîne de montagnes qui met en jeu des temps et des longueurs caractéristiques de l'ordre du million d'années et du millier de kilomètres est le résultat de processus de transport de particules de sédiments qui mettent en jeu des temps et des longueurs

caractéristiques beaucoup plus petites (typiquement le mètre et la seconde pour le transport en rivière). Comment passe-t-on d'une échelle à l'autre ?

- Ce dernier problème en entraîne un autre. Comment tester nos modèles d'évolution des paysages alors que nous ne pouvons observer que l'actuel ? Ce problème est véritablement crucial en Géomorphologie. Trop de modèles d'évolution de paysages, que ce soit à l'échelle de la chaîne de montagnes ou à celle d'un glissement de terrain, sont encore aujourd'hui validés sur la base d'une simple comparaison entre la morphologie prédite et la morphologie mesurée actuellement sur le terrain (forme d'un paysage, forme d'un dépôt, ...). Rappelons pourtant que des hypothèses physiques très différentes conduisent très souvent aux mêmes morphologies de régime stationnaire [Dietrich *et al.*, 2003]. *Reproduire une morphologie statique n'est donc pas la garantie d'avoir capturé les bons mécanismes physiques.* Le meilleur critère possible de validation d'un modèle est sa capacité à reproduire les régimes transitoires. On préférera donc, par exemple, tester un modèle de transport en rivière sur des données de crue. Pour un modèle d'évolution d'une chaîne de montagnes, la situation est plus délicate....
- Enfin, il faut bien se rendre à l'évidence⁸ : il est probable que la compréhension de certains objets naturels échappe à l'approche modélisatrice "à la physicienne" basée sur la mise en équations. Décrire sous forme d'équations l'impact anthropique ou l'effet de la végétation n'en améliore pas forcément notre compréhension.

La seconde catégorie de difficultés auxquelles nous faisons face est plutôt de nature métrologique :

- L'évolution des objets naturels (une rivière, un versant, ...) est contrôlée par de nombreux paramètres (lithologie, climat, ...). D'un objet à l'autre, plusieurs de ces paramètres varient simultanément de sorte qu'il est souvent difficile d'isoler l'effet d'un paramètre ou d'un facteur de forçage à partir de données de terrain.
- Le deuxième problème est lié à la difficulté de caractériser sur le terrain des phénomènes qui agissent sur des échelles de temps géologiques. Comment, par exemple, estimer le temps de retour des crues ou des glissements de terrain alors que les chroniques dont nous disposons sont au mieux longues d'une centaine d'années ?
- Enfin, le dernier problème est lié au manque de développement instrumental adapté aux problématiques des géomorphologues. Nous ne disposons pas aujourd'hui de techniques standardisées et de protocoles fiables pour mesurer, par exemple, le transport en charge de fond.

Depuis mon arrivée à l'IPGP en septembre 2000, j'ai centré mes travaux de recherche sur l'étude des processus d'érosion et de transport de sédiments le long des versants (glissements de terrain et coulées de débris) et par l'eau (transport en rivière et formation des canyons sous-marins). J'ai choisi d'aborder ces thématiques à travers deux approches complémentaires : l'étude de système modèles expérimentaux et la mesure de terrain. Il me semble en effet que cette double approche est une façon efficace de contourner certaines des difficultés que je viens de décrire. Elle s'inscrit d'autre part dans la continuité de ma

⁸même si ça fait mal ...

formation initiale de physicien expérimentateur.

Sur le plan expérimental, ma philosophie consiste à utiliser des systèmes modèles, c'est à dire à construire des versions expérimentales outrageusement simplifiées des systèmes naturels étudiés. Il n'est donc pas question de construire un modèle réduit de l'objet naturel mais une version simplifiée de ce dernier en n'en gardant que les ingrédients physiques fondamentaux⁹. Le principal intérêt de l'approche expérimentale est qu'elle permet de varier de manière indépendante les paramètres de contrôle et donc d'identifier l'effet de chacun d'entre eux. L'étude d'un système physique simplifié permet également souvent d'élucider la physique des processus (même s'il ne s'agit que du premier ordre).

Le travail de terrain reste un aspect indispensable de toute recherche en Géomorphologie. Tout d'abord, les résultats théoriques ou expérimentaux (lois de comportement, lois d'échelles, ...) doivent forcément être validés in-fine sur l'objet naturel. Il est ensuite clair que certains problèmes sont difficiles à mettre à l'échelle dans un laboratoire (couplage chimie / physique par exemple) et doivent donc être étudiés sur le terrain. Enfin, et c'est primordial, l'observation de terrain reste la meilleure garantie de la pertinence des thématiques qu'un chercheur peut développer en Géomorphologie¹⁰.

La suite de ce mémoire présente un résumé des activités de recherche que j'ai menées depuis mon arrivée à l'IPGP en tentant d'illustrer chaque fois que c'est possible, la complémentarité entre terrain et expériences. Le chapitre suivant est donc consacré à la recherche que j'ai menée sur les glissements de terrain, les avalanches de roches et les coulées de débris. Ce travail, mené pour partie en collaboration avec des physiciens se situe souvent à l'interface entre sciences de la Terre et physique. C'est, au fond, assez logique puisque, comme je le rappelais précédemment, la physique du granulaire reste un sujet de recherche très actif.

Le troisième chapitre est consacré au transport de sédiment par l'eau dans les rivières et dans les canyons sous-marins. Il y est question de couplage entre transport et morphologie et de passage des échelles : passage de l'expérience de laboratoire au terrain et passage de l'évolution d'une morphologie à petite échelle de temps vers la grande échelle de temps.

Enfin, je discute dans le quatrième chapitre les perspectives de mes travaux. J'y aborde notamment les travaux de terrain que je mène depuis à présent trois années en Guadeloupe et qui m'ont convaincu de la nécessité de travailler au développement de nouvelles techniques instrumentales de terrain mieux adaptées au besoin des géomorphologues.

⁹A ce propos, je n'aime pas beaucoup l'expression de "modèle analogique" souvent employée en sciences de la Terre qui laisse en effet sous-entendre l'idée d'un phénomène naturel reproduit à petite échelle. Je lui préfère l'expression de "système expérimental modèle" qui résume bien l'approche.

¹⁰Je parle en connaissance de cause....

Landslide,
Walking talking rocking landslide
Landslide, Landslide
That man's a one man landslide

Landslide, AC/DC

Chapitre 2

Transports de masse sur les versants : écoulements granulaires géophysiques

Le chapitre précédent nous a permis d'illustrer l'importance du rôle des glissements de terrain¹, notamment les glissements profonds, dans le bilan érosif et la morphologie des chaînes de montagnes actives. Nous avons également montré que l'établissement d'une loi de transport associée aux glissements de terrain est rendue difficile par notre incapacité actuelle à répondre à des questions apparemment simples liées au mode de déclenchement des glissements (critère de rupture et de sélection du volume mobilisé par le glissement) et à leur dynamique d'écoulement (estimation de la distance parcourue par l'avalanche).

Ce chapitre résume la part de mes travaux de recherche consacrée à ces problématiques. La première section, de loin la plus longue, traite du problème de la longueur parcourue par une avalanche de débris (la "longueur de runout"). La seconde partie aborde la transition solide/liquide dans les milieux granulaire et le rôle qu'elle joue dans l'autochenalisation et la formation des levées, comportements génériques propres à de nombreux types d'écoulements granulaires géophysiques (coulées et avalanches de débris, écoulements pyroclastiques, ...). J'expose enfin dans la troisième partie la façon dont je compte poursuivre à plus long terme mes recherches sur les mouvements gravitaires.

2.1 Distance parcourue par un glissement de terrain : le problème de la longueur de runout

Une avalanche de débris se produit lorsqu'une masse de roches ou de sol (jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres cube) s'effondre le long d'un relief sous l'effet d'un mécanisme déclencheur. Sous l'action de la gravité, la masse débris descend le long de la pente jusqu'à atteindre une zone plus ou moins horizontale où elle finit par s'arrêter

¹Dans ce chapitre, nous utiliserons le terme de glissement de terrain dans son sens le plus large i.e. pour désigner l'ensemble des mouvements gravitaires déclenchés suite à l'effondrement d'un pan de relief.

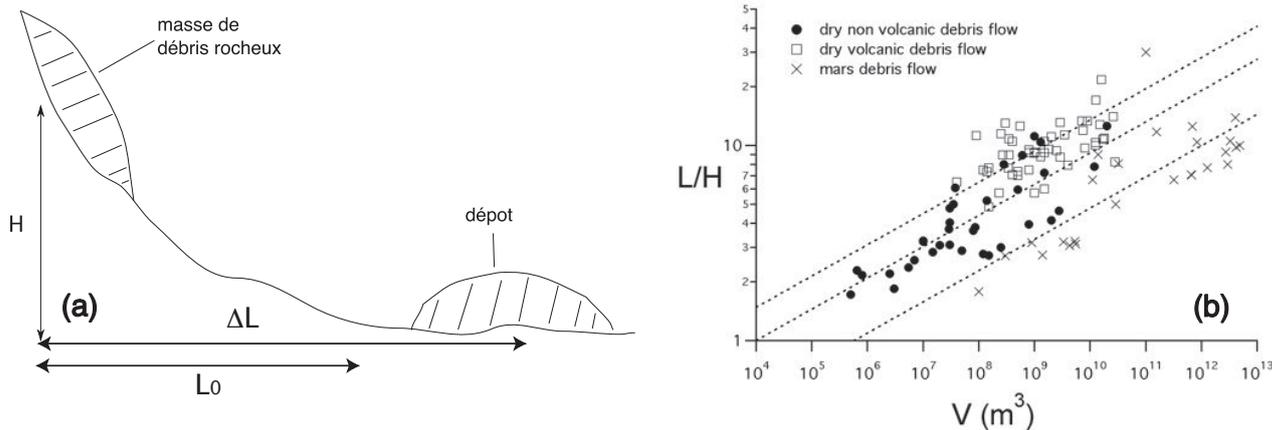


FIG. 2.1 – (a) Représentation schématique d’une avalanche de débris. ΔL est la longueur de runout (longueur de course) i.e. la distance horizontale totale parcourue par l’avalanche. L_0 est la distance horizontale parcourue par l’avalanche le long de la pente avant d’atteindre un sol horizontal. (b) Mobilité (rapport L/H) d’avalanches de débris ”sèches” en fonction de leur volume. Les différents symboles correspondent à des contextes géologiques différents : \square avalanches de débris volcaniques terrestres, \bullet avalanches de débris non volcaniques terrestres, \times avalanches de débris martiens. Données de *Luchitta* [1978]; *Siebert* [1984]; *Hewitt* [1988]; *Mcewen* [1989]; *Hayashi and Self* [1992].

et forme un dépôt. Le problème que nous allons aborder dans cette section concerne la prédiction de la longueur de runout, c’est à dire de la distance horizontale parcourue par l’avalanche (cf Fig. 2.1a).

2.1.1 Origine du problème

Modèle du patin frottant de Heim

L’essentiel des données de terrain à notre disposition pour aborder ce problème résultent de mesures ”post-événement” centrées sur l’analyse des caractéristiques morphologiques du dépôt et de la niche d’arrachement : longueur de runout L , hauteur descendue par l’avalanche H , aire et volume du dépôt, analyse granulométrique, ... La reconstitution de l’histoire d’une avalanche le long de son trajet est rarement possible. C’est probablement pour cette raison que la première tentative de prédiction théorique de la longueur de runout par un ingénieur suisse, Heim en 1882, s’appuie sur le principe de conservation de l’énergie. *Heim* [1882] proposa d’assimiler la masse de débris à un patin frottant glissant le long d’un plan incliné avec un coefficient de friction μ . Le principe de conservation de l’énergie entre l’état initial (masse de roche déstabilisée initialement au repos) et l’état final (dépôt de débris rocheux au repos) implique que la variation d’énergie potentielle est égale à l’énergie dissipée par friction, ce qui conduit à la relation suivante :

$$\frac{L}{H} = \frac{1}{\mu} \quad (2.1)$$

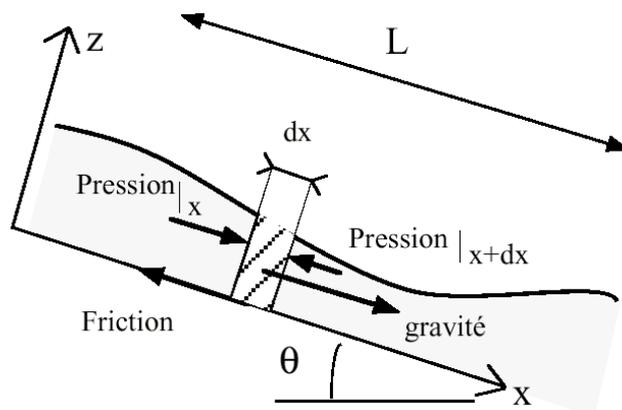


FIG. 2.2 – Schéma de principe de l'établissement des équations moyennées dans l'épaisseur.

D'après l'équation (2.1), la mobilité c'est à dire le rapport L/H d'une avalanche ne devrait dépendre que du coefficient de friction du matériel constituant la masse de débris. Les coefficients de friction des roches varient typiquement entre 0.4 et 0.6, le modèle de Heim prédit que la mobilité des avalanches reste à peu près égale à 2 quelles que soient les conditions d'écoulement (géométrie de l'écoulement, volume mobilisé, ...). Notons au passage une erreur de physique dans les calculs de Heim qui ne prend en compte que la composante normale du poids du patin et oublie l'effet de la composante normale de l'accélération dans son calcul de la force de friction.

Heim [1932] constata plus tard la contradiction entre la prédiction du modèle de patin frottant et les données de terrain et fut le premier à noter une corrélation entre la longueur de runout et le volume mobilisé. L'analyse des données de terrain accumulées depuis le début du vingtième siècle montre que la mobilité d'une avalanche augmente avec le volume mobilisé par le glissement [Scheidegger, 1974; Li, 1983; Legros, 2002]. La relation empirique correspondante présentée sur la figure 2.1b est appelée "loi de Heim". Elle reste encore aujourd'hui un des moyens employés pour estimer la longueur de runout et évaluer le risque associé à un glissement potentiel.

L'approche hydrodynamique

Depuis les années 80, les progrès de la physique dans le domaine des fluides complexes et des écoulements granulaires ont permis l'élaboration de modèles hydrodynamique plus réaliste prenant en compte le caractère fluide des avalanches. Savage and Hutter [1989] furent les premiers à tenter de décrire l'écoulement dense d'un milieu granulaire sec dans le cadre d'une approche hydrodynamique moyennée dans l'épaisseur. Cette approche, comparable à celle introduite par Saint-Venant pour décrire les rivières, s'appuie sur

l'hypothèse que l'épaisseur de la couche de milieu granulaire en écoulement est faible devant les longueurs caractéristiques de variation du système. Dans le cadre de cette hypothèse qui permet de négliger certains termes (notamment le transfert de quantité de mouvement le long de la direction transverse à l'écoulement), la contrainte normale est donnée par la pression hydrostatique. En moyennant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement le long de l'épaisseur de la coulée, on obtient deux équations qui décrivent l'évolution de l'épaisseur $h(x, t)$ et de la vitesse moyenne $u(x, t)$ de la couche en écoulement (cf fig. 2.2). Pour un écoulement bidimensionnel incompressible sur une pente d'inclinaison θ , ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \alpha \frac{\partial(hu^2)}{\partial x} \right) = \rho gh \cos \theta \left(\tan \theta - \mu_b - K \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (2.3)$$

La première équation correspond à la conservation de la masse intégrée dans l'épaisseur de la coulée tandis que la seconde correspond au bilan d'échange de quantité de mouvement pour une tranche élémentaire d'épaisseur h (Fig. 2.2). ρ est la densité du milieu granulaire en écoulement, supposé incompressible. Le coefficient K représente le rapport entre contrainte normale le long de la direction x et contrainte normale le long de l'axe z . Plusieurs études numériques ont suggéré que $K = 1$ [Prochnow et al., 2000; Silbert et al., 2001]. Enfin α est un coefficient qui dépend de la forme du profil de vitesse dans la couche : $\alpha = 1$ pour un profil bouchon, $\alpha = 4/3$ pour un profil linéaire, etc

L'intérêt des équations moyennées dans l'épaisseur est qu'il n'est pas nécessaire de connaître les détails de la structure interne de l'écoulement pour prédire l'évolution de $h(x, t)$. *Autrement dit, l'approche de type Saint-Venant est une façon habile de contourner les difficultés liées à notre manque de connaissance de la physique des milieux granulaires.* En effet, l'ensemble de la perte d'énergie liée au comportement interne du matériau est décrit par un terme de friction effective μ_b entre la base de la coulée et le substratum. Pour cette raison, ces modèles sont dits à "rhéologie coulombienne". Les premiers modèles de type Saint-Venant utilisaient un coefficient de friction effectif constant [Savage and Hutter, 1989; Greve and Hutter, 1993; Hungr, 1995; Iverson, 1997]. Cependant, ce choix est incompatible avec l'existence d'écoulements stationnaires uniformes observés par Pouliquen [1999] en laboratoire. Ce dernier a montré que, pour un matériel "modèle" constitué de billes de verre monodisperses, la friction effective dépend en fait de u et de h [Pouliquen and Forterre, 2002; GDR-Midi, 2004; Pouliquen et al., 2006].

Notons que le formalisme de Saint-Venant permet l'utilisation d'autres rhéologies que la rhéologie Coulombienne, même si cette dernière reste la plus utilisée pour la description des écoulements granulaires. Des modèles à base de rhéologie newtonienne [Curry, 1966] ou de rhéologie de Bingham [Sousa and Voight, 1991] ont ainsi été proposés. D'autres catégories de modèles plus complexes tentent de combiner effets solide (friction) et effet fluides (pression de pore) [Iverson, 1997; Sassa, 1998]. Aucun modèle ne semble cependant capable de décrire tous les types d'avalanches et de coulées de débris (et peut être même ne serait ce qu'un seul événement isolé).

En pratique, le niveau de détails et de complexité mathématique des modèles numériques est souvent très élevé en regard de l'état actuel de notre connaissance de la physique des écoulements granulaire et de nos capacités de mesures sur le terrain. Ceci limite fortement la calibration de ces modèles à partir d'événements naturels et donc leur capacité de prédiction.

Le problème reste entier

L'approche hydrodynamique s'est montrée parfaitement adaptée à la modélisation des écoulements minces de type coulées de débris, coulées de boues ou certains glissements translationnels. Par contre, malgré la multiplication des modèles, la loi de Heim, i.e. l'augmentation de la mobilité des avalanches avec leur volume, reste inexpiquée. Les modèles coulombiens peuvent partiellement reproduire les longueurs de runout d'événements naturels à condition toutefois d'utiliser des coefficients de friction effectifs anormalement faibles, correspondant typiquement à des angles de friction variant entre 5 et 10° [Legros, 2002; Kelfoun and Druitt, 2005; Lucas and Mangeney, 2007]. Ce constat a conduit une part de la communauté scientifique à supposer l'existence d'un mécanisme physique inconnu dont l'effet serait de diminuer la friction au sein du matériel mobilisé. La forme de la courbe de Heim (Fig. 2.1 b) suggère de plus que l'effet de ce mécanisme doit être d'autant plus fort que le volume mobilisé est important.

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour rendre compte de ce mécanisme : rhéologie newtonienne [Curry, 1966], contrainte cisailante constante [Dade and Huppert, 1998], effet de la pression de pore fluide [Iverson, 1997; Sassa, 1998], fluidisation du glissement par de l'air emprisonné dans les pores [Kent, 1966] ou par l'énergie acoustique [Melosh, 1979], glissement de la masse de roches sur une couche basale fondue par la friction [Erismann, 1979] ou sur un coussin d'air coincé sous le glissement [Shreve, 1968], friction réduite par la présence d'une couche basale de poussière [Hsü, 1975] ou par une couche de cisaillement basale [Campbell, 1989]. Aucun des différents mécanismes proposés n'a fourni une explication satisfaisante.

Retour aux données

Mon sentiment personnel est celui d'un "emballement" de la communauté scientifique. En premier lieu, un examen attentif des données de terrain révèle plusieurs problèmes dans la loi de Heim :

- La courbe de Heim (Fig. 2.1b) présente une dispersion très importante des données qui peut atteindre plusieurs ordres de grandeur le long des deux axes et le regroupement des données autour d'une courbe maîtresse est très limité².
- Les conditions topographiques dont on sait qu'elles influencent fortement la longueur de runout [Nicoletti and Sorriso-Valso, 1991; Denlinger and Iverson, 2004] ne sont pas prises en compte dans la loi de Heim.

²On retrouve évidemment ici le piège habituel des graphes tracés en échelle bilogarithmique qui donnent souvent le faux sentiment d'un alignement des données lorsqu' au moins l'un des axes couvrent un grand nombre d'ordres de grandeur.

Dans ces conditions, doit on considérer la loi de Heim comme ... une loi ?

Nous avons vu d'autre part que l'approche Saint-Venant qui sous-tend la plupart des modèles contourne habilement notre manque de connaissances physiques en s'appuyant sur plusieurs hypothèses :

- le transfert de quantité de mouvement dans la direction transverse à l'écoulement est négligé,
- le profile de vitesse est imposé à priori (coefficient α),
- l'ensemble des termes de dissipation sont encodés dans un coefficient de friction basal effectif.

On peut donc se demander pourquoi l'essentiel des travaux de recherche se sont centrés sur la remise en question de la rhéologie coulombienne, laissant de côté les deux autres hypothèses pourtant très fortes.

Pour résumer ma pensée de manière un peu provocatrice, j'aurais tendance à penser que le problème avec la loi de Heim vient du fait que la communauté scientifique tente d'expliquer une loi qui n'en est peut être pas une, en explorant seulement une des trois hypothèses qui sous-tendent une catégorie de modèles peut être mal adaptés à la description du problème. C'est pour ces raisons que j'ai choisi d'aborder la question de la longueur de runout sous l'angle de l'approche expérimentale.

2.1.2 Etude expérimentale

Les dispositifs expérimentaux

Le principe de l'étude expérimentale que nous avons menée est simple : il s'agissait d'étudier l'effondrement d'une colonne de matériel granulaire. Deux séries d'expériences ont été réalisées. La première, en collaboration avec Anne Mangeney et Jean-Pierre Vilotte, était centrée sur l'étude de la morphologie des dépôts obtenus par effondrement d'une colonne cylindrique [Lajeunesse *et al.*, 2004]. La seconde réalisée en collaboration avec Jean-Baptiste Monnier et Bud Homsy au cours d'un séjour invité au département de Mechanical Engineering de l'université de Santa-Barbara avait deux objectifs : comprendre l'influence de la géométrie d'écoulement sur la morphologie du dépôt et étudier la structure interne de l'écoulement durant l'effondrement [Lajeunesse *et al.*, 2005]. Nous résumons brièvement dans cette section le principe et les résultats de ces deux études et nous renvoyons le lecteur aux publications pour plus de précisions.

Les différents dispositifs expérimentaux utilisés sont représentés sur la figure 2.3. Le premier que nous qualifierons d'axisymétrique dans la suite, (fig. 2.3a) est simplement constitué d'un tube cylindrique creux reposant sur une surface horizontale couverte de papier de verre. L'expérience consiste à remplir le tube de matériel granulaire de façon à construire une colonne de grains de rayon R_i et de hauteur H_i . Le tube est ensuite brutalement relevé et la colonne de grains s'effondre sous son propre poids. Le second montage (fig. 2.3b) est très semblable au premier, sauf que cette fois, la colonne de grains, de forme rectangulaire, s'étale dans un canal 2D de largeur 45mm. Ce second dispositif, que nous appellerons configuration 2D, permet la visualisation de l'intérieur de la coulée

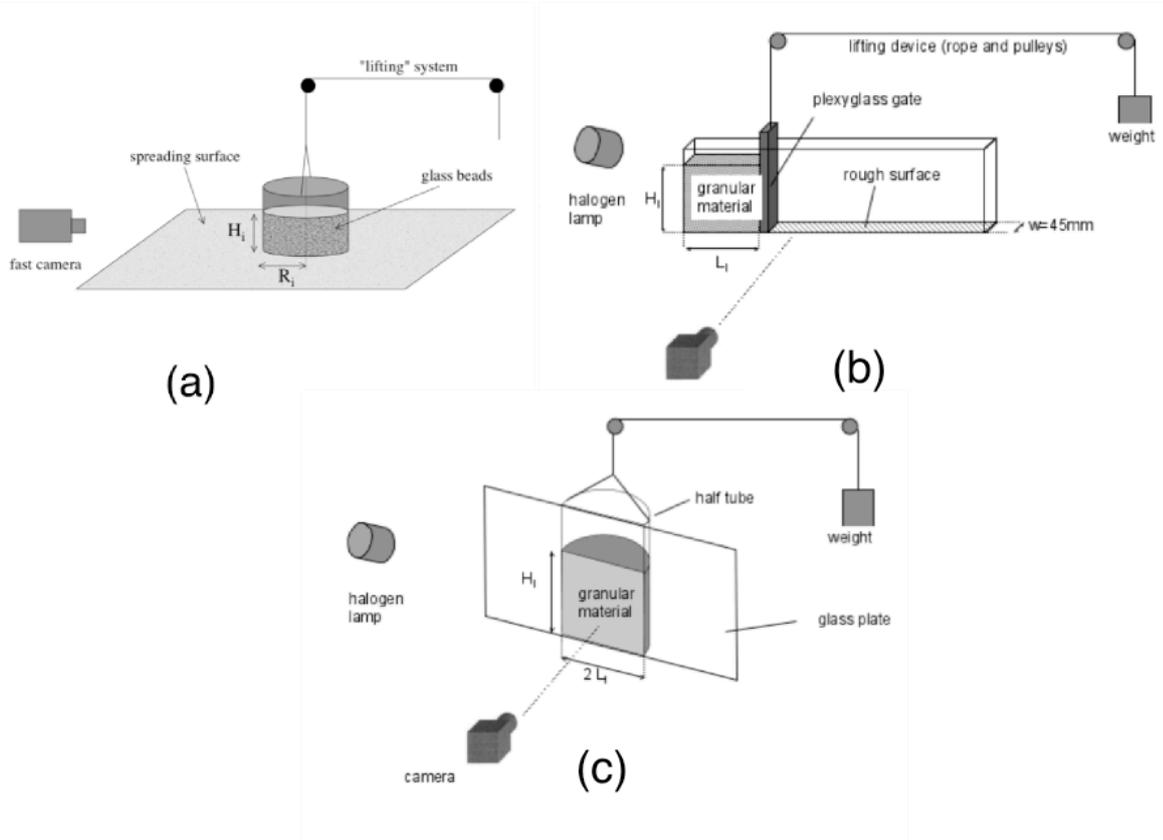


FIG. 2.3 – Schéma des trois dispositifs expérimentaux utilisés. (a) Dispositif axi-symétrique. (b) Canal 2D. (c) Dispositif "semi-axisymétrique". Les deux derniers dispositifs permettent l'observation de la structure interne de l'écoulement à travers la paroi en verre.

à travers les parois de verre. Un troisième dispositif, schématisé sur la figure 2.3c, permet la visualisation de l'intérieur de la coulée en géométrie axisymétrique : il s'agit d'un demi tube cylindrique maintenu plaqué contre une paroi de verre. Ce dispositif permet d'observer la structure interne de l'écoulement durant l'effondrement d'une demi-colonne cylindrique. Pour ces deux derniers dispositifs, il est important de noter que nous ne pouvons observer la structure interne de l'écoulement qu'à travers une paroi ce qui pose le problème non trivial de l'influence exercée par cette dernière (voir par exemple *Jop et al.* [2005]). L'essentiel des données ont été acquises au moyen d'une caméra rapide³ utilisée à 1000 images/secondes.

Remarques

Avant d'aller plus loin, plusieurs remarques sont nécessaires. En premier lieu, les configurations expérimentales utilisées sont bien évidemment des systèmes modèles. Ces versions outrageusement simplifiées par rapport aux glissements naturels permettent de réduire le nombre de paramètres de contrôle et d'identifier l'effet de chacun d'entre eux,

³Fastcam modèle Ultima 1028

à savoir :

1. Le volume V de la colonne de grains,
2. Sa hauteur H_i et son rayon (ou sa longueur suivant la géométrie d'écoulement) notée L_i ⁴.
3. La nature du matériel granulaire utilisé : des billes de verre de diamètre $d = 0.35, 1.5$ ou 3 mm.
4. La nature de la surface d'écoulement. Nous avons effectué des expériences sur deux types de surface : une surface rugueuse et rigide constituée de papier de verre et une surface "meuble" constituée par une couche épaisse de grains de même nature que ceux constituant la colonne.

La seconde remarque concerne l'analyse dimensionnelle de *Iverson et al.* [2004] discutée au chapitre précédent (section 1.4.2) qui montre que des écoulements granulaires "miniatures" sont dynamiquement similaires à des effondrements gravitaires de type avalanches de roches pour lesquels les effets de la cohésion et du fluide interstitiel sont négligeable. Les conclusions tirées de notre étude expérimentale seront donc susceptibles de s'appliquer au cas des effondrements de type "sec". Par contre, elles ne nous permettront pas de conclure quoi que ce soit sur les mouvements gravitaires pour lesquels le fluide interstitiel joue un rôle appréciable.

Phénoménologie de l'écoulement

Les trois séquences d'images de la figure 2.4 illustrent les différents régimes d'écoulement et les morphologies de dépôt observés. Ces trois séries d'images correspondent au dispositif axisymétrique mais la phénoménologie des écoulements en canal est similaire. Les expériences montrent que la dynamique d'écoulement est contrôlée au premier ordre par le rapport d'aspect de la colonne $a = H_i/L_i$. A faible a (typiquement $a < 0.7$), seuls les bords de la colonne de grains s'effondrent tandis que la zone centrale reste immobile (fig. 2.4a). Les dépôts obtenus ont donc des formes de cônes tronqués. Lorsque a augmente, on observe une transition progressive vers un nouveau régime d'écoulement (fig. 2.4c) : la partie supérieure de la colonne descend à la vitesse d'un grain en chute libre tout en conservant sa forme cylindrique (ou rectangulaire en canal).

Le canal 2D ainsi que le montage semi-axisymétrique permettent, par un traitement simple basé sur la différence entre deux images consécutives, de distinguer les zones en écoulement des zones statiques. La figure 2.5 montre des exemples de telles séquences de différences d'images. Ce traitement nous a permis de montrer que, quelle que soit la valeur de a et indépendamment de la géométrie d'écoulement, l'effondrement est initié par une rupture le long d'une surface parfaitement définie au dessous de laquelle le matériel reste immobile. Des mesures systématiques de la pente de cette surface de rupture montrent que cette dernière est compatible avec une rupture de Coulomb active. Plus intéressant encore, ces séquences de différences d'images montrent très clairement que l'écoulement

⁴ H_i et L_i varient typiquement entre 10 et 200 mm.

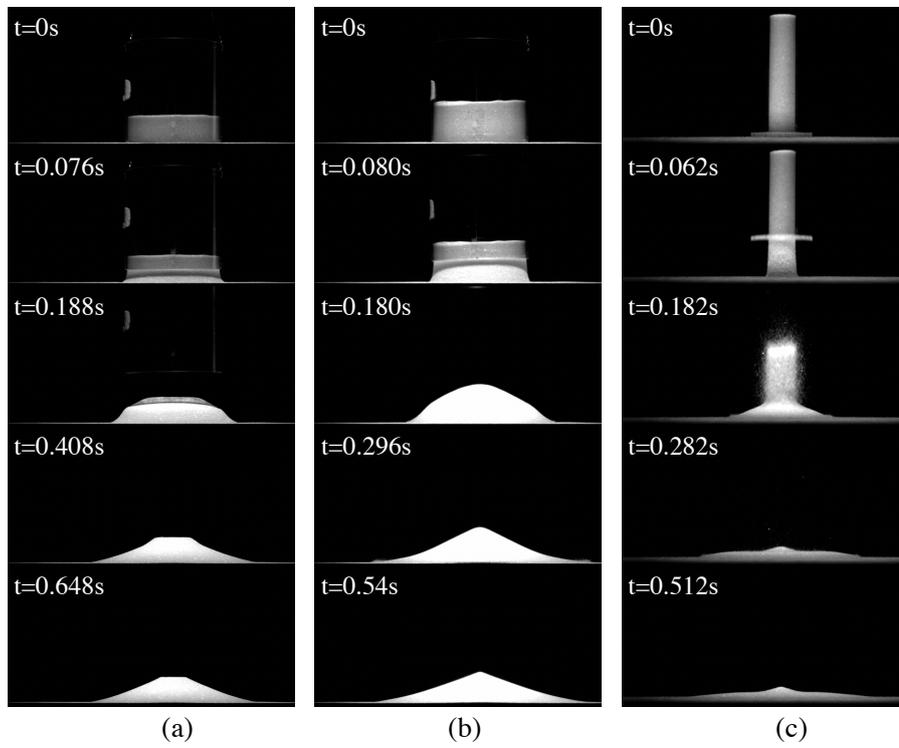


FIG. 2.4 – Trois séquences d’images montrant l’écroulement de colonnes de billes de verre ($d = 350\mu m$) sur une surface de papier de verre de rugosité $\lambda \approx 540\mu m$. (a) $a = 0.56$, $M = 950g$, $R_i = 70.5mm$. (b) $a = 0.8$, $M = 1450g$, $R_i = 70.5mm$. (c) $a = 5.4$, $M = 600g$, $R_i = 28mm$.

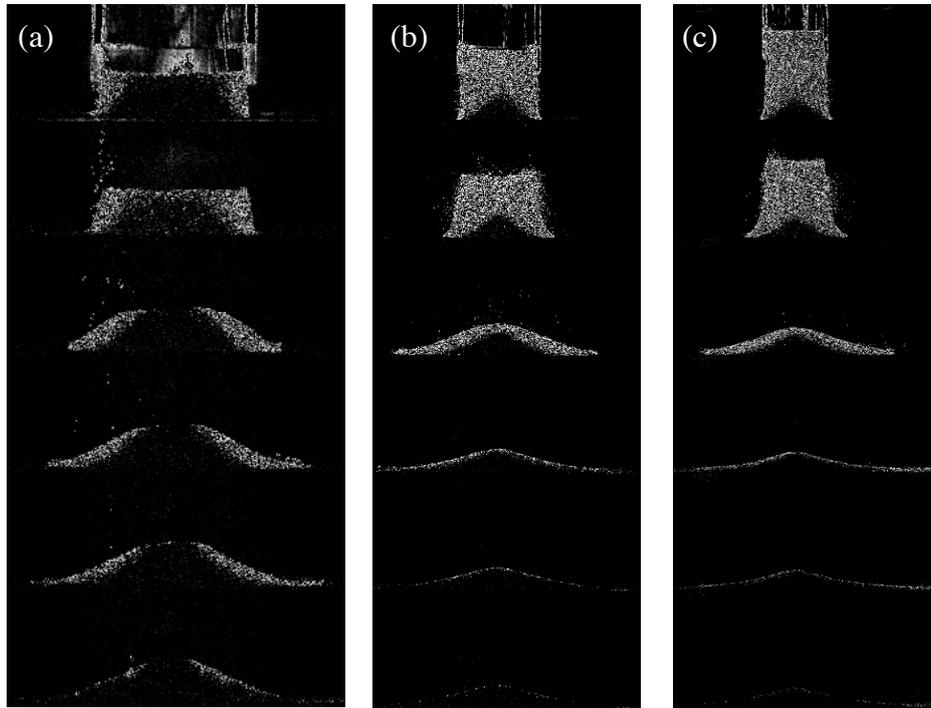


FIG. 2.5 – Trois séquences de différences d’images obtenues avec le dispositif semi-axisymétrique ($d=1.15mm$). (a) $a=0.6$, $L_i = 39mm$, $M=100g$: $t = 0.5\tau_c, \tau_c, 2\tau_c, 3\tau_c, 4\tau_c$ and $6\tau_c$. (b) $a=2.4$, $L_i = 39mm$, $M=400g$: $t = 0.5\tau_c, \tau_c, 2\tau_c, 3\tau_c, 3.5\tau_c$ and $4\tau_c$. (c) $a=3.6$, $L_i = 39mm$, $M=600g$: $t = 0.5\tau_c, \tau_c, 2\tau_c, 3\tau_c, 3.5\tau_c$ and $4\tau_c$. Les zones blanches correspondent aux zones en écoulement tandis que les zones noires sont statiques.

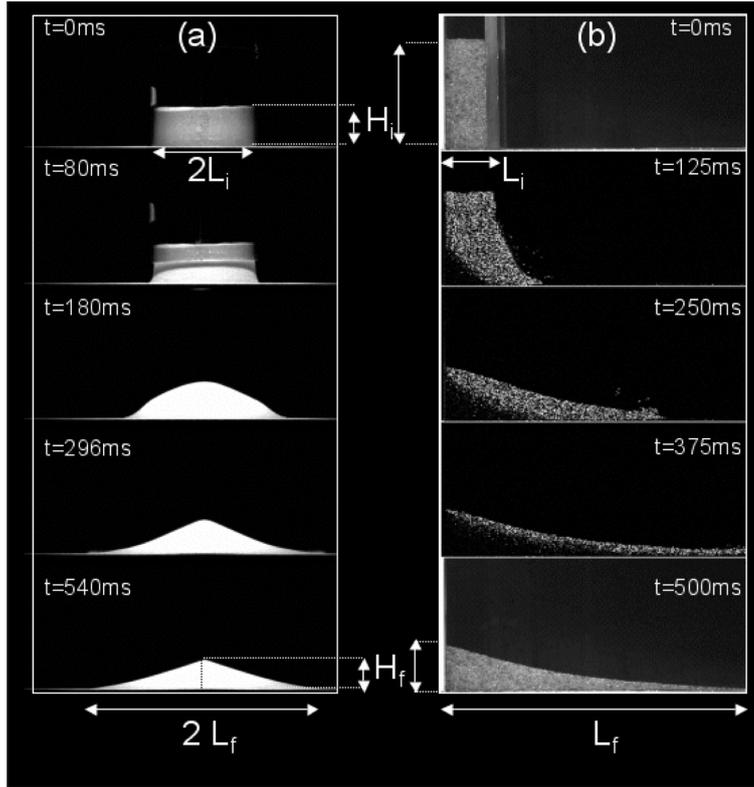


FIG. 2.6 – Séquences d’images montrant l’effondrement d’une colonne de grains (a) en géométrie axi-symétrique et (b) en canal rectangulaire. Dans ce dernier cas, les images 2, 3 et 4 ont été obtenues par différences d’images et font apparaître en blanc les zones en écoulement.

ne mobilise jamais toute l’épaisseur de la masse granulaire. Au contraire, il reste localisé dans une couche de surface dont l’épaisseur diminue avec le temps.

Des mesures de vitesse des grains effectuées par PIV⁵ nous ont permis de montrer que le profil de vitesse dans la couche en écoulement est similaire à celui couramment observé dans les écoulements granulaires stationnaires homogènes : la vitesse varie linéairement avec la profondeur dans la couche mobile et décroît exponentiellement dans la couche statique. En écoulement pleinement développé, le taux de cisaillement dans la partie linéaire du profil de vitesse vaut $\dot{\gamma} = 0.3\sqrt{g/d}$ indépendamment de la géométrie de l’écoulement, de la position le long de la couche, du diamètre des grains ou du temps.

Longueur de runout et morphologie des dépôts expérimentaux

Nous avons réalisés de nombreuses séries d’expériences en variant les différents paramètres de contrôle : géométrie d’écoulement, diamètre des billes, volume et rapport d’aspect de la colonne, nature de la surface d’étalement, ... Pour chaque expérience, nous avons systématiquement mesuré la durée de l’écoulement τ , la hauteur finale du dépôt

⁵Particle Image Velocimetry, une technique de mesure de champ de vitesse basée sur la corrélation d’images.

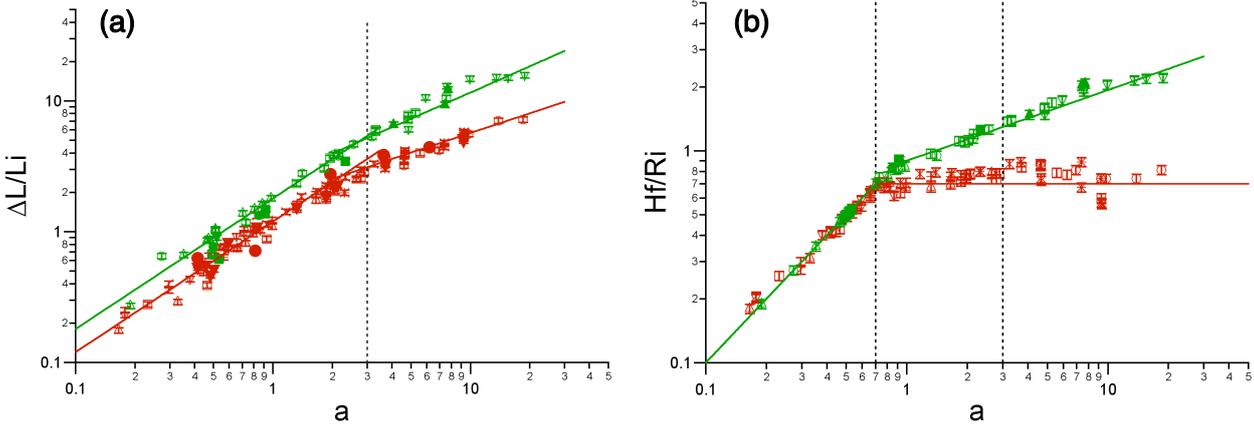


FIG. 2.7 – (a) Longueur de runout normalisée $\Delta L/L_i$ et (b) hauteur de dépôt normalisée H_f/L_i en fonction de a . Les couleurs vertes et rouges correspondent respectivement au canal rectangulaire et à la géométrie axisymétrique. Les différents symboles correspondent à des colonnes de longueur L_i différentes [Lajeunesse *et al.*, 2004, 2005].

H_f ainsi que la longueur de runout, définie comme la différence entre la longueur finale du dépôt et la longueur initiale de la colonne : $\Delta L = L_f - L_i$ (cf. fig. 2.6).

L'analyse dimensionnelle va nous aider encore une fois à identifier les paramètres pertinents. Les variables susceptibles d'influencer τ , H_f et ΔL sont :

$$(\Delta L, H_f, \tau) = f(L_i, H_i, d, \phi_{bed}, \phi_{int}, g) \quad (2.4)$$

où ϕ_{bed} et ϕ_{int} sont les angles de friction basale et de friction interne du milieu granulaire et g est la gravité. Par analyse dimensionnelle, on obtient :

$$\left(\frac{\Delta L}{L_i}, \frac{H_f}{L_i}, \frac{\tau}{\sqrt{H_i/g}} \right) = f \left(a, \frac{d}{L_i}, \phi_{bed}, \phi_{int} \right) \quad (2.5)$$

Dans toutes nos expériences, $d/L_i \approx 0$. D'autre part, les trois matériaux granulaires que nous avons utilisés ont des coefficients de friction quasiment identiques. L'analyse dimensionnelle suggère donc que pour nos expériences, $\Delta L/L_i$, H_f/L_i et $\tau/\sqrt{H_i/g}$ dépendent de a . Notons que le temps caractéristique d'écoulement est donné par le temps de chute libre sur la hauteur de la colonne $\tau_c = \sqrt{H_i/g}$.

Les prédictions de l'analyse dimensionnelle sont en accord avec nos résultats expérimentaux : l'ensemble de nos données expérimentales $\Delta L/L_i$ and H_f/L_i se regroupent sur des courbes maîtresses qui dépendent de la géométrie d'écoulement et de a suivant des lois de puissance (cf fig. 2.7) :

en géométrie axisymétrique :

$$\frac{H_f}{L_i} = \begin{cases} a & a \lesssim \lambda_1 \\ \lambda_1 & a \gtrsim \lambda_1 \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\frac{\Delta L}{L_i} = \begin{cases} \lambda_2 a & a \lesssim 3 \\ \lambda_3 a^{\frac{1}{2}} & a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (2.7)$$

en chenal rectangulaire :

$$\frac{H_f}{L_i} = \begin{cases} a & a \lesssim \lambda_4 \\ \lambda_5 a^{\frac{1}{3}} & a \gtrsim \lambda_4 \end{cases} \quad (2.8)$$

$$\frac{\Delta L}{L_i} = \begin{cases} \lambda_6 a & a \lesssim 3 \\ \lambda_7 a^{\frac{2}{3}} & a \gtrsim 3. \end{cases} \quad (2.9)$$

où λ_i ($i = 1, 7$) sont des constantes numériques.

Plusieurs études réalisées par d'autres groupes ont confirmé la validité des lois d'échelle précédentes⁶. Les expériences de *Lube et al.* [2004] réalisées en géométrie axisymétrique ont permis de les étendre à une large gamme de matériaux granulaires de densité et de forme variées : sel, sable, grains de couscous ou de riz, ... *Balmforth and Kerswell* [2005] ont montré, dans le cadre d'expériences en canal rectangulaire, que les constantes λ_i ($i = 1, 7$) dépendent de ϕ_{bed} et ϕ_{int} conformément aux prédictions de l'analyse dimensionnelle. L'analyse de l'ensemble des résultats de *Lube et al.* [2004], de *Balmforth and Kerswell* [2005] et des nôtres [*Lajeunesse et al.*, 2004, 2005] montrent que les exposants des lois de puissance ci-dessus sont indépendants des propriétés du matériel granulaire.

La figure 2.8 montre l'évolution au cours du temps de trois masses granulaires en train de s'étaler dans le canal 2D. Ces trois écoulements correspondent au même rapport d'aspect initial $a = 3.2$ mais à des masses ou des diamètres de grains différents. Les profils $h(x, t)$ sont normalisés par rapport à L_i et l'intervalle de temps entre deux profils consécutifs est normalisé par rapport au temps caractéristique issu de l'analyse dimensionnelle $\tau_c = \sqrt{H_i/g}$. Les trois profils coïncident à chaque instant. Cette observation confirme que, pour un matériel granulaire et un substratum donnés, la dynamique d'écoulement et la morphologie du dépôt ne dépendent que de a (et non pas du volume relâché).

D'autres séries d'expériences (*Lajeunesse et al.* [2005]) montrent que l'évolution temporelle des écoulements reste la même indépendamment de la valeur de a : après une phase d'accélération qui dure environ $0.8\tau_c$, le front d'écoulement s'étale avec une vitesse à peu près constante pendant environ $2\tau_c$. L'essentiel (80 à 90%) de la distance de runout est couverte pendant cet intervalle de temps. Finalement, le front décélère et s'arrête pendant une durée de l'ordre de $0.6\tau_c$. La durée totale de l'écoulements est donc $3\tau_c$. Ce fait suggère fortement que la dynamique d'écoulement est contrôlée par le transfert de quantité de mouvement verticale vers de la quantité de mouvement horizontale pendant l'effondrement de la colonne.

Conclusion provisoire

En résumé, les expériences montrent que la dynamique d'effondrement des colonnes granulaires est contrôlée au premier ordre par leur rapport d'aspect a et par l'efficacité

⁶Nos travaux et ceux de *Lube et al.* [2004] ayant été publiés quasiment en même temps, il est probable que, du point de vue de ces derniers, ce sont nos travaux qui confirment leurs découvertes et non pas l'inverse ...

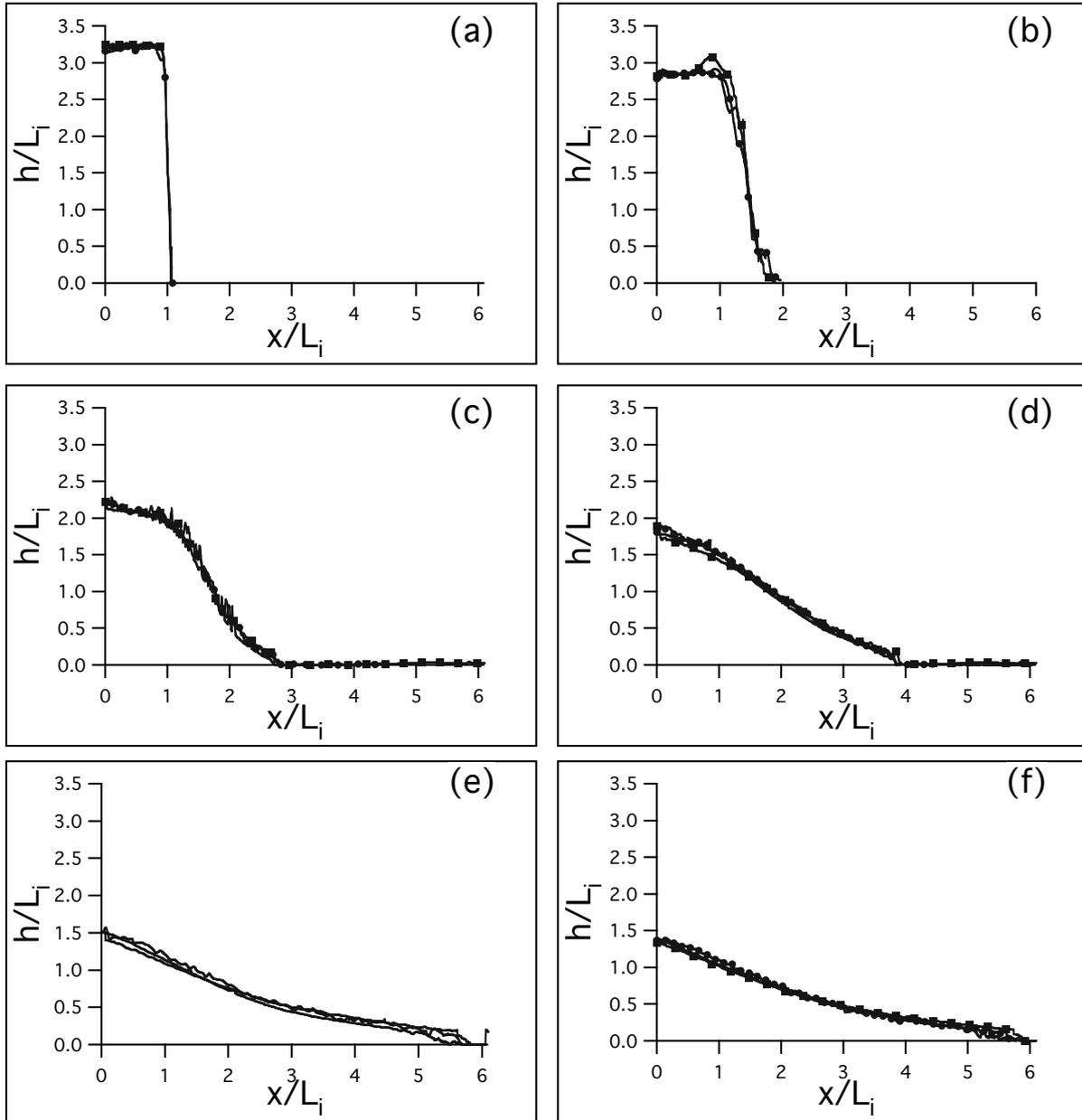


FIG. 2.8 – Séquence de profils normalisés $h(x,t)/L_i$ montrant l'effondrement de trois masses granulaires de même rapport d'aspect initial $a = 3.2$ mais correspondant à des masses ou des grains de tailles différentes. (a) $t = 0$, (b) $t = 0.5\tau_c$ (c) $t = \tau_c$, (d) $t = 2\tau_c$, (e) $t = 3\tau_c$ et (f) dépôt final. Les ligne pleines correspondent à $M = 650g$, $L_i = 5.3cm$ et $d=1.15mm$. Les lignes avec cercles correspondent à $M = 650g$, $L_i = 5.3cm$ et $d = 3mm$. Les lignes pointillées correspondent à $M = 162.5g$, $L_i = 2.6cm$ et $d = 1.15mm$. On distingue à peine les différents profils les uns des autres.

de la transformation de quantité de mouvement verticale en quantité de mouvement horizontale.

2.1.3 Modélisation théorique

Les différentes approches théoriques

L'effondrement de colonnes granulaires et les lois d'échelles empiriques associées (2.6), (2.7), (2.8) et (2.9) ont suscité de nombreuses tentatives de modélisations théoriques. Jusqu'à présent, deux types d'approches différentes ont été tentées.

La première classe de modèles utilisés est celle des modèles hydrodynamiques coulombiens de type Saint-Venant. *Denlinger and Iverson* [2004] furent les premiers à modéliser l'effondrement d'une colonne axisymétrique de grains dans le cadre de cette approche. Leur modèle, conçu pour prendre en compte l'effet des termes d'accélération verticale (habituellement négligés dans l'approche Saint-Venant), semble prometteur. Cependant, seul trois simulations d'effondrement furent effectuées⁷ ce qui ne permet pas de conclure. Plus récemment, *Kerswell* [2005] et *Mangeney-Castelnau et al.* [2005] ont appliqué le formalisme de Saint-Venant à la modélisation de l'effondrement de colonnes granulaires. Les deux modèles supposent que l'ensemble de la masse granulaire se déplace avec un profil de vitesse "bouchon", modélisent la dissipation par une friction effective basale et négligent les termes d'accélération verticale. Malgré un bon accord qualitatif avec les expériences, ils surestiment fortement la longueur de runout dès que $a > 1$ et ne sont pas capables de reproduire les lois de puissances (2.7) et (2.9).

Au regard de nos observations expérimentales, l'échec des modèles de Saint-Venant n'est pas surprenant : toutes les hypothèses sur lesquelles s'appuient ces modèles sont en effet violées expérimentalement : l'écoulement ne mobilise pas toute l'épaisseur de la coulée mais reste concentrée dans une couche de surface, le profil de vitesse n'est pas bouchon mais plutôt linéaire et les termes d'accélération verticale, loin d'être négligeables, jouent un rôle moteur. Ce constat a conduit *Larrieu et al.* [2006] à proposer un modèle de Saint-Venant modifié dans lequel l'effondrement initial de la colonne de grains est représenté mathématiquement par un terme de "source de grains" distribué spatialement au dessus de la couche en écoulement. Le succès de ce modèle reste cependant limité. En particulier, l'accord quantitatif entre les runout expérimentaux et théoriques n'est obtenu qu'au prix de l'utilisation de coefficients de friction effectifs trop forts pour être réalistes.

La seconde classe de modèles utilisés est celle des éléments discrets dans lesquels le mouvement et les interactions entre grains individuels sont calculés explicitement. Dans ce cadre, *Zenit* [2005] et *Staron and Hinch* [2006] ont étudié l'effondrement de colonnes 2D de disques faiblement polydisperses. Leur modèles reproduisent les résultats observés expérimentalement (si l'on excepte leur caractère exclusivement 2D) et peuvent donc être considérés comme de véritables expériences numériques. Ils offrent l'avantage de permettre la mesure de quantités non observables expérimentalement : champ de contrainte, vitesse,

⁷L'objectif des auteurs était simplement de tester l'isotropie de leur schéma numérique sur un exemple d'écoulement "simple".

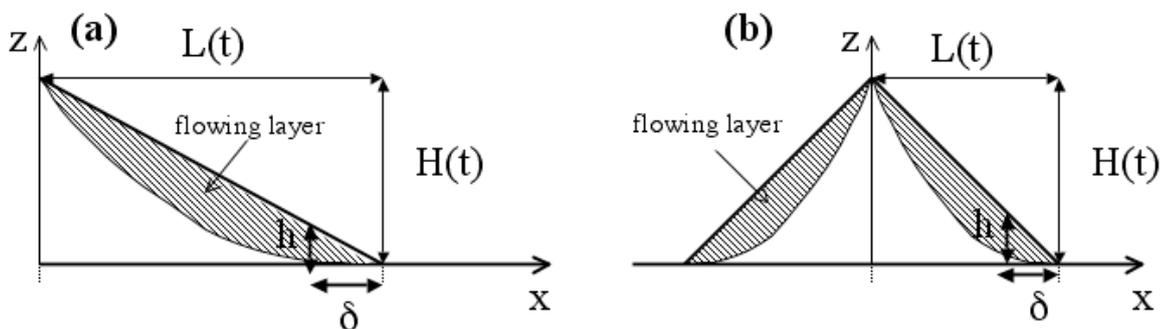


FIG. 2.9 – Vue schématique de la masse granulaire en train de s’étaler après la phase d’effondrement de la colonne. La forme de la masse granulaire est (a) triangulaire en canal 2D et (b) conique en géométrie axisymétrique. Dans les deux cas, l’écoulement est localisé dans une couche de surface sauf au voisinage immédiat du front avant de l’avalanche où l’écoulement mobilise toute la couche selon un profil de vitesse bouchon.

compaction, *Staron and Hinch* [2006] ont démontré, en particulier, que la longueur de runout est conditionnée par la dynamique d’effondrement vertical de la colonne.

Raisonnement dimensionnel

Nous allons à présent montrer qu’on peut expliquer partiellement les lois de puissance (2.7) et (2.9) sur la base d’un raisonnement dimensionnel⁸. Notre raisonnement s’appuie sur une observation expérimentale : L’écoulement peut être divisé en deux étapes successives. Une première étape d’une durée de l’ordre de $0.6\tau_c$ qui voit l’effondrement de la colonne et la formation d’un tas de forme conique ou triangulaire (suivant la géométrie d’écoulement). Une seconde étape d’une durée de l’ordre de $2.5\tau_c$ au cours de laquelle ce tas triangulaire (ou conique) s’étale. L’essentiel de la distance de runout (85 à 90%) est parcourue au cours de cette seconde étape. C’est donc cette dernière que nous allons tenter de décrire en considérant l’étalement d’une masse granulaire de forme triangulaire dans un canal rectangulaire (fig. 2.9a).

Nous allons commencer par appliquer la conservation de la quantité de mouvement horizontale à un volume élémentaire de matériel granulaire de largeur W , de longueur δ et d’épaisseur h localisé au voisinage du front d’avalanche (fig. 2.9a). Les mesures de profil de vitesse montrent qu’au voisinage du front, l’écoulement mobilise l’ensemble de la couche granulaire suivant un écoulement bouchon. La conservation de la quantité de mouvement dans cette région se réduit donc à un équilibre entre accélération, force de friction basale et force F_x liée à la contrainte normale exercée le long de la face gauche du

⁸En l’absence de théorie physique des écoulements granulaires (cf annexe 1 pour un bref état des lieux de la physique des écoulements granulaires), le raisonnement dimensionnel est tout ce qu’il nous reste pour éclaircir un peu les mécanismes à l’oeuvre dans nos expériences et dans la nature.

volume considéré :

$$\frac{d(mU)}{dt} = (F_x - \mu mg) \quad (2.10)$$

où U est la vitesse du front d'avalanche, $m = 1/2\rho_0Wh\delta$ est la masse du volume élémentaire et μ est le coefficient de friction. Si l'on suppose que la pression est hydrostatique et que les contraintes normales verticale et horizontale sont proportionnelles, on obtient :

$$F_x = W \int_0^h K\rho_0gzdz = W\frac{K}{2}\rho_0gh^2 \quad (2.11)$$

où K est le coefficient de Rankine.

Le profil de vitesse ou niveau du front d'avalanche étant bouchon, la masse m du volume élémentaire est conservée. Les équations (2.10) et (2.11) conduisent donc à :

$$\frac{dU}{dt} = \frac{d^2L}{dt^2} = g \left(K\frac{h}{\delta} - \mu \right) \quad (2.12)$$

où $L(t)$ est la position du front d'avalanche. En suivant le même raisonnement, on obtient la même équation en géométrie axisymétrique. Il est important de noter que l'équation (2.12) n'est valable qu'au voisinage du front d'avalanche. Dans le reste du tas, l'écoulement est localisé dans une couche de surface et notre modèle devrait être modifiée pour tenir compte des échanges possibles de matière et de quantité de mouvement entre la couche statique et la couche en écoulement.

Cas des grands rapports d'aspect ($a \gg \mu$)

Dans le cas d'un grand rapport d'aspect, la masse granulaire est de forme triangulaire (ou conique)⁹. On a donc $h/\delta = H(t)/L(t)$ de sorte que :

$$\frac{d^2L}{dt^2} = g \left(K\frac{H(t)}{L(t)} - \mu \right), \quad (2.13)$$

où $H(t)$ est la hauteur du tas granulaire à l'instant t . La conservation de la masse donne :

$$H(t).L(t)^n = \alpha H_i L_i^n \quad (2.14)$$

avec $\alpha = 2$ and $n = 1$ en canal rectangulaire et $\alpha = 3$ et $n = 2$ en géométrie axisymétrique. En combinant les équations (2.13) et (2.14), on obtient finalement :

$$\frac{d^2L}{dt^2} = g \left(\alpha K \frac{a}{(L/L_i)^{n+1}} - \mu \right) \quad (2.15)$$

qui décrit la propagation du front d'avalanche. Pour $a \gg \mu$, l'équation (2.15) se simplifie :

$$\frac{d^2L}{dt^2} = g\alpha K \frac{a}{(L/L_i)^{n+1}} \quad (2.16)$$

⁹Cette hypothèse de calcul est justifiée quantitativement par les expériences dans [Lajeunesse et al., 2005].

Dimensionnellement, cette équation (2.20) conduit à :

$$\Delta L \propto gK\tau_c^2 \frac{a}{(\Delta L/L_i)^{n+1}} \quad (2.17)$$

ce qui donne finalement :

$$\frac{\Delta L}{L_i} \propto a^{\frac{2}{n+2}} \propto \begin{cases} a^{\frac{2}{3}} & \text{en canal rectangulaire} \\ a^{\frac{1}{2}} & \text{en géométrie axisymétrique,} \end{cases} \quad (2.18)$$

en accord avec les lois d'échelle mesurées expérimentalement (see figure 2.7).

Cas des faibles rapports d'aspect ($a \ll \mu$)

Dans le cas des faibles rapports d'aspect, la hauteur du tas reste constante au cours du temps. On a donc $h/\delta = H_i/L(t)$ de sorte que :

$$\frac{d^2L}{dt^2} = g \left(K \frac{H_i}{L} - \mu \right) = g \left(K \frac{a}{L/L_i} - \mu \right) \quad (2.19)$$

Pour $a \ll \mu$, on obtient donc dimensionnellement :

$$\frac{\Delta L}{L_i} \propto a \quad (2.20)$$

en accord avec les observations expérimentales pour $a \lesssim 3$ (Fig. 2.7).

Discussion

Le raisonnement dimensionnel que nous venons d'effectuer permet d'éclaircir l'origine physique des exposants des lois de puissance et de distinguer deux régimes asymptotiques : l'écoulement est dominé par la friction à faible rapport d'aspect et par le gradient de pression à fort rapport d'aspect. L'influence de la géométrie est encodée dans la conservation de la masse et ne se fait sentir qu'aux grands rapports d'aspects.

Ce modèle est évidemment trop simpliste pour décrire l'ensemble de l'écoulement. La dynamique d'effondrement de la colonne, qui impose la durée caractéristique d'écoulement τ_c , joue un rôle fondamental dans la sélection de la longueur de runout ΔL comme l'ont également souligné les travaux de *Staron and Hinch* [2006]. Sa description échappe cependant totalement au modèle précédent et reste un enjeu majeur pour établir une description théorique complète de l'effondrement des colonnes de grains.

2.1.4 Quid des évènements naturels ? Le cas des glissements martiens !

Nos expériences de laboratoire montrent que, dans une géométrie d'écoulement simplifiée de type effondrement de colonne, la distance de runout et la hauteur du dépôt,

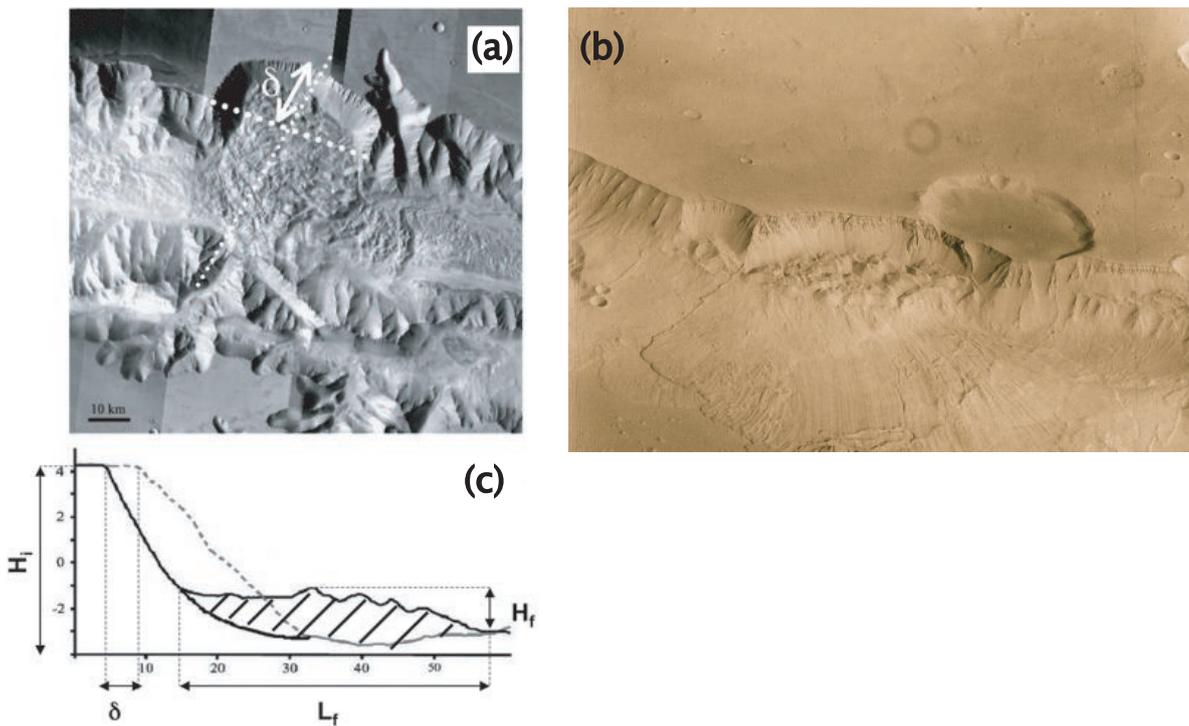


FIG. 2.10 – (a) Glissements de terrain sur les flancs du canyon de Valles-Marineris (Mars). Cette image a été obtenue en combinant plusieurs images prises par l’instrument ”Thermal Emission Imaging Spectrometer” embarqué dans la sonde Mars Odissey 2001 (NASA). L’échelle en bas à gauche donne la mesure du glissement. (Voir *Quantin et al.* [2004] pour plus de détails). (b) Autre glissement dans la même région. La surface recouverte par ce dernier correspond à peu près à 16 fois la surface de Paris. (c) Profil topographique le long de la ligne pointillée de la figure 2.10 a. La courbe en traits pleins correspond à la topographie post-glissement actuelle. La courbe en traits pointillés est une estimation de la géométrie pré-glissement. L_i est estimé à partir de l’épaisseur δ de la niche d’arrachement. H_i , H_f et ΔL sont mesurés à partir de la comparaison entre géométrie avant et après glissement.

convenablement renormalisées, sont contrôlées par le rapport d’aspect de la zone qui s’effondre. Le volume n’influence donc pas directement la longueur de runout¹⁰ contrairement aux prédictions de la loi de Heim. L’étape suivante était donc de tester la validité des lois dérivées des expériences sur des cas de glissements naturels. Pour ce faire, nous avons besoin d’un jeu de données naturelles qui répondent à plusieurs critères :

- un nombre d’événements suffisamment important pour être pertinent du point de vue statistique,
- une topographie la plus proche possible de nos expériences, i.e. une situation de type ”effondrement de falaise” pour laquelle la masse écroulée s’étale sur une surface à peu près horizontale,
- des conditions géologiques (lithologie, mode de déclenchement, ...) les plus ho-

¹⁰Plus précisément, son influence est encodée dans la renormalisation par rapport à L_i .

mogènes possibles pour éviter la multiplication des paramètres de contrôle susceptibles de "brouiller le signal".

Paradoxalement, c'est sur Mars que nous avons trouvé le jeu de données le plus adapté à notre problème! *Quantin et al.* [2004] ont récemment publié une analyse de la géométrie 3D d'une cinquantaine de glissements localisés sur Mars, le long des murs des canyons de Valles-Marineris ¹¹. Les glissements de Valles-Marineris (VM) sont caractérisés par de larges niche d'arrachement circulaires (fig. 2.10 a et b) qui recoupent les bords du canyon permettant une bonne identification de la surface de rupture. Les volumes des glissements sont énormes comparés aux standards terrestres puisqu'ils varient de la dizaine au millier de km^3 avec des épaisseurs de dépôt comprises entre de 0.1 et 2 km. Quant aux distances de runout, elles peuvent atteindre 80 km avec des descentes verticales qui vont jusqu'à 8 km. Plusieurs mécanismes tels que l'altération, l'augmentation de la pression de pore ou des séismes ont été proposés comme déclencheurs possibles des glissements de VM. Retenons que l'analyse de la stabilité des pentes de VM par *Schultz* [2002] montre que des secousses sismiques permettent d'initier l'effondrement de murs basaltiques altérés et secs le long d'une surface de rupture unique et profonde. Ce modèle est cohérent avec nos connaissances actuelles de la lithologie de VM [*Bandfield et al.*, 2000].

Depuis les premières images rapportées par les sondes Viking, les glissements de VM ont fait l'objet de nombreuses controverses comme indices potentiels de la présence d'eau liquide à un moment donné de l'histoire de Mars. *Luchitta* [1979] interprète les glissements de VM comme des dépôt de coulées de débris liquides tandis que *Mcewen* [1989] les considère comme des avalanches de roches sèches. Différentes rhéologies (rhéologie de Bingham, rhéologie coulombienne, fluidisation acoustique) ont été testées numériquement mais aucune ne reproduit les dépôts de façon satisfaisante [*Harrison and Grimm*, 2003]. Plus récemment, *Bulmer and Zimmerman* [2005] ont même proposé de réinterpréter les glissements de VM comme le résultat d'une lente reptation de la masse rocheuse. Notons enfin que les glissements martiens sont souvent considérés comme un des meilleurs exemples de la loi de Heim. Pourtant, lorsqu'on examine de près la relation entre mobilité et volume pour les glissements de VM, on constate une énorme dispersion des données notamment le long de l'axe des volumes (fig. 2.11). La nature des glissements de VM et des mécanisme contrôlant leur runout reste donc un sujet de débat.

Nos expériences de laboratoire présentent bien sur plusieurs différences importantes avec les glissements de VM :

- Elles impliquent des volumes de l'ordre de $10^{-3}m^3$ alors que ces derniers peuvent atteindre $10^{12}m^3$ sur Mars.
- Les expériences ont été réalisées avec un milieu granulaire sec et monodisperse. De son côté, la granulométrie des glissements de VM ressemble probablement à celle des avalanches de débris terrestres qui mettent en jeu des grains dont la taille varie depuis celles des argiles jusqu'aux blocs de de quelques dizaines de mètres [*Iverson*, 1997].

¹¹grâce aux données du "Mars Orbiter Laser Altimeter" et aux images prises par la sonde Viking, le "Thermal Emission Imaging Spectrometer" et la "Mars Orbiter Camera"

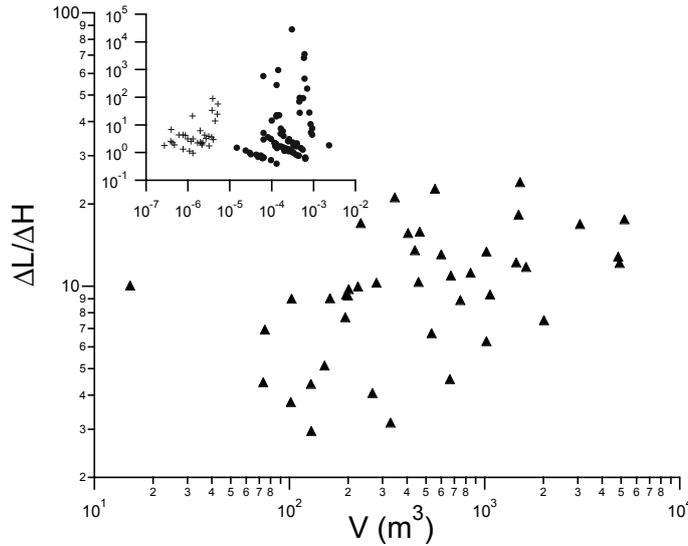


FIG. 2.11 – Mobilité $\Delta L/\Delta H$ des glissements de Valles-Marineris en fonction de leur volume V (Données de *Quantin et al.* [2004]). En insert : la même courbe pour les données issues de nos expériences d’effondrement de colonnes granulaires. Les cercles et les croix correspondent respectivement aux expériences en géométrie axisymétrique et en canal 2D.

- La topographie des glissements martiens diffère de la configuration expérimentale. En particulier, la pente moyenne des murs des canyons de VM avant glissement est de l’ordre de 30° alors que nos expériences mettent en jeu des colonnes verticales.
- Les mécanismes de ruptures sont différents.
- Notons enfin que le matériel granulaire composant les glissements de VM résulte probablement de la fragmentation du mur rocheux durant les premiers moments de l’effondrement, comme c’est également souvent le cas sur Terre [*Killburn, 1998*].

Malgré toutes ces différences, les expériences de laboratoire comme les glissements de VM mettent en jeu l’étalement d’une masse granulaire sur une surface quasi-horizontale. C’est ce qui nous a conduit à tester les lois d’échelle expérimentales sur les glissements de VM, dans le cadre d’une collaboration avec Cathy Quatin, Christophe Delacourt et Pascal Allemand du Laboratoire de Sciences de la Terre de l’Université de Lyon 1 qui a conduit à une publication [*Lajeunesse et al., 2006*]. Pour ce faire, il était nécessaire d’estimer H_i , L_i , H_f et ΔL à partir des données de terrain, ce qui suppose de connaître la géométrie pré-glissement. Cette dernière a été reconstituée par *Quantin et al.* [2004] à partir de deux profils topographiques à travers des murs de canyons intacts de part et d’autres de chaque glissement (cf fig. 2.10 a et c). Pour réduire la dispersion liée aux différences de topographie (forme de niche d’arrachement, pente, ...) d’un glissement à l’autre, nous avons effectué une moyenne glissante des données.

Les données ainsi obtenues sont tracées en fonction du rapport d’aspect sur la figure 2.12. Le résultat est assez frappant. Les données martiennes se regroupent sur des courbes

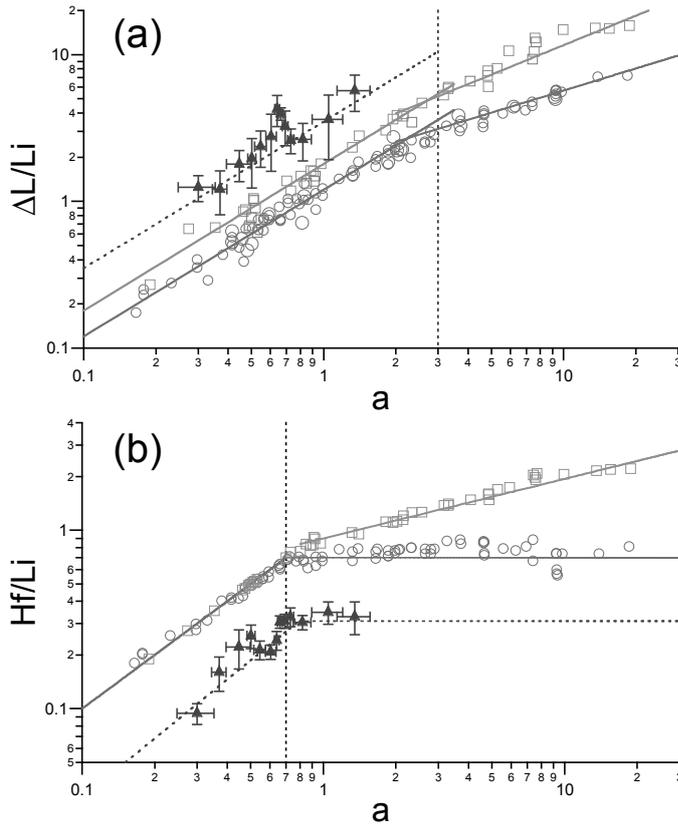


FIG. 2.12 – (a) Longueur de runout normalisée $\Delta L/L_i$ et (b) hauteur de dépôt normalisée $\Delta H/L_i$ en fonction du rapport d'aspect a . Les cercles et les carrés correspondent aux expériences d'effondrement de colonnes granulaire en géométrie axisymétrique et en canal 2D. Les triangles correspondent à une moyenne glissante effectuée sur les données des glissements de Valles-Marineris.

maîtresses (avec une faible dispersion en comparaison de la loi de Heim) et suivent des lois de puissance similaire à celles établies à partir des expériences menées en géométrie axisymétrique. Il y'a bien sur un décalage systématique entre données expérimentales et martiennes. Mais il peut s'expliquer par plusieurs facteurs : différence de géométrie, de mécanisme d'initiation de l'écoulement, de propriétés de friction des matériaux granulaires, ... La composition granulométrique peut également influencer fortement la longueur de runout comme l'ont récemment montré *Linares-Guerrero et al.* [2007] et *Phillips et al.* [2006].

2.1.5 Conclusions et perspectives

Nous avons donc montré, par analogie avec des expériences de laboratoire, que la distance de runout et la hauteur des dépôts des glissements de VM (convenablement normalisés) dépendent au premier ordre du rapport d'aspect de la masse de roches mobilisée. Ce résultat a plusieurs implications importantes :

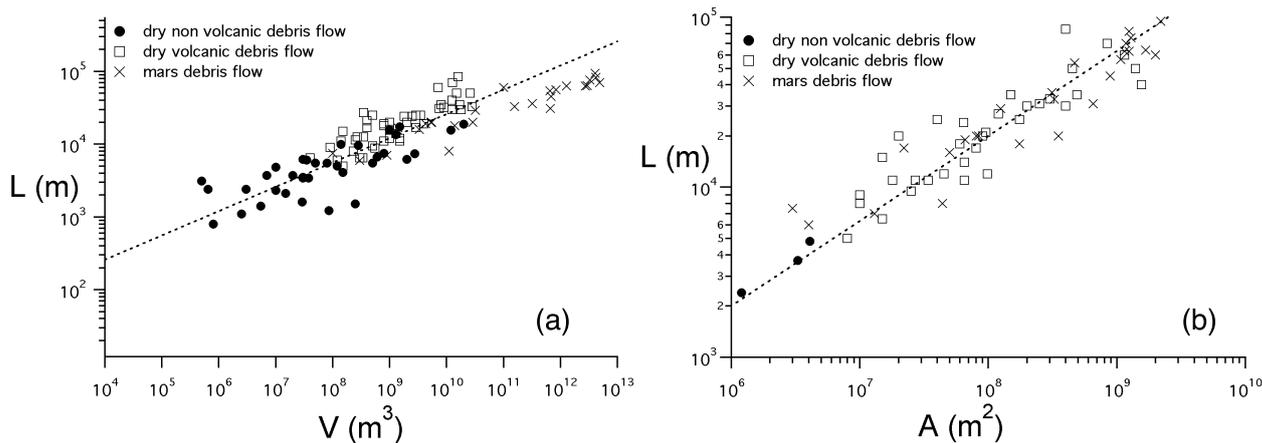


FIG. 2.13 – (a) Longueur de runout en fonction du volume mobilisé. La droite en traits pointillés correspond à un ajustement des données par une loi de puissance en $V^{1/3}$. (b) Longueur de runout en fonction de l’aire inondée par le glissement. La droite en traits pointillés correspond à un ajustement des données par une loi de puissance en $A^{1/2}$. Données de *Luchitta* [1978]; *Siebert* [1984]; *Hewitt* [1988]; *Mcewen* [1989]; *Hayashi and Self* [1992].

1. Il suggère que tout éventuel fluide interstitiel a joué un rôle négligeable dans la dynamique des glissements de VM, en accord avec l’interprétation de *Mcewen* [1989].
2. Il suggère que la notion de mobilité, pourtant employée par l’ensemble de la communauté, n’est pas un bon outil de caractérisation la dynamique des glissements.
3. Il remet en question la validité de la loi de Heim en lui substituant un autre mode de représentation et de normalisation des données qui s’appuie sur des bases physiques et conduit à un meilleur regroupement des données.
4. Il démontre enfin, pour la première fois, la possibilité d’extrapoler les résultats obtenus sur des écoulements granulaires de laboratoire à l’échelle des glissements naturels.¹²

Malgré ces avancées, beaucoup reste à faire et il me semble nécessaire de poursuivre les travaux précédents selon les axes suivants :

- La dynamique d’effondrement de la colonne joue un rôle primordial dans la sélection de la longueur de runout en transférant de la quantité de mouvement verticale vers de

¹²Ce dernier point semblera trivial à tous les spécialistes de la Terre Interne qui pratiquent depuis longtemps l’analyse dimensionnelle et ont pris l’habitude de ”rescaler” des phénomènes tels que la convection depuis l’échelle du laboratoire vers celle du manteau terrestre. Cette pratique n’est cependant pas encore communément admise par la communauté de la ”Terre Externe”. A titre d’exemple, je citerai simplement l’argument que nous a opposé un referee lors du processus de review de notre article. Ce dernier disait en substance que ”des expériences de laboratoire ne peuvent pas capturer la dynamique des avalanches de roches naturelles puisqu’il est bien connu que le mécanisme responsable de l’augmentation de la longueur de runout ne se manifeste que pour des volumes suffisamment importants et donc irréalisables en laboratoire”.

la quantité de mouvement horizontale. Le processus à l'oeuvre reste cependant mal compris et nécessite une étude approfondie, pour laquelle la simulation numérique à base d'éléments discrets me semble l'approche la mieux adaptée. Il me paraît donc important de poursuivre les travaux initiés par *Staron and Hinch* [2006].

- Nos expériences ont montré que l'écoulement ne mobilise pas l'ensemble de la masse granulaire qui se divise entre une couche de surface en écoulement au dessus d'une couche statique plus épaisse. L'échange de quantité de mouvement et de grains entre ces deux couches, et de manière plus générale, le problème de la transition solide/liquide dans les milieux granulaires va donc jouer un rôle important dans la dynamique d'étalement. Nous avons également abordé ce problème dans le cadre de deux études expérimentales réalisées au cours de la thèse de Stéphanie Deboeuf et qui font l'objet de la prochaine section [*Deboeuf et al.*, 2003, 2006].
- Les lois empiriques que nous avons définies expérimentalement ne s'appliquent qu'à une configuration topographique de type effondrement de falaise comme c'est le cas pour les glissements de VM. De nombreux glissements correspondent cependant à la situation décrite sur le schéma 2.1 a pour laquelle le rapport d'aspect de la masse granulaire ne semble plus un paramètre pertinent. *Staron* [submitted] a cependant récemment suggéré une généralisation des lois d'échelle (2.7) et (2.9) pour ce type de configuration. A partir de simulations numériques basées sur les éléments discrets, elle a montré que la longueur de runout vérifie alors la relation suivante :

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \lambda(\mu) \frac{H}{L_0} \quad (2.21)$$

où L_0 est la distance horizontale parcourue par l'avalanche le long de la pente avant d'atteindre un sol horizontal et H est la hauteur descendue par l'avalanche (cf Fig. 2.1 a). $\lambda(\mu)$ est un coefficient qui dépend du coefficient de friction entre grains mais ne dépend pas du volume de l'avalanche. Dans cette situation, le runout est donc encore une fois fonction de la topographie initiale et des propriétés de friction. Les prédictions numériques de *Staron* [submitted] n'ont pas encore été testées sur des données de terrain. Nous sommes actuellement en train d'y travailler en collaboration avec Lydie Staron.

- Notons enfin que les résultats que nous avons présentés ici ne sont valables que dans le cas d'avalanches sèches pour lesquelles le fluide interstitiel joue un rôle négligeable. Une dynamique d'écoulement de type coulée de débris, fortement influencée par de l'eau interstitielle est difficile à reproduire à l'échelle du laboratoire pour des raisons discutées par [*Iverson et al.*, 2004]. Pour ce type de phénomènes, les approches les plus appropriées restent, à mon avis, la mesure de terrain [*McArdell et al.*, 2007] et l'expérimentation grande échelle sur des dispositifs de plusieurs dizaines de mètres de long tels que ceux développés par l'USGS [*Major*, 1997; *Iverson*, 1997]. Nous n'avons pas les moyens (ni l'envie) de nous lancer dans l'expérimentation grande échelle. Le développement de mesures de terrain sur des coulées de débris fait par contre partie des projets que nous sommes en train de mettre en place dans le cadre du chantier érosion que nous développons en Guadeloupe.

Pour finir, j'aimerais revenir sur la loi de Heim. Bien que j'ai consacré l'essentiel des pages précédentes à contester cette dernière, la figure 2.1 b montre de façon indéniable une augmentation de la longueur de runout avec le volume. Les données sont fortement dispersées mais la corrélation existe. Peut on alors l'expliquer? Un examen attentif des données terrestres révèle que le volume des glissements varie typiquement entre $10^6 m^3$ and $10^{13} m^3$, le runout ΔL entre $10^2 m$ and $10^5 m$ et la hauteur descendue H entre $10^2 m$ and $10^3 m$. Mon sentiment est que la loi de Heim qui consiste à tracer $\Delta L/H$ en fonction de V revient en fait à tracer ΔL (qui couvre trois ordres de grandeur) en fonction de V (qui couvre sept ordres de grandeur) avec une dispersion ajoutée par ΔH (qui couvre moins d'un ordre de grandeur). Sur une échelle logarithmique, un tel graphique ne peut conduire qu'à un alignement grossier des données. Pour résumer, je pense que tracer ΔL en fonction de V conduit à un meilleur alignement des données que $\Delta L/H$ en fonction de V . C'est effectivement le cas comme le prouve la figure 2.13 a. Il est notamment remarquable de constater que les données correspondant aux avalanches de débris volcaniques, non volcaniques et martiens se regroupent sur la même courbe maîtresse lorsqu'on trace ΔL en fonction de V (fig. 2.13 a) alors qu'elles forment trois courbes distinctes dans le cadre de la loi de Heim (fig. 2.1 b). Plus remarquable encore, les figures 2.13 a et b montrent que $\Delta L \propto V^{1/3}$ et $\Delta L \propto A^{1/2}$, A étant la surface du dépôt. Ces résultats suggèrent que la corrélation grossière entre runout et volume est un simple effet géométrique lié à la conservation du volume pendant l'étalement de la masse de débris sans connexion avec la dynamique d'écoulement qui dépend, quant à elle, du rapport d'aspect et des propriétés de friction du matériel. Lydie Staron et moi même sommes actuellement en train de tester cette idée en utilisant données de terrain et simulations numériques discrètes.

2.2 Autochenalisation des écoulements naturels et formation des levées

2.2.1 Problématique

L'étude de la longueur de runout des avalanches de débris a souligné l'importance du rôle de la transition solide/liquide. Au delà du problème de la longueur de runout, cette transition joue également un rôle important dans l'autochenalisation, la sélection de largeur et le lien entre forme du dépôt et dynamique d'écoulement de divers types d'écoulements granulaires géophysiques (avalanches et coulées de débris, écoulements pyroclastiques, ...) illustrés sur la figure 2.14. La description physique de cette transition reste cependant un problème ouvert : cette dernière est en effet difficile à étudier expérimentalement puisque, par essence, elle est transitoire et rapide.

La thèse de Stéphanie Deboeuf a été l'occasion d'étudier cette transition à travers deux configurations expérimentales différentes. La première configuration a consisté à étudier la relaxation post-avalanche d'un "tas de billes" confinées en tambour tournant. Ce travail réalisé en collaboration avec Eric Bertin et Olivier Dauchot (SPEC, CEA) a montré que la relaxation d'un tas après avalanche met en jeu deux mécanismes aux dynamiques très

différentes : une relaxation exponentielle rapide liée au déplacement de grains isolés et une dynamique intermittente de réactivation liée à des mouvements corrélés de "paquets de grains". Sous l'effet de la compétition entre ces deux dynamiques, la relaxation d'un tas après une avalanche s'effectue sur un temps très long (jusqu'à 1000s). Cette première étude était plutôt centrée sur des questions de physique fondamentale un peu éloignée des problématiques de Sciences de la Terre que j'ai tentées de soulever au premier chapitre. J'ai donc choisi de ne pas la discuter dans ce mémoire et de renvoyer le lecteur intéressé à la publication issue de ce travail [Deboeuf et al., 2003].

Nous allons discuter ici la seconde configuration étudiée par Stéphanie, celle des écoulements granulaires non confinés sur plan incliné. Cette seconde étude, réalisée en collaboration avec Olivier Dauchot et Bruno Andréotti (PMMH, ESPCI) a conduit à une publication [Deboeuf et al., 2006]. Elle s'inscrit dans la continuité du travail de *Felix and Thomas* [2004a] qui ont démontré la possibilité de reproduire en laboratoire des levées comparables à celles souvent observées dans les dépôts de coulées de débris naturelles.

2.2.2 Etude expérimentale

Écoulements granulaires sur plan incliné

Avant de détailler nos expériences, il est nécessaire de faire quelques rappels sur l'état de nos connaissances en matière d'écoulements granulaires secs denses¹³. L'écoulement sur plan incliné est une configuration idéale pour l'étude de la rhéologie des écoulements granulaires denses (Fig. 2.15a). Dans le cas des écoulements stationnaires et homogènes, des expériences ont montré l'existence d'une hauteur minimale $h_{stop}(\theta)$ en dessous de laquelle aucun écoulement n'est possible, et d'une hauteur maximale $h_{start}(\theta)$ au dessus de laquelle une couche statique se met spontanément à couler [Pouliquen, 1999]. $h_{stop}(\theta)$ et $h_{start}(\theta)$ sont fonctions de l'inclinaison θ du plan et l'état de l'écoulement dépend de sa position dans l'espace des paramètres (h, θ) (Fig. 2.15b).

Dans le cas des écoulements stationnaires homogènes, plusieurs études expérimentales ont montré que vitesse moyenne et épaisseur de l'écoulement sont liées l'une à l'autre par une "règle d'écoulement" [Pouliquen, 1999; Silbert et al., 2003; GDR-Midi, 2004] de la forme :

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}(\theta)} + \alpha \quad (2.22)$$

où α et β sont des coefficients qui dépendent (sans qu'on sache exactement comment) du type de grain et du substratum.

Dans le cas de billes de verre coulant sur un plan incliné recouvert de billes de verre collées, $\alpha = 0$. Dans ce cas, la loi d'écoulement est compatible avec une rhéologie locale [GDR-Midi, 2004; Jop et al., 2006]. Cette rhéologie locale, qui prédit correctement la forme du profil de vitesse sur plan incliné, a été validée dans des configurations d'écoulement variées : écoulements non stationnaires et non uniformes sur plan inclinés ou écoulements

¹³Je me contente ici d'un résumé très succinct. L'appendice A est consacrée à un résumé (à peine) moins succinct de nos connaissances en matière d'écoulements granulaires secs.

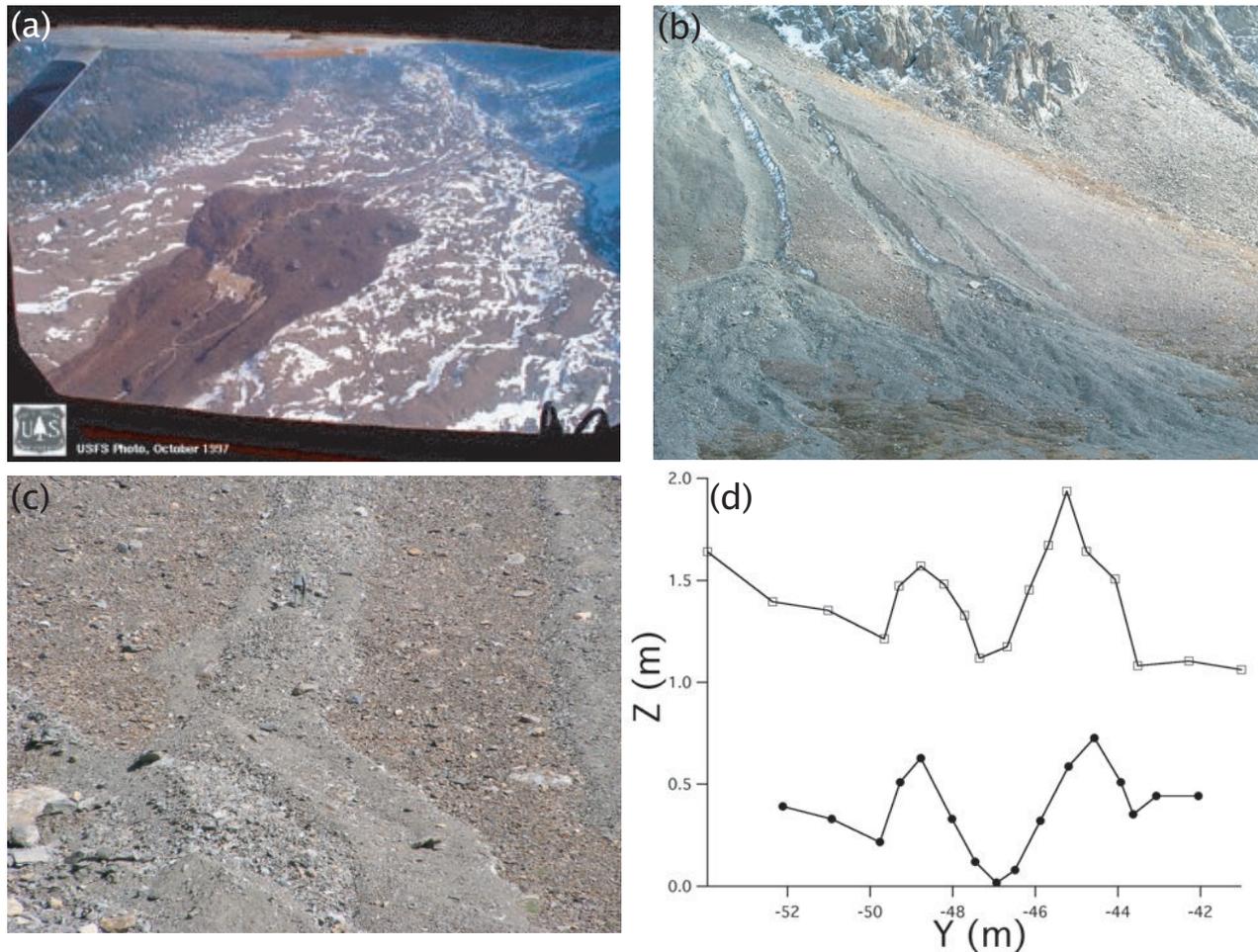


FIG. 2.14 – (a) Dépôt d’une avalanche de débris au Mont Adams, Etat de Washington 20 octobre 1997. (Photo USFS). (b) Dépôts d’avalanches de débris le long de cônes d’alluvions (Vallée glaciaire de la Urumqi He, Chaîne du Tian-Shan, Chine). (c) Zoom sur un des dépôts de l’image précédente. Le personnage donne l’échelle. (d) Deux profils transverses d’élévation mesurés sur le dépôt de l’image précédente montrant la forme des levées.

sur fond meuble [Pouliquen and Forterre, 2002; Forterre and Pouliquen, 2003; GDR-Midi, 2004; Jop et al., 2005]. Elle a même été récemment étendue à trois dimensions [Jop et al., 2006]. Cependant, cette rhéologie locale ne prédit pas l’arrêt de l’écoulement observé pour $h = h_{stop}$. Elle n’est donc pas en mesure de décrire la transition solide / liquide des milieux granulaires qui reste un enjeu majeur de recherche.

Dispositif expérimental

Notre dispositif expérimental, décrit sur la figure 2.15 a, consiste en un plan inclinable de dimensions $300 \times 60 \text{ cm}^2$, couvert de papier de verre, dont l’inclinaison θ peut être varié entre 24 et 34° . Le matériel granulaire, un mélange légèrement polydisperse de billes de verre de diamètre $d = 350 \pm 50 \mu\text{m}$, est relâché depuis un réservoir localisé en haut du plan, grâce à une porte de largeur et de hauteur réglables. Ce dispositif permet de générer

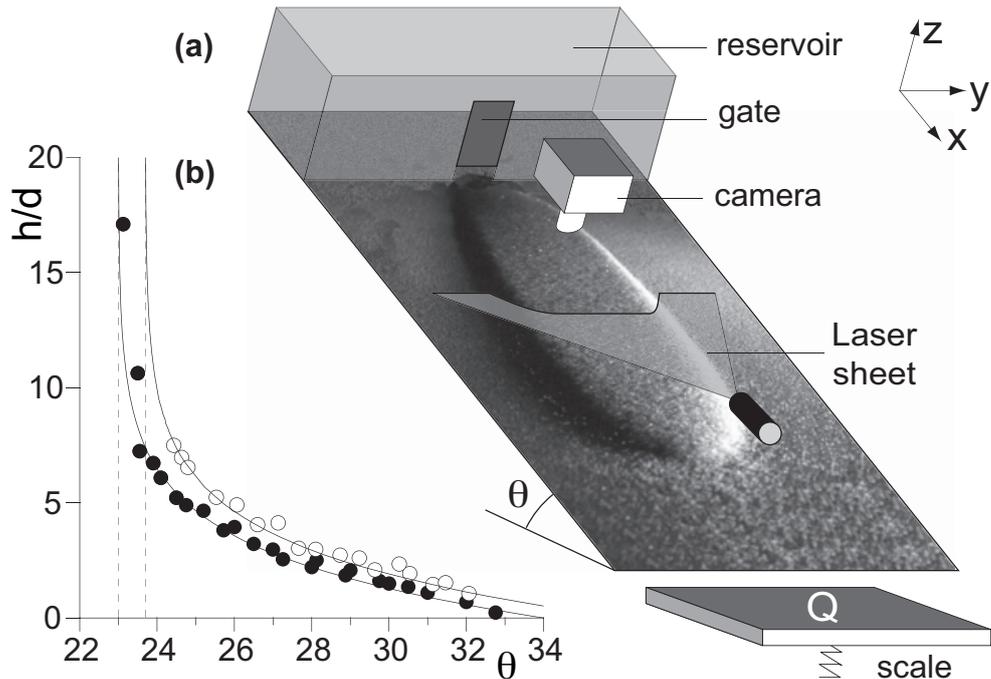


FIG. 2.15 – (a) Dispositif expérimental. (b) Courbes h_{stop} (●) et h_{start} (○) en fonction de θ pour le matériel granulaire utilisé expérimentalement.

des écoulements homogènes i.e. s'étalant sur toute la largeur du plan. Il permet aussi, en réduisant la largeur de la porte, de générer des écoulements non-confinés dont la largeur est toujours inférieure à celle du plan. Le débit massique de l'écoulement est mesuré grâce à un réservoir posé sur une balance dans lequel les grains tombent à la sortie du plan. La vitesse de surface des grains est mesurée par PIV et l'épaisseur de la coulée grâce à la déviation d'un faisceau laser. Enfin, une série d'écoulements homogènes ont permis de mesurer h_{stop} et h_{start} pour ce dispositif (fig. 2.15 b).

Phénoménologie de l'écoulement

Après ouverture de la porte du réservoir, on observe la formation d'un front d'avalanche qui descend le plan incliné à vitesse constante, laissant derrière lui une coulée uniforme dans la direction x (fig. 2.15 a). Les profils transverses d'épaisseur mesurés après que le front d'avalanche ait atteint l'extrémité du plan montrent que la coulée s'élargit au cours du temps (fig. 2.16 a). Cet élargissement de la coulée n'affecte pas le débit qui reste constant pendant toute la durée de l'écoulement. La hauteur centrale H converge rapidement vers une valeur asymptotique H_∞ sur un temps caractéristique de l'ordre de 100s (fig. 2.16 b). Sa largeur converge elle aussi vers une valeur asymptotique W_∞ mais sur un temps caractéristique beaucoup plus long (typiquement 3000s). H_∞ et W_∞ augmentent tous les deux avec Q mais leur rapport H_∞/W_∞ est indépendant de Q et décroît avec θ (fig. 2.17 a).

La comparaison des profils transverses d'épaisseur et de vitesse de surface montre que la coulée se sépare en une large zone d'écoulement centrale flanquée de deux berges statiques

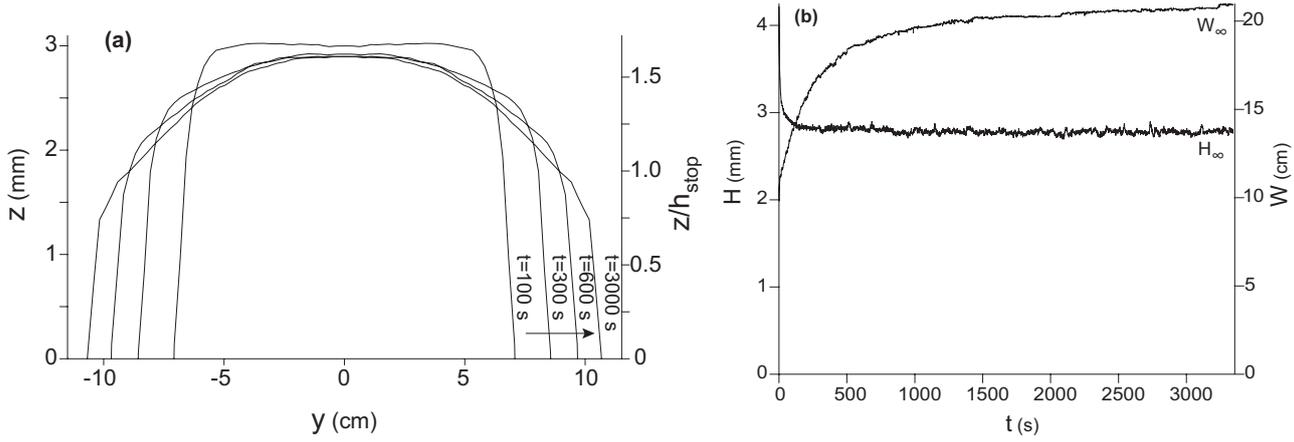


FIG. 2.16 – (a) Evolution au cours du temps du profil transverse de hauteur $h(y, t)$. (b) Evolution au cours du temps de la hauteur centrale H et de la largeur W de la coulée.

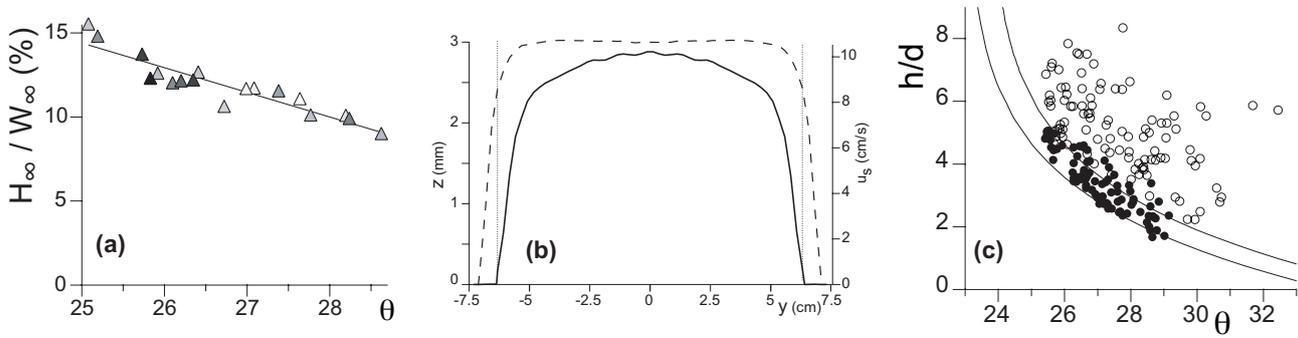


FIG. 2.17 – (a) Rapport d'aspect asymptotique de la coulée H_∞/W_∞ en fonction de la pente du plan pour des débits Q s'étalant entre 3 g/s (\triangle) et 30 g/s (\blacktriangle). (b) Profils de vitesse $u_s(y)$ (traits pleins) et d'épaisseur $h(y)$ (traits pointillés) pour $\theta = 25^\circ$, $Q = 25 \text{ g.s}^{-1}$ et $t = 150 \text{ s}$. (c) Epaisseur en fonction de la pente locale Φ dans les berges quasi-statiques (\circ) : $t < 2000 \text{ s}$, (\bullet) : état asymptotique. Les lignes en trait pleins correspondent à h_{stop} and h_{start} .

dont la largeur est de l'ordre de 5 mm. La pente de la surface libre des bords extérieurs des berges $\tan \Phi \equiv (\tan^2(\theta) + (\partial_y h)^2)^{1/2}$ est initialement suffisamment importante pour permettre l'étalement latéral de la coulée. Lorsqu'on considère l'espace des paramètres (h, Φ) , on s'aperçoit que les berges sont en effet initialement situées loin de la bande métastable $[h_{\text{stop}}, h_{\text{start}}]$. Mais elles convergent progressivement vers cette dernière au cours de la phase d'étalement jusqu'à l'atteindre dans l'état asymptotique (fig. 2.17 c). Cette observation indique clairement que la dynamique d'élargissement de la coulée est contrôlée par la nature de la transition solide/liquide.

Etude de la loi d'écoulement

Nous avons d'abord mis l'accent sur l'étude de la loi d'écoulement reliant vitesse, épaisseur et pente. Une première série d'expériences menées sur des écoulements station-

naires homogènes (couvrant toute la largeur du plan) conduit à une première observation intéressante (fig. 2.18a) :

- Pour $h/h_{stop} > 2$, on retrouve un résultat classique : le rapport entre vitesse de surface et vitesse moyenne vaut $\bar{u}/u_s = 3/5$ et la loi d'écoulement est décrite par l'équation (2.22) avec $\alpha = 0$ and $\beta = 0.134$.
- Pour $h/h_{stop} < 2$, la règle d'écoulement est modifiée : le rapport entre vitesse de surface et vitesse moyenne tend vers $\bar{u}/u_s = 1/2$ et on observe une déviation systématique vers des valeurs plus faible de $u_s/(gh)^{1/2}$. Cette observation expérimentale est d'ailleurs en accord avec les simulations numériques de *Silbert et al.* [2003] qui observent une transition vers un profil de vitesse linéaire au voisinage de la transition solide/liquide.

Il est difficile de générer des écoulements homogènes d'épaisseur faible de sorte que nous n'avons pas beaucoup de données permettant de confirmer cette seconde observation. Par contre, l'épaisseur des coulées non-confinées est naturellement très faible. La figure 2.18a (●) présente des données collectées dans la zone centrale de la coulée, où, par symétrie, l'écoulement est uniforme le long de la direction transverse. De manière remarquable, ces données établies pour différents θ , Q et t recoupent les mesures établies en écoulements homogènes et permettent d'étendre la loi d'écoulement vers des épaisseurs très faibles. Autrement dit, les écoulements auto-chenalisés constituent une configuration idéale pour mesurer la loi d'écoulement en faible épaisseur.

L'utilisation des deux configuration d'écoulements (homogènes et non-confinés) nous a donc permis d'établir la première détermination complète de la règle d'écoulement sur toute la gamme d'épaisseur :

$$\frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}(\theta)} \quad \text{pour } h/h_{stop} \geq 2 \quad (2.23)$$

$$\frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}} = \tilde{\beta} \left(\frac{h}{h_{stop}(\theta)} - 1 \right) \quad \text{pour } h/h_{stop} \leq 2 \quad (2.24)$$

avec $\tilde{\beta} = 0.219$ ¹⁴.

Ce résultat appelle quelques commentaires :

- Pour $h/h_{stop} \geq 2$, l'écoulement est gouverné par l'équation (2.23) compatible avec une rhéologie locale [*GDR-Midi*, 2004].
- Au contraire, l'équation (2.24) qui prévaut pour $h/h_{stop} \leq 2$ n'est pas compatible avec l'hypothèse d'une rhéologie locale¹⁵. Par contre, elle rend compte de la transition solide/liquide observé pour $h = h_{stop}$.
- *Nos observations expérimentales établissent donc l'existence d'une transition entre rhéologie locale et non locale au voisinage de la transition solide / liquide.* Elles suggèrent aussi que cette transition est gouvernée par le paramètre h/h_{stop} . Mais de

¹⁴Pour les écoulements auto-chenalisés, nous ne pouvons mesurer que la vitesse de surface. Le calcul de la vitesse moyenne se fait à partir de la vitesse de surface en supposant que $\bar{u}/u_s = 1/2$, comme observé dans le cas des écoulements homogènes.

¹⁵En tout cas, pas dans l'état actuel de nos connaissances.

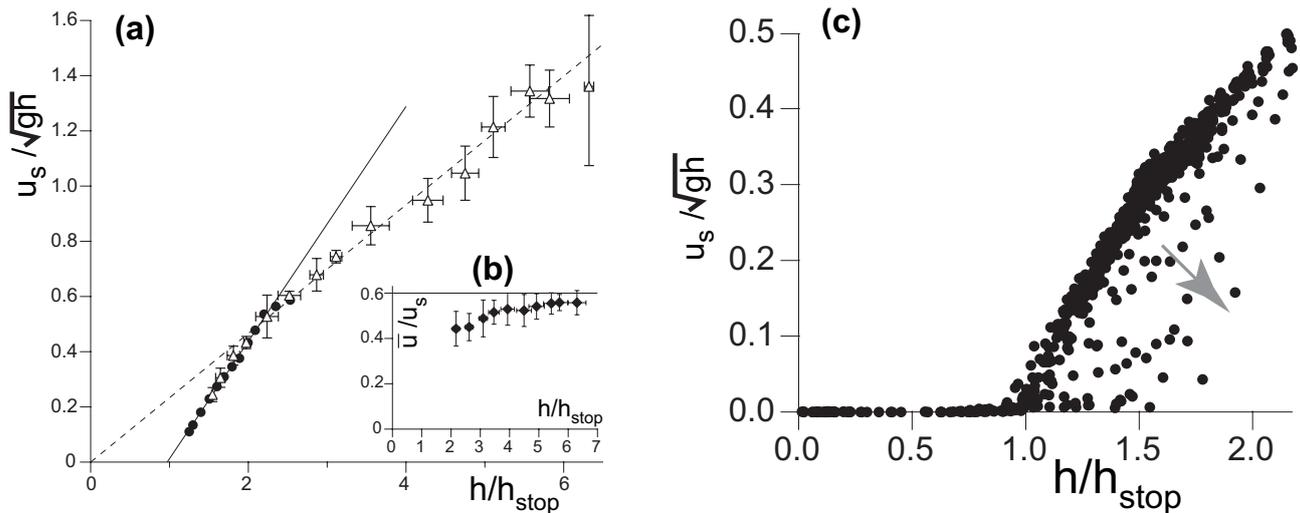


FIG. 2.18 – (a) Loi d’écoulement $u_s/(gh)^{1/2}$ vs h/h_{stop} : (Δ) données pour des écoulements homogènes, (\bullet) Données obtenues dans la région centrale des écoulements non confinés. Chaque point est une moyenne de plusieurs réalisations expérimentales et les barres d’erreur correspondent à l’erreur statistique. Les lignes en traits pleins et en traits pointillés correspondent respectivement à des ajustements des données par l’équation (2.22). (b) Rapport vitesse de surface / vitesse moyenne (\bar{u}/u_s) vs h/h_{stop} pour les écoulements stationnaires homogènes. (c) $u_s/(gh)^{1/2}$ vs h/h_{stop} , données mesurées sur toute la largeur de la coulée. La flèche illustre l’écart progressif des données à la loi d’écoulement observé lorsqu’on s’éloigne du centre de la coulée pour se rapprocher des bords.

nouvelles études utilisant d’autres matériaux granulaires seraient nécessaires pour le vérifier.

- Nous avons vérifié en menant des expériences avec des grains colorés que l’écoulement mobilise toute l’épaisseur de la coulée, que ce soit en écoulement homogène ou auto-confiné. La transition observée dans nos expériences ne correspond donc pas à la formation d’une sous-couche statique.

Écoulement au voisinage des berges

Au voisinage des berges, la coulée n’est plus homogène. Il n’y a donc aucune raison pour que les lois d’écoulement (2.23) et (2.24) s’appliquent dans cette région. Les mesures de vitesse de surface montrent effectivement que plus on se rapproche des berges et plus les lois d’écoulement (2.23) et (2.24) surestiment les valeurs du rapport $u_s/(gh)^{1/2}$. Une explication possible de cette déviation systématique de la loi d’échelle est la formation d’une couche de grains statique sous la couche de grains en écoulement.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une série d’expériences en appliquant le protocole suivant. On commence par générer un écoulement en utilisant uniquement des grains blancs. Après quelques minutes, l’écoulement est interrompu ce qui conduit à la formation d’un dépôt. Les grains blancs d’une mince tranche du dépôt sont enlevés et remplacés par des grains noirs (fig. 2.19a). L’écoulement est alors relancé avec le même

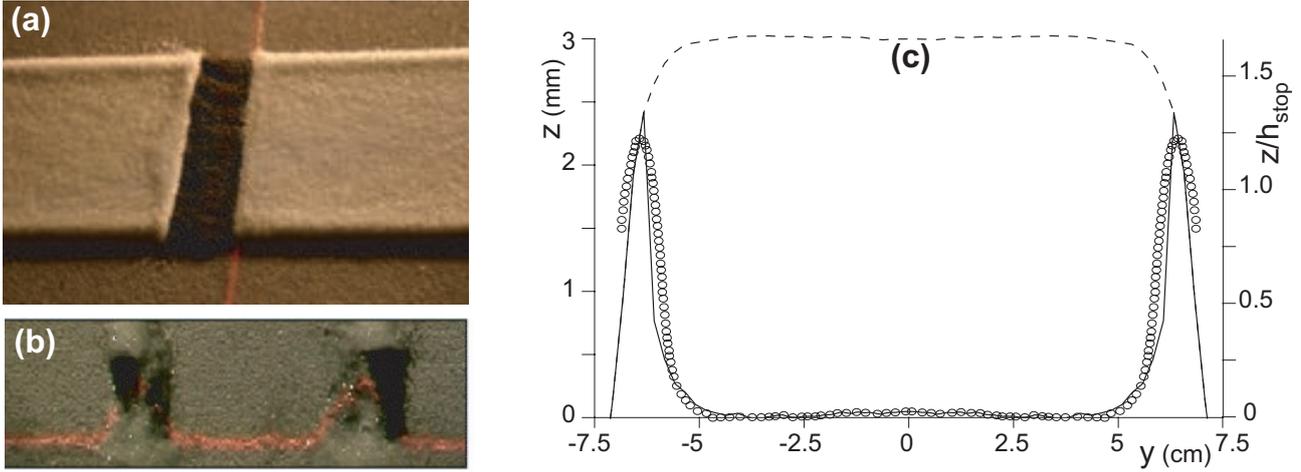


FIG. 2.19 – (a) et (b) Images illustrant la technique de mesure de l'épaisseur de la sous-couche statique. (c) Epaisseur de la sous couche statique Z reconstruite à partir des mesures de vitesse de surface (traits pleins) et mesurée directement (\circ). La courbe en traits pointillés donne l'épaisseur totale de la coulée.

débit. Les grains noirs localisés en surface sont emportés par l'écoulement (sauf bien sûr au niveau des berges statiques) et remplacés par des grains blancs. Après quelques minutes, l'écoulement est à nouveau interrompu. À l'aide d'un pinceau, on retire avec précaution les grains blancs couche après couche. Près du centre de la coulée, le dépôt est exclusivement composé de grains blancs, ce qui prouve que l'écoulement y mobilise toute l'épaisseur de la coulée. Au voisinage des berges, on observe au contraire la présence d'une mince couche de grains noirs restés piégés (fig. 2.19b). Cette observation confirme la formation d'une couche statique d'épaisseur $Z(y, t)$ en dessous de la couche en écoulement. Malgré le côté rudimentaire de notre méthode de mesure, l'interface entre grains noirs et blancs apparaît très nette (de l'ordre de 2 ou 3 grains). En utilisant la déviation du faisceau laser, on peut même la mesurer (cf. fig. 2.19c).

Nous savons à présent qu'au voisinage des berges la coulée d'épaisseur totale h se compose d'une couche statique d'épaisseur Z surmontée d'une couche en écoulement d'épaisseur R avec $h = Z + R$. Mais nous ne savons pas, a priori, quelle loi d'écoulement s'applique dans la couche mobile. On peut cependant facilement tester la validité des lois d'écoulement déterminées précédemment. Supposons en effet que la loi d'écoulement (2.24) s'applique dans la couche mobile (en remplaçant h par R). En utilisant les mesures expérimentales de vitesse, on peut calculer l'épaisseur de la couche mobile en résolvant :

$$R = h_{stop} \left(\frac{1}{\beta} \frac{\bar{u}}{\sqrt{gR}} + 1 \right) \quad (2.25)$$

et donc l'épaisseur de la couche statique $Z = h - R$. Le résultat de ce calcul est comparé aux mesures expérimentales de Z sur la figure 2.19c. L'accord est assez bon ce qui suggère que, *au premier ordre, la même loi d'écoulement s'applique que les grains coulent sur un fond rigide ou sur un fond meuble* à condition de l'appliquer à l'épaisseur en écoulement R au lieu de l'épaisseur totale h .

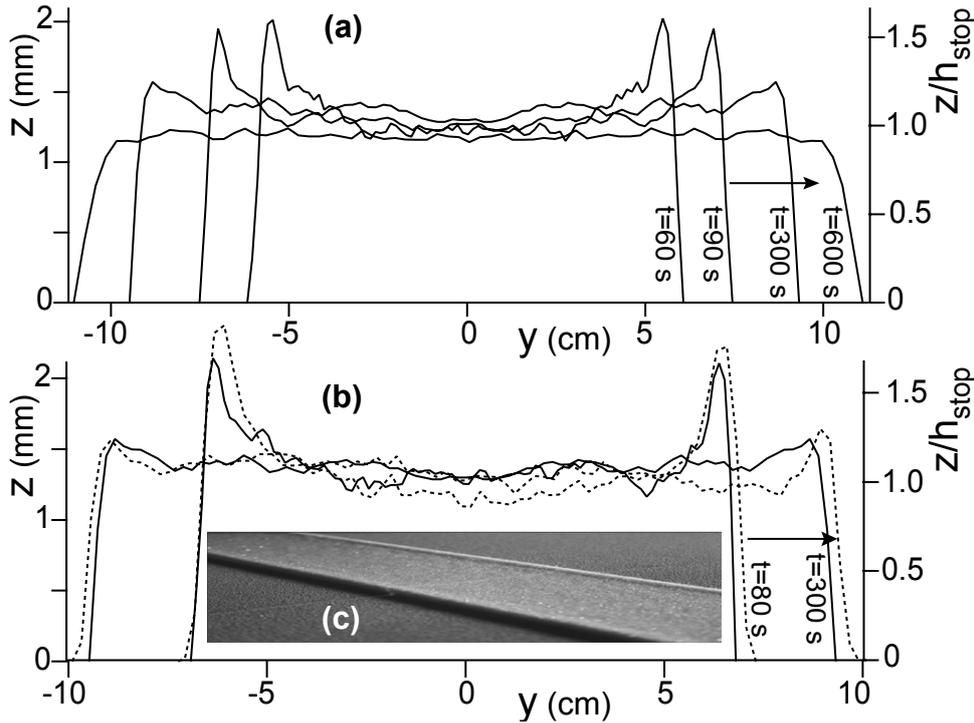


FIG. 2.20 – (a) Profils d'épaisseur du dépôt $h_{\text{dep}}(y)$ obtenu après différentes durées pour $Q = 25 \text{ g.s}^{-1}$, $\theta = 26^\circ$. (b) Comparaison entre les profils de dépôt (traits pleins) et prédits (traits pointillés). (c) Image d'un dépôt obtenu après interruption de l'écoulement.

Formation des levées

La méthode expérimentale utilisée dans la section précédente est trop intrusive et rudimentaire pour permettre de tester la loi d'écoulement de façon indéniable. Nous allons montrer à présent que l'étude de la forme des dépôts apporte une seconde preuve expérimentale plus satisfaisante. Dans nos expériences, l'écoulement est maintenu sur des temps longs et nous avons observé que la coulée s'élargit et converge progressivement vers un état asymptotique. De ce fait, la forme du dépôt dépend fortement de la durée de l'écoulement. Aux temps courts, les dépôts se composent d'une zone centrale plate d'épaisseur h_{stop} bordée par deux levées d'épaisseur supérieure à h_{stop} . Cette morphologie est similaire à celle observée pour des coulées pyroclastiques ou des avalanches de débris (fig. 2.20 a et c). Lorsqu'on augmente la durée d'écoulement, l'épaisseur des levées décroît jusqu'à disparaître : le dépôt correspondant à l'état asymptotique est plat !

Felix and Thomas [2004a] ont montré que les levées se forment par drainage de la partie centrale de l'écoulement, les berges restant statiques. La loi d'écoulement et l'existence d'une sous couche statique vont nous permettre de clarifier et de quantifier ce scénario. L'équation (2.24) prédit que l'écoulement s'arrête lorsque $R = h_{\text{stop}}$. Le dépôt devrait donc se former en superposant une couche d'épaisseur h_{stop} au dessus la couche statique d'épaisseur Z . Autrement dit, l'épaisseur du dépôt devrait être $h_{\text{dep}} = Z + h_{\text{stop}}$ dans les zones en écoulement et $h_{\text{dep}} = Z$ dans les berges. La figure 2.20 b confirme ce scénario : les profils de dépôt calculés d'après l'argumentaire précédent reproduisent parfaitement

les mesures expérimentales.

2.2.3 Conclusions et perspectives

L'étude expérimentale d'écoulements granulaires non-confinés le long d'un plan incliné nous a permis d'établir plusieurs résultats importants :

- Nous avons établi la première détermination complète de la règle d'écoulement sur toute la gamme d'épaisseur.
- Cette loi d'écoulement met en évidence l'existence d'une transition entre rhéologie locale et non locale au voisinage de la transition solide / liquide et suggère que cette transition est gouvernée par le paramètre h/h_{stop} (mais de nouvelles études utilisant d'autres matériaux granulaires seraient nécessaires pour le vérifier).
- Au voisinage des berges, la coulée se compose d'une sous-couche statique surmontée par une couche mobile au sein de laquelle la loi d'écoulement continue de s'appliquer.
- La loi d'écoulement permet, à partir de la mesure des vitesses de surface, de rendre compte de la forme du dépôt. Ce dernier préexiste au sein de la coulée sous la forme de la sous-couche statique. *Ce dernier point souligne la nécessité d'une meilleure compréhension des mécanismes d'érosion-déposition pour la description des écoulements granulaires géophysiques.*

De nombreux problèmes restent cependant ouverts :

- Nous sommes capables de déterminer l'épaisseur Z de la sous-couche statique à partir de mesures de vitesse de surface mais nous ignorons la nature du mécanisme physique qui détermine sa formation et son épaisseur.
- Nous ne sommes pas non plus capable de modéliser l'étalement progressif de la coulée. Le faible rapport d'aspect de nos écoulements suggère le recours à l'approche de type "Saint-Venant". Cette approche permet en effet de reproduire des dépôts avec levées [Mangeney et al., 2007]. Cependant, elle ne reproduit pas la dynamique temporelle d'étalement progressif de la coulée.
- Dans nos expériences, la forme des dépôts dépend fortement de la durée de l'écoulement. Si cette observation s'appliquait également aux dépôts de coulées naturelles, elle rendrait singulièrement complexe la relation entre dynamique d'écoulement et morphologie de dépôt. Nous sommes actuellement en train d'examiner ce problème en menant de concert nouvelles séries d'expériences et collecte de données de terrain sur des coulées de débris notamment en Chine.

2.3 Perspectives : la cohésion et les glissements

J'ai déjà exposé la façon dont je comptais poursuivre les travaux décrits dans les sections précédentes. Plutôt que de revenir dessus, je souhaiterais discuter à présent la façon dont je compte orienter mes recherches sur les glissements de terrain à plus long terme. Les études précédentes étaient consacrées à la dynamique des écoulements granulaires géophysiques. Notre étude de la longueur de runout des glissements a mis en évidence le

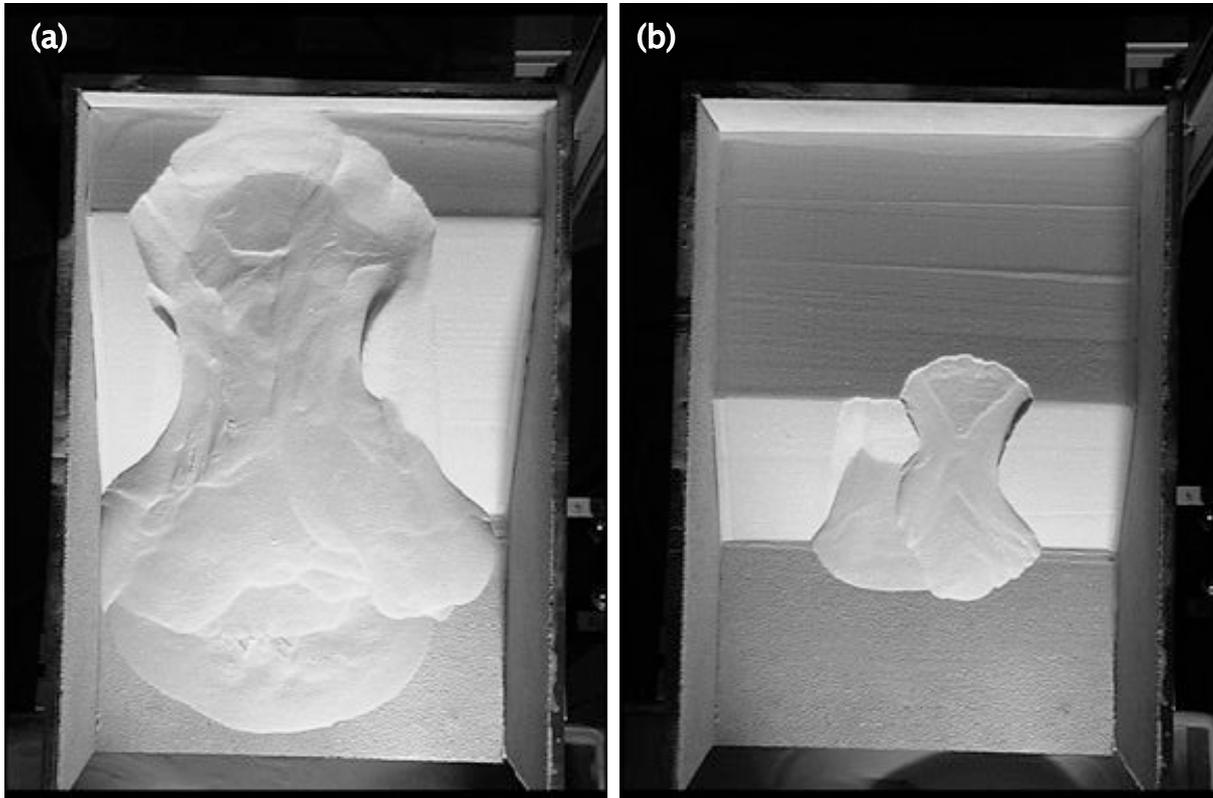


FIG. 2.21 – Deux "mini-glissements" de terrain générés en laboratoire par déstabilisation d'un milieu granulaire cohésif. Le plateau expérimental a pour dimensions $60 \times 20\text{cm}^2$. Les photographies (a) et (b) correspondent à des tas de géométrie initiales différentes.

rôle important des conditions initiales et notamment de la forme de la surface de rupture qui détermine le rapport d'aspect de la masse mobilisée et donc son runout. Ce constat conduit tout naturellement à s'interroger sur les mécanismes de rupture et la façon dont ils sélectionnent le volume et la forme de la masse granulaire déstabilisée. Comprendre ces mécanismes permettrait également de franchir une étape importante vers l'établissement d'une loi de transport géomorphologique associée aux glissements de terrain.

Dans cet objectif, j'ai consacré une partie de mon temps à tenter de mettre au point un protocole expérimental permettant de reproduire et d'étudier la rupture de mini-glissements de terrain de laboratoire. Les milieux granulaires secs non cohésifs ne constituent pas de bon systèmes modèles pour ce type d'étude. Ces derniers se caractérisent en effet par l'existence d'un angle d'avalanche au delà duquel l'ensemble de la masse granulaire se met à couler et ne permettent donc pas de reproduire la forme des loupes de glissement et des surfaces de rupture observées dans la nature. Après bien des tâtonnements, la solution a finalement été mise au point grâce à une collaboration avec Bud Homsy au cours d'un second séjour invité au département de Mechanical Engineering de l'université

de Santa-Barbara. En inclinant lentement un tas granulaire cohésif placé sur un plateau, on parvient à déclencher des ruptures de pentes dont la forme rappelle ce qu'on observe dans la nature (fig. 2.21) ¹⁶. Mon objectif pour les quelques années à venir est d'utiliser ce dispositif pour étudier la façon dont différents paramètres, en particulier la géométrie initiale du tas granulaire et les propriétés du matériel, influencent la dynamique de rupture et la forme de la masse granulaire mobilisée. A moyen terme, les résultats issus des expériences devront être bien entendu confrontés aux données de terrain (les miennes et celle de la bibliographie).

¹⁶Quelques problèmes restent à régler. En particulier, l'humidité ambiante influence fortement le résultat des expériences. Nous sommes donc en train de mettre au point une enceinte de régulation de l'humidité pour assurer la reproductibilité des mesures. Le dispositif est cependant en "dormance" en raison du proche déménagement de notre laboratoire de Saint-Maur vers Tolbiac.

An invisible Mississippi, Ganges or
a Nile
I can feel the quiet river rage
Forcin' my lips into a smile

Live

Chapitre 3

Transport solide dans les rivières

Tous les sédiments d'un versant finiront un jour ou l'autre dans l'eau d'une rivière. L'incision du paysage par les rivières est d'ailleurs le mécanisme principal de création de versants. Il était donc logique que je finisse par m'intéresser au transport fluvial. Cela s'est fait progressivement, sous l'impulsion de François Métivier grâce auquel j'ai découvert les joies du travail de terrain¹.

J'ai choisi de m'intéresser plus particulièrement aux problèmes suivants : l'établissement d'une loi de transport pour la charge de fond, son lien avec la granulométrie et la morphologie du lit et l'éternel problème du passage des échelles notamment celui du passage de l'échelle du laboratoire à celle du terrain. Ce sont ces travaux, plus récents et donc moins aboutis que ceux présentés au chapitre précédent, que j'expose dans ce troisième chapitre.

Les deux premières sections sont consacrées à l'étude du profil longitudinal des rivières alluviales. Elles discutent du rôle de la turbulence, du problème de la mise à l'échelle des expériences de laboratoire et de l'importance de la contrainte seuil dans la dynamique temporelle du lit. La troisième section discute du problème de la mesure de la charge de fond sur le terrain et des pistes que notre équipe est en train de suivre pour contourner les difficultés rencontrées. Enfin la quatrième section est consacrée à la formation des canyons sous-marins dont la dynamique ressemble beaucoup à celle des rivières alluviales.

3.1 De la micro-rivière de laboratoire à la rivière naturelle

3.1.1 Introduction et problématique

Toutes les rivières s'écoulent de façon turbulente. On a donc longtemps supposé que la turbulence joue un rôle clef dans le transport solide (charge de fond et charge en suspension), la dynamique d'évolution du lit et les différents types de morphologies qui se développent en rivières alluviales : dunes, rides, barres, méandres, tresses ... [Yalin, 1992; Nezu and Nakagawa, 1996]. Pourtant, de nombreuses expériences de laboratoire

¹Ah, la granulométrie.... Ah l'échantillonnage Helley-Smith....

ont montré que la plupart des morphologies alluviales peuvent se former dans des conditions d'écoulements purement laminaires [Hong and Davies, 1979; Davies and Tinker, 1984; Kuru et al., 1995; Coleman et al., 1998; Smith, 1998; Coleman et al., 2003; Davies et al., 2003; Armstrong, 2003]. Les "micro-rivières" laminaires sont d'ailleurs de plus en plus utilisées pour étudier en laboratoire des processus tels que la migration des "knick-points"² [Begin et al., 1981; Malverti et al., 2007], la formation des méandres [Smith, 1998], les rivières en tresses [Meunier and Metivier, 2000; Metivier and Meunier, 2003; Meunier and Metivier, 2006], la dynamique des cônes alluviaux [Parker et al., 1998; Whipple et al., 1998], la réponse d'une rivière à un abaissement du niveau de base [Muto and Swenson, 2005] ou la transition alluvial- fond rocheux [Kim and Muto, 2007]. Ces "micro-rivières" sont en effet plus faciles à mettre en place et fonctionnent sur des temps caractéristiques courts, typiquement une heure, en comparaison des semaines que peuvent durer les expériences classiques sur modèles réduits décimétriques traditionnellement utilisés pour simuler des rivières turbulentes³. Ce détail est important : seule une dizaine d'expériences de rivières turbulentes peuvent être menées à bien pendant la durée d'une thèse alors que Luce Malverti a réalisé plus de 50 expériences de rivières laminaires pendant son stage de Master 2.

L'utilisation de micro-rivières laminaires soulève cependant la question de l'extrapolation des résultats expérimentaux vers l'échelle de la rivière naturelle. Jusqu'où peut-on comparer l'évolution du lit d'une rivière laminaire avec celui d'une rivière naturelle ? La ressemblance est elle purement qualitative ? Peut on la quantifier ? Comment passe-t-on des échelles de temps et d'espace du laboratoire à celles de la nature ?

Nous avons commencé à aborder ces problématiques dans le cadre de deux études différentes. La première, en collaboration avec Stephen Coleman (Auckland University, Nouvelle Zélande), Charles E. Smith (Virginia Technology University, Etats-Unis), Timothy Davies (University of Canterbury, Nouvelle Zélande), Alessandro Cantelli et Gary Parker (University of Illinois at Urbana Champaign, Etats-Unis), a conduit à une publication soumise à *Sedimentology* [Malverti et al., submittedb]. Son objectif est de démontrer que les morphologies observées en rivières alluviales peuvent se former en l'absence de turbulence.

La seconde étude, plus quantitative, a été réalisée dans le cadre de la thèse de Luce Malverti. Ce travail nous a permis de discuter les différences entre la dynamique d'évolution du profil longitudinal d'une rivière turbulente et celle d'une rivière laminaire. C'est cette étude qui fait l'objet d'une publication soumise à *JGR* que je vais décrire à présent [Malverti et al., submitteda].

²"Knickpoint" est un terme anglais qui désigne une rupture de pente le long du profil d'une rivière dont les causes peuvent être multiples : effet tectonique, variation de lithologie, ... Les termes français les plus proches sont sans doute "point d'inflexion" ou "rupture de pente". Ils ne sont cependant pas tout à fait satisfaisants et je continuerai donc d'employer "knickpoint" dans la suite de ce mémoire. Je demande pardon aux puristes.

³et je ne compte pas le temps de préparation ...

3.1.2 Equation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière alluviale turbulente

Commençons par rappeler brièvement la dérivation de l'équation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière turbulente. Pour comparer aux rivières expérimentales, nous allons nous restreindre au cas simplifié d'une rivière de largeur constante sans apport latéral de sédiments ni d'eau. Nous négligeons aussi l'effet du soulèvement tectonique. La conservation de l'eau se réduit donc à :

$$Q = UH \quad (3.1)$$

où Q est le débit par unité de largeur de la rivière, U est la vitesse moyenne de l'écoulement et H est la hauteur d'eau.

Pour une rivière alluviale, les équations de conservation de la masse de sédiments (1.1) et (1.2) se réduisent quant à elle à :

$$(1 - \lambda) \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

où x est la distance le long du chenal, t est le temps, λ la porosité du lit et Φ le flux volumétrique de sédiments par unité de largeur de la rivière.

Nous avons vu au chapitre 1 que la plus utilisée des équations de transport de charge de fond est la loi de *Meyer-Peter and Müller* [1948] (équation 1.18) :

$$\frac{\Phi}{(R \cdot g \cdot d^3)^{1/2}} = \begin{cases} \alpha (Sh - Sh_c)^{3/2} & \text{for } Sh \geq Sh_c \\ 0 & \text{for } Sh < Sh_c \end{cases} \quad (3.3)$$

où $R = (\rho_s - \rho)/\rho$, ρ_s est la densité du sédiment, ρ celle de l'eau, g la gravité et d est la taille caractéristique des sédiments (en général le diamètre médian de la distribution granulométrique).

A l'échelle de la rivière (i.e. sur des distances caractéristiques de l'ordre de la largeur ou de la hauteur d'eau de la rivière), l'écoulement bien que turbulent peut être considéré comme stationnaire et uniforme⁴. En conséquence, la contrainte cisailante exercée par la rivière sur le lit s'écrit $\tau = \rho g H S$, ce qui conduit à la simplification suivante :

$$Sh = \frac{HS}{Rd} \quad (3.4)$$

où $S = -\partial h/\partial x$ est la pente du lit.

Enfin H et U sont liés par la relation de Chézy [Yalin, 1992] :

$$U = c_z \sqrt{gHS} \quad (3.5)$$

où c_z est un coefficient sans-dimension qui varie peu avec H de sorte qu'on peut le considérer constant. Les mesures de terrain de *Meunier et al.* [2006] justifient d'ailleurs cette hypothèse, au moins dans le cas des rivières graveleuses peu profondes.

⁴Qualifier un écoulement de "turbulent stationnaire uniforme" peut sembler paradoxal. Il s'agit en fait là encore d'un problème d'échelle. Le caractère stationnaire et uniforme est évidemment à appliquer à l'écoulement moyen, à l'échelle de la rivière.

En combinant toutes les équations ci-dessus, on obtient l'équation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière turbulente⁵ :

$$(1 - \lambda) \frac{\partial h}{\partial t} = \begin{cases} -Dt \frac{\partial}{\partial x} \left(\left[\left(-\frac{\partial h}{\partial x} \right)^{2/3} - \Delta^{2/3} \right]^{3/2} \right) & \text{for } -\frac{\partial h}{\partial x} \geq \Delta \\ 0 & \text{for } -\frac{\partial h}{\partial x} \leq \Delta \end{cases} \quad (3.6)$$

Cette équation de diffusion non-linéaire fait intervenir deux paramètres : D , homogène à un coefficient de diffusion et Δ une pente seuil en dessous laquelle le sédiment n'est pas transporté :

$$D = \alpha \frac{Q}{Rc_z} \quad (3.7)$$

$$\Delta = c_z \frac{(R^3 d^3 Sh_c^3 g)^{1/2}}{Q} \quad (3.8)$$

3.1.3 Equation d'évolution du profil longitudinal d'une rivière alluviale laminaire

Nous allons maintenant nous pencher sur les équations qui gouvernent l'évolution du profil longitudinal d'une rivière laminaire. Deux équations sont susceptibles d'être modifiées par rapport au cas turbulent discuté dans la section précédente : la loi de transport et la relation de friction. Nous avons donc réalisé une étude expérimentale afin d'éclaircir ces deux aspects. Pour faire la distinction entre rivières naturelles et micro-rivières laminaires, toutes les quantités associées à ces dernières seront affectées d'un indice L .

Notre micro-rivière est schématisée sur la figure 3.1. Il s'agit d'un chenal inclinable de largeur $W_L = 5\text{cm}$ et de longueur 90 cm, partiellement rempli d'un lit de sédiments constitué de billes de verre de diamètre $d_L \approx 50\mu\text{m}$ et de densité $\rho_{s,L} = 2500\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Bien que nous n'ayons utilisé que de l'eau dans nos expériences, nous noterons ρ_L et ν_L la densité et la viscosité cinématique du fluide expérimental afin de conserver le caractère général de la discussion.

A l'entrée du chenal, une pompe injecte de l'eau avec un débit par unité de largeur Q_L constant. La conservation de l'eau s'écrit donc :

$$Q_L = U_L H_L \quad (3.9)$$

où H_L est la hauteur d'eau dans la rivière laminaire et U_L est la vitesse moyenne mesurée en suivant le déplacement d'une goutte de colorant injectée dans la rivière. La procédure expérimentale consiste à faire écouler notre micro-rivière sur un lit de sédiments plat de

⁵Par soucis de simplification, nous avons volontairement négligé l'effet de la tectonique et de l'apport latéral de sédiments. Ces deux effets peuvent être pris en compte en introduisant un terme de soulèvement et un terme de source de sédiment au second membre de l'équation (3.6).

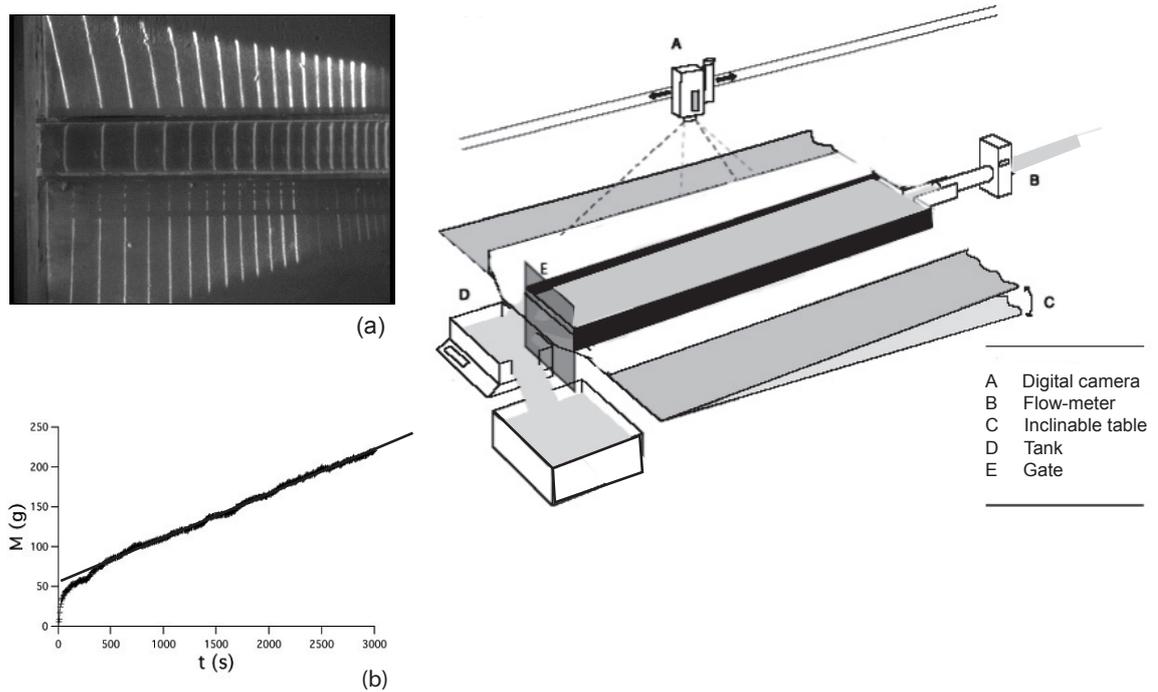


FIG. 3.1 – Schéma du dispositif expérimental. Le chenal inclinable de largeur $W = 5\text{cm}$ et longueur 90cm est partiellement rempli d'un lit de billes de verre de diamètre $75 \pm 25\mu\text{m}$. Une pompe injecte de l'eau en entrée du chenal avec un débit constant mesuré par un débit-mètre. La vitesse d'écoulement est mesurée en suivant le mouvement d'une goutte de colorant injecté dans la rivière grâce à une caméra CCD placé au dessus du dispositif. (a) L'élévation du lit est mesurée par déviation d'un faisceau laser. (b) La masse cumulée de sédiments en sortie de chenal est mesurée au cours du temps grâce à un réservoir à débordement posé sur une balance de précision.

penne S_L . En sortie de chenal, les particules sédimentent dans un réservoir à débordement reposant sur une balance de précision permettant de mesurer le flux Φ_L de sédiments. Après un régime transitoire qui dure quelques minutes, le flux de sédiments se stabilise. On mesure alors Φ_L et U_L .

Dans ce régime stationnaire, l'écoulement est stationnaire et uniforme de sorte que le nombre de Shields s'écrit comme pour les rivières naturelles :

$$Sh_L = \frac{H_L S_L}{R_L d_L} \quad (3.10)$$

où $R_L = (\rho_{s,L} - \rho_L)/\rho_L$.

Le nombre de Reynolds de nos écoulement $Re_L = U_L H_L / \nu_L = Q_L / \nu_L$ arie typiquement entre 100 et 300 et reste donc inférieur au seuil de transition vers la turbulence de l'ordre de $Re = 500$ pour notre configuration d'écoulement. Notre rivière expérimentale est donc laminaire.

Nos mesure du flux de sédiments par unité largeur sont reportées en fonction du nombre de Shields Sh sur la figure 3.2a : le transport de sédiments en rivière laminaire

est compatible avec une loi de transport de type *Meyer-Peter and Müller* [1948] :

$$\frac{\Phi_L}{(R_L \cdot g \cdot d_L^3)^{1/2}} = \begin{cases} \alpha_L (Sh_L - Sh_{c,L})^{3/2} & \text{for } Sh_L^* \geq Sh_{c,L} \\ 0 & \text{for } Sh_L^* < Sh_{c,L} \end{cases} \quad (3.11)$$

with $\alpha_L = 0.965$ and $Sh_{c,L} = 0.09^6$.

Bien que $Sh_{c,L}$ soit calculé à partir de la régression linéaire des données, sa valeur est en bon accord avec celle du nombre de Shields mesuré au seuil de mise en mouvement des grains. Elle est également conforme à la valeur du nombre de Shields prédite à partir du diagramme de Shields (fig. 1.6) pour la gamme de nombres de Reynolds de grains explorés dans nos expériences $Re^* = U_L d_L / \nu_L \approx 1$.

Il reste maintenant à déterminer un équivalent de la relation de friction de Chezy pour les rivières laminaires. La résolution de l'équation de Navier-Stoke pour un écoulement laminaire dans un chenal rectangulaire donne dans la limite $H_L/W_L \ll 1$:

$$U_L = \left(\frac{g S_L Q_L^2}{3 \nu_L} \right)^{1/3} \quad (3.12)$$

en accord avec nos mesures expérimentales (fig. 3.2 b).

La conservation de la masse de sédiments dans notre micro-rivière laminaire s'écrit :

$$(1 - \lambda_L) \frac{\partial h_L}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_L}{\partial x} = 0 \quad (3.13)$$

où λ_L et h_L sont la porosité et l'élévation du lit.

En combinant les équations (3.9), (3.10), (3.11), (3.12) et (3.13), on obtient l'équation qui décrit l'évolution du lit d'une rivière laminaire :

$$(1 - \lambda_L) \frac{\partial h_L}{\partial t} = \begin{cases} -D_L \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(-\frac{\partial h_L}{\partial x} \right)^{2/3} - \Delta_L^{2/3} \right]^{3/2} & \text{for } -\frac{\partial h_L}{\partial x} \geq \Delta_L \\ 0 & \text{for } -\frac{\partial h_L}{\partial x} \leq \Delta_L \end{cases} \quad (3.14)$$

D_L est homogène à un coefficient de diffusion et Δ_L iest une pente seuil en dessous de laquelle le sédiment n'est pas transporté :

$$D_L = \frac{\alpha_L}{R_L} \cdot \sqrt{3 \nu_L Q_L} \quad (3.15)$$

$$\Delta_L = \left(\frac{R_L^3 d_L^3 g Sh_{c,L}^3}{3 \nu_L Q_L} \right)^{1/2} \quad (3.16)$$

⁶Nous ne prétendons pas que la loi de *Meyer-Peter and Müller* [1948] soit la seule capable de rendre compte de notre jeux de données. Vue la dispersion des données expérimentales, d'autre formes de lois de transport pourraient certainement en rendre compte tout aussi bien (voir par exemple *Charru et al.* [2004]). Etudier la validité des différentes lois de transports proposées dans la bibliographie fait partie des objectifs de la thèse en cours de Luce Malverti.

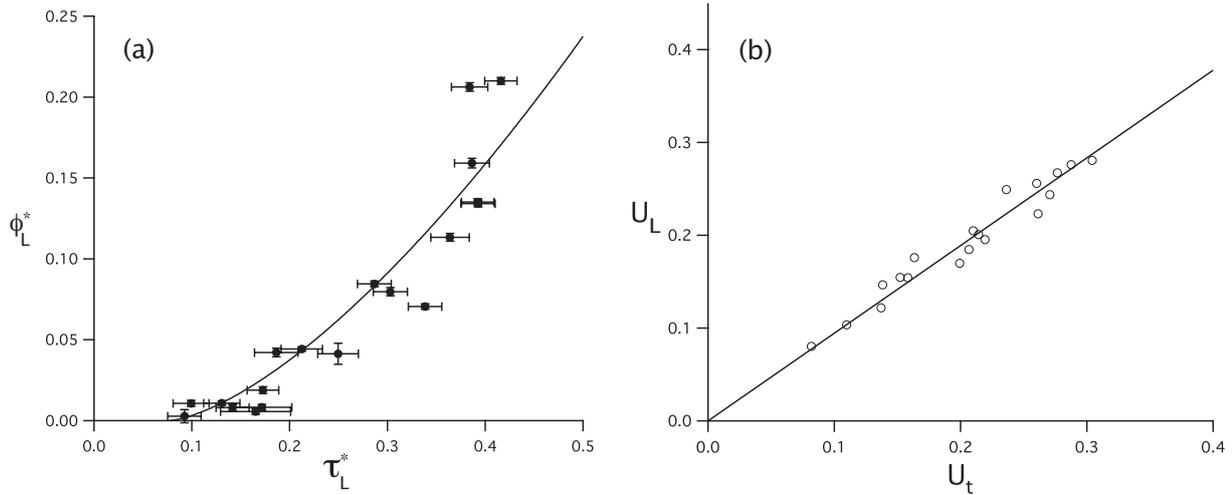


FIG. 3.2 – (a) Flux de sédiments par unité de largeur adimensionné $\Phi_L^* = \Phi_L / (R_L \cdot g \cdot d_L^3)^{1/2}$ en fonction du nombre de Shields τ_L^* . La courbe en traits pleins correspond à un ajustement des données par une loi de type MeyerPeter et Müller. (b) Vitesse moyenne de l'écoulement U_L en fonction de la vitesse prédite par l'équation (3.12) $U_t = (g S_L Q_L^2 / 3 \nu_L)^{1/3}$. La droite en traits pleins correspond à une droite de pente 1.

3.1.4 Conclusion ...

L'équation (3.14) qui gouverne l'évolution du profil longitudinal d'une micro-rivière laminaire est formellement identique à l'équation (3.6) établie pour les rivières alluviales naturelles. Le caractère turbulent ou laminaire de l'écoulement est en fait codé dans l'expression du coefficient de diffusion et de la pente seuil.

La figure 3.3 présente des valeurs typiques de ces deux coefficients pour des rivières naturelles ou expérimentales. Les pentes critiques des rivières laminaires Δ_L varient entre 10^{-3} et 10^{-2} , une gamme comparable à celle des rivières naturelles graveleuses.

Les coefficients de diffusion des rivières naturelles sont supérieurs de 4 à 6 ordres de grandeurs à ceux des micro-rivières laminaires : D_L varie entre 10^{-6} et $10^{-5} m^2 s^{-1}$ alors que D varie entre 10^{-2} et $10 m^2 s^{-1}$. Traduit en terme de durée caractéristique d'évolution, cela signifie que les rivières naturelles dont les longueurs sont typiquement comprises dans la gamme $L = 10 - 100$ km évoluent sur des temps caractéristiques $L^2/D \simeq 10^7 - 10^{12}$ s, c'est à dire de quelques mois à quelques dizaines de milliers d'années. Les micro-rivières laminaires de taille typique quelques dizaines de cm évoluent quant à elles sur des durées caractéristiques qui s'échelonnent entre la demi-heure et la journée, d'où leur intérêt.

L'extrapolation de l'échelle expérimentale vers l'échelle naturelle est contrôlée par les deux rapports suivants :

$$\frac{D_L}{D} = \sqrt{3} \frac{\alpha_L}{\alpha} \left(\frac{\nu_L}{\nu} \right) \left(\frac{R_L}{R} \right)^{-1} c_z \frac{Re_L^{1/2}}{Re} \quad (3.17)$$

$$\frac{\Delta_L}{\Delta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\nu_L}{\nu} \right)^{-1} \left(\frac{R_L}{R} \frac{Sh_{c,L}}{Sh_c} \right)^{3/2} \left(c_z \frac{Re_L^{1/2}}{Re} \frac{d^{3/2}}{d_L^{3/2}} \right)^{-1} \quad (3.18)$$

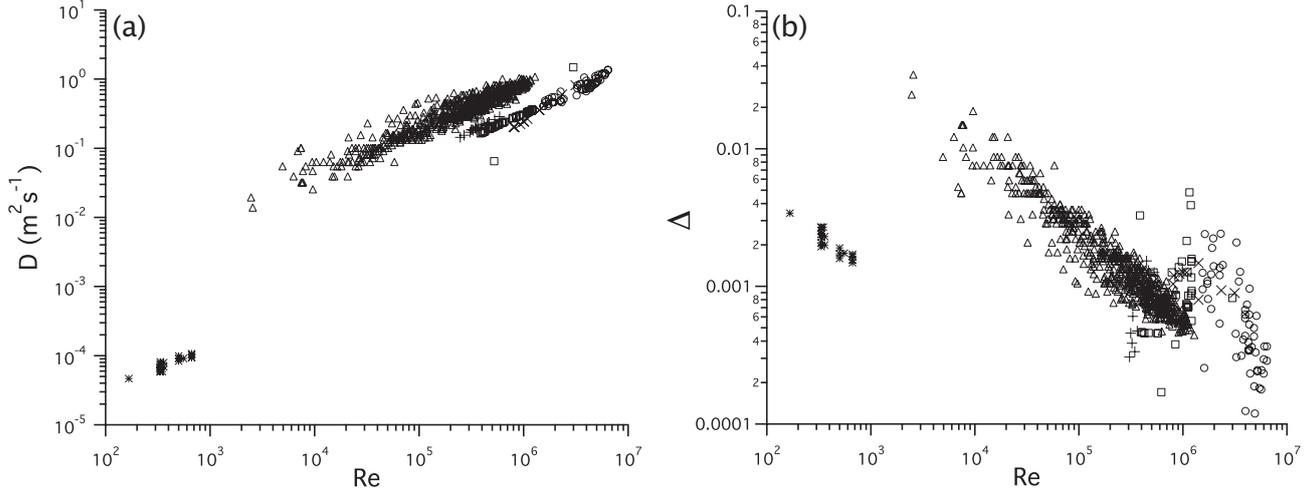


FIG. 3.3 – (a) Coefficients de diffusion et (b) pente seuil en fonction du nombre de Reynolds pour des micro-rivières laminaires (*) et pour des rivières naturelles : North Saskatchewan river (●), Elbow river (×), Oak Creek (+), Sagehen river (□) et Urümqi He (Δ). Toutes les données sont extraites des bases de données de *Brownlie* [1981] et *Bagnold* [1980] sauf pour la Urümqi (Tian-Shan chinois) qui ont été acquises par notre groupe [*Métivier et al.*, 2004; *Liu et al.*, in press]. Toutes les données correspondent à des rivières coulant sur des lits de diamètre médian supérieur à 2mm.

Dans le cas de notre micro-rivière, le fluide utilisée est de l'eau et α_L , θ_L et ϵ ont été déterminés expérimentalement. En utilisant les valeurs de α and Sh_c estimées par MeyerPeter and Müller (cf. ch.1), les équations (3.17) et (3.18) s'écrivent :

$$\frac{D_L}{D} = 0.237 c_z \frac{Re_L^{1/2}}{Re} \quad (3.19)$$

$$\frac{\Delta_L}{\Delta} = 1.268 \left(c_z \frac{Re_L^{1/2} d^{3/2}}{Re d_L^{3/2}} \right)^{-1} \quad (3.20)$$

Ces deux équations peuvent être utilisées pour calibrer une expérience par rapport à une rivière donnée. Le tableau 3.1 présente des valeurs de D_L/D and Δ_L/Δ calculées pour quelques rivières naturelles comparées à une expérience réalisée avec un débit de 1 L par minute, i.e. $Q_L = 3.3 \cdot 10^{-4} m^2 s^{-1}$ et $Re = 333$. On notera que $\Delta_L/\Delta \gtrsim 2$: la pente des micro-rivières est généralement plus importante que celle des rivières naturelles.

Pour finir, rappelons que la discussion ci-dessus n'est valable que tant que l'on se restreint à l'étude d'un problème pour lequel le débit de la rivière est constant. Si l'on s'intéresse en revanche à l'effet de variations du débit sur le lit de la rivière (alternance crues /étiage par exemple), la dynamique d'évolution du lit sera différente en rivière laminaire ou turbulente puisque coefficients de diffusion et pente critique n'ont pas la même dépendance en débit. L'extrapolation des résultats est alors plus complexe (mais certainement pas impossible).

Le raisonnement précédent pourrait laisser croire que la turbulence ne joue qu'un rôle mineur dans la dynamique et la morphologie des rivières alluviales. C'est absolument

Rivière	c_z	d (m)	Q (m^2s^{-1})	Re	D_L/D	Δ_L/Δ
Elbow River	9.5	$2.5 \cdot 10^{-2}$	1.3	$1.3 \cdot 10^6$	$3.16 \cdot 10^{-5}$	1.56
Oak Creek	4.5	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.39	$3.9 \cdot 10^5$	$4.99 \cdot 10^{-5}$	1.62
North Saskatchewan river	11.4	$3.2 \cdot 10^{-2}$	3.8	$3.8 \cdot 10^6$	$1.30 \cdot 10^{-5}$	2.63

TAB. 3.1 – Coefficient de Chézy, diamètre médian, débit moyen par unité de largeur, nombre de Reynolds moyen, D_L/D et Δ_L/Δ pour quelques rivières naturelles. D_L et Δ_L sont calculés pour une expérience effectuée avec un débit de 1 L par minute, i.e. $Q_L = 3.3 \cdot 10^{-4} m^2 s^{-1}$ et $Re = 333$.

faux. Nous venons de montrer, par exemple, que la dynamique temporelle de réponse d’une rivière aux cycles étiage/crue dépend de la nature turbulente ou laminaire de l’écoulement. De plus, plusieurs types de phénomènes importants comme le transport en suspension sont typiquement associés à la turbulence et ne peuvent pas être modélisés dans un écoulement laminaire. Des études récentes suggèrent également que la turbulence joue un rôle clé dans le mécanisme de sélection de la largeur des rivières naturelles [Fourriere et al., personal communication].

Ceci étant dit, les micro-rivières laminaires fournissent un moyen efficace, rapide et bon marché pour étudier certains processus géologiques et permettent d’améliorer notre compréhension d’un grand nombre d’aspects de la morphodynamique fluviale.

3.1.5 ... et perspectives

Les travaux engagés sur la dynamique des rivières laminaires se poursuivent actuellement sous la forme d’une collaboration engagée avec Olivier Devauchelle, Pierre-Yves Lagrée et Christophe Josserand (Institut Jean le Rond d’Alembert, Université Paris 6). Ces derniers ont notamment analysé théoriquement la stabilité linéaire d’une rivière laminaire et déterminé des critères de formation de méandres ou de tresses [Devauchelle et al., To appear]. Nous sommes en train de travailler ensemble à la vérification expérimentale de ces prédictions théoriques. Ce travail est d’ailleurs grandement facilité par le fait qu’Olivier Devauchelle a rejoint notre équipe dans le cadre d’un poste d’ATER.

3.2 Importance de la pente critique dans la dynamique d’une rivière alluviale graveleuse

Nous allons continuer notre discussion de l’équation (3.6) d’évolution du profil longitudinal d’une rivière alluviale en nous concentrant sur l’importance de la pente critique Δ . La pente seuil Δ exerce un contrôle important sur plusieurs aspects de la dynamique du lit d’une rivière alluviale. La très grande majorité des modèles publiés dans la littérature font pourtant le choix de négliger ce paramètre [Begin et al., 1981; Métivier, 1999]. Dans

ce cas, l'équation (3.6) se réduit à une simple équation de diffusion linéaire :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = D \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (3.21)$$

ce qui simplifie considérablement les calculs. Suivant la nature du problème étudié, cette approximation peut être parfaitement justifiée ... ou catastrophique. Nous allons à présent examiner rapidement quelles sont les conditions dans lesquelles l'influence de Δ ne peut être négligée.

3.2.1 Influence de Δ sur le profil d'équilibre de la rivière alluviale

Δ influence la forme du profil d'équilibre d'une rivière alluviale. En l'absence de tectonique et en imposant un flux de sédiments (par unité de largeur) constant en entrée de la rivière Φ_{in} , le profil d'équilibre d'une rivière de longueur L est en effet une droite de pente :

$$S_{eq} = \frac{\Phi_{in}}{D} \left(1 + \left(\frac{\Delta D}{\Phi_{in}} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \quad (3.22)$$

L'influence de la pente seuil sur le profil d'équilibre de la rivière dépend donc du rapport sans dimension $\xi = \Delta D / \Phi_{in}$. La figure 3.4a présente des valeurs caractéristiques de ce paramètre estimées pour différentes rivières naturelles (ainsi que pour des micro-rivières laminaires).

Pour la majorité des rivières sableuses (mais pas pour toutes, loin s'en faut), $\xi \ll 1$. Pour ces rivières, le flux d'entrée de sédiments est si important que la pente critique est négligeable devant la pente d'équilibre de la rivière $S_{eq} \approx \Phi_{in} / D \gg \Delta$. C'est en particulier le cas des grands fleuves, ce qui justifie l'utilisation de l'équation purement diffusivo (3.21) pour décrire leur dynamique. Dans le cas des rivières graveleuses, on observe au contraire que $\xi \gg 1$. On se trouve alors dans la situation où la pente d'équilibre de la rivière est contrôlée par sa capacité de transport de sorte que $S_{eq} \approx \Delta$. Il est intéressant de noter que nos micro-rivières laminaires de laboratoire nous permettent d'explorer ces deux comportements asymptotiques. Notons enfin que ces observations montrent que la pente S des rivières sableuses est généralement forte devant Δ alors que celle des rivières graveleuses est plus proche de Δ (cf. fig. 3.4b).

3.2.2 Influence de Δ sur le temps caractéristique d'évolution d'une rivière alluviale

L'équation (3.6) prévoit que le temps caractéristique d'évolution du lit de la rivière, t_{resp} , dépend au premier ordre du coefficient de diffusion D . Cependant t_{resp} peut également être influencé par Δ . Dans cette section, nous examinons l'importance de la dépendance de t_{resp} avec Δ en prenant l'exemple de la réponse d'une rivière à un décalage vertical de son lit provoqué par un séisme le long d'une faille normale.

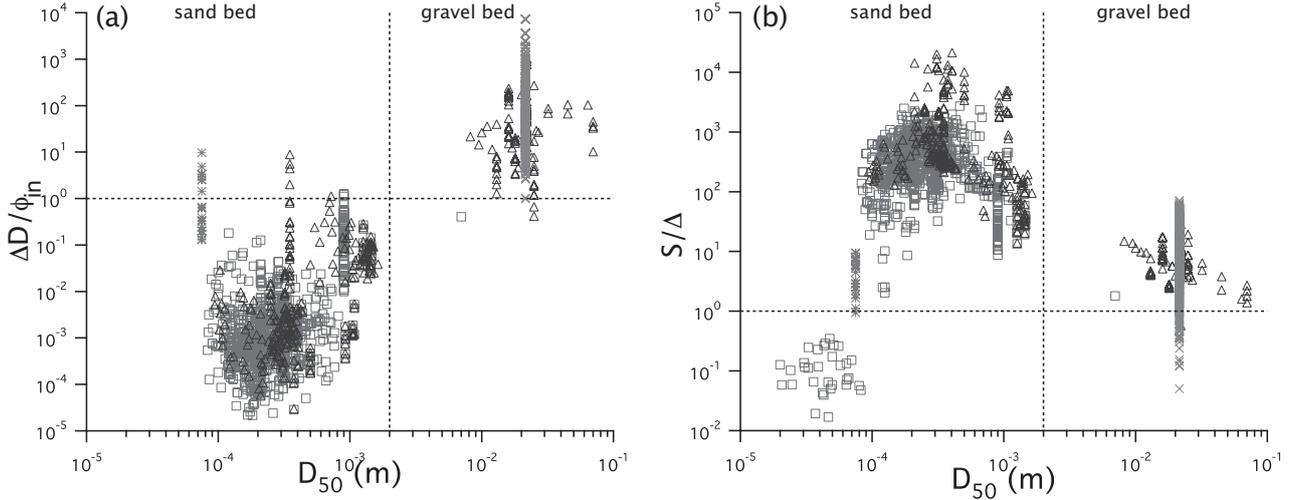


FIG. 3.4 – (a) $\Delta D/\Phi_{in}$ et (b) S/Δ en fonction du diamètre médian des sédiments : \square données naturelles extraites des bases de *Brownlie* [1981], \triangle de *Bagnold* [1980] et $+$ acquises sur la Urumqi Re (Tian-Shan, Chine) par Youcun Liu au cours de sa thèse au sein de notre groupe. $*$ données acquises par Luce Malverti sur une rivière expérimentale laminaire. Les traits pointillés verticaux marquent la séparation entre rivières sableuses et graveleuses.

Avant décalage, la rivière, de longueur L , est en régime stationnaire avec un profil de pente constante S_i et un flux de sédiments en entrée de la rivière, $\Phi(x = -L/2)$, compensant exactement l'érosion. Au temps $t = 0$, le décalage le long de la faille crée un décalage d'amplitude A qui coupe la rivière en $x = 0$ (Fig. 3.5a) de sorte que :

$$h(x, t = 0) = \begin{cases} -S_i \cdot x + A & \text{for } x < 0 \\ -S_i \cdot x & \text{for } x \geq 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

L'évolution du lit est gouverné par l'équation (3.6). Pour isoler les paramètres de contrôle du problème, nous allons travailler en variables adimensionnelles en définissant :

$$h^* = \frac{h}{A} \quad (3.24)$$

$$x^* = \frac{x}{A} \quad (3.25)$$

$$t^* = \frac{D}{(1 - \lambda)A^2} t \quad (3.26)$$

L'équation (3.6) devient :

$$\frac{\partial h^*}{\partial t^*} = \begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\left(-\frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right)^{2/3} - \Delta^{2/3} \right)^{3/2} & \text{for } -\frac{\partial h^*}{\partial x^*} \geq \Delta \\ 0 & \text{for } -\frac{\partial h^*}{\partial x^*} \leq \Delta \end{cases} \quad (3.27)$$

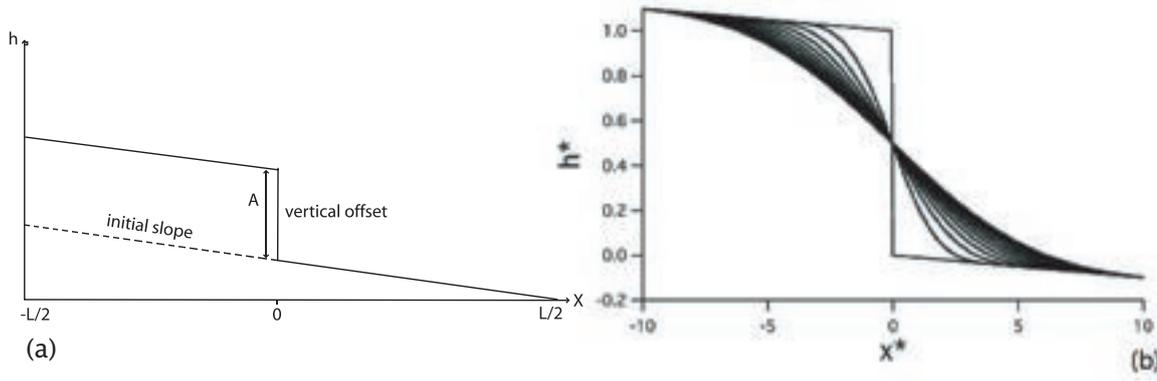


FIG. 3.5 – (a) Schéma de principe du problème étudié. (b) Calcul numérique de l'élevation adimensionnée du lit $h^*(x^*, t^*)$ pour $t^* = 0, 1, 2, \dots, 10$, $S_i = 0.01$ et $\Delta = 0.01$.

et les conditions initiales et aux limites s'écrivent :

$$h^*(x, t = 0) = \begin{cases} -S_i \cdot x^* + 1 & \text{for } -\frac{L}{2A} \leq x^* < 0 \\ -S_i \cdot x^* & \text{for } 0 \leq x^* \leq \frac{L}{2A} \end{cases} \quad (3.28)$$

$$q_s^*(x^* = -\frac{L}{2A}) = \left(S_i^{2/3} - \Delta^{2/3} \right)^{3/2} \quad (3.29)$$

$$h^*(x^* = \frac{L}{2A}) = -S_i \frac{L}{2A} \quad (3.30)$$

La résolution numérique du système d'équations (3.27), (3.28), (3.29) et (3.30), contrôlé par trois paramètres sans dimension S_i , Δ et $L/2A$, montre que la rivière réponds au décalage de son lit en propageant une onde d'érosion/diffusion comme illustré sur la figure 3.5b. L'amplitude du décalage étant petite devant la taille de la rivière, $L/2A \gg 1$. Ce paramètre n'influence donc pas la dynamique de retour à l'équilibre tant que l'onde d'érosion/déposition générée par le décalage n'a pas atteint les extrémités de la rivière.

Le temps de réponse de la rivière, défini comme le temps t_{resp}^* nécessaire pour propager le knickpoint sur une distance $\Delta x^* = 20$, est tracé en fonction de Δ et S_i sur la figure 3.6. On distingue deux cas de figures :

- Pour des pentes seuil $\Delta \lesssim 0.3\%$, le temps de réponse est constant $t_{resp}^* = 125$ et l'influence de Δ et S_i sur la dynamique de la rivière est quasiment nulle. La très grande majorité des rivières sableuses correspondent à cette situation (fig. 3.3b).
- Pour $\Delta > 0.3\%$, Δ influence significativement le temps de réponse de la rivière qui passe de $t_{resp}^* = 125$ pour $\Delta = 0.003$ à $t_{resp}^* = 200$ pour $\Delta = 0.01$. On constate que t_{resp}^* augmente également avec S_i . D'après la figure 3.3b, un très grand nombre de rivières graveleuses correspondent à cette situation.

Notons pour finir, que le calcul précédent considère une rivière à débit constant. D'après la discussion de la section 3.1, nous sommes donc dans les conditions idéales pour passer de l'échelle de la micro-rivière laminaire à celle de la rivière naturelle turbulente. Il était donc tentant de vérifier expérimentalement le résultat de nos calculs numériques. C'est ce que nous avons fait au cours du stage de master de Luce Malverti.

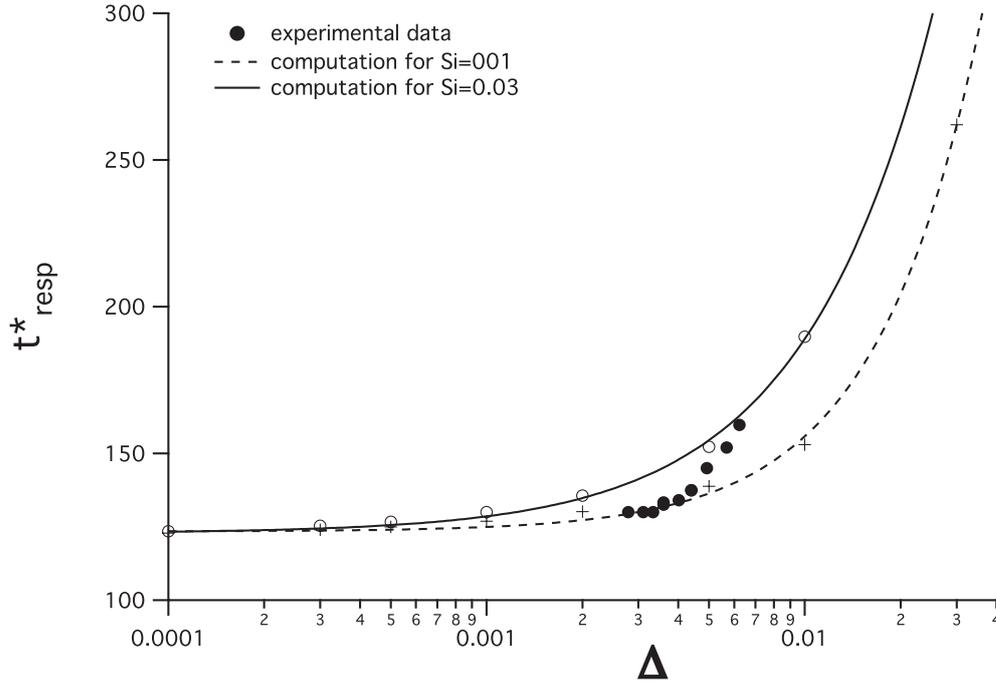


FIG. 3.6 – Temps de réponse adimensionné de la rivière t_{resp}^* en fonction de la pente seuil Δ . Les courbes en traits pleins et pointillés correspondent aux prédictions des calculs numériques pour $S_i = 0.03$ et $S_i = 0.01$. Les cercles correspondent aux données expérimentales acquises sur une rivière laminaire pour des pentes initiales S_i comprises entre 0.01 et 0.3.

L'étude expérimentale de la réponse d'une micro-rivière laminaire à un décalage vertical de son lit confirme remarquablement le résultat des calculs numériques (fig. 3.6) et illustre l'intérêt des rivières expérimentales.

3.2.3 Influence indirecte de Δ sur le temps caractéristique d'évolution d'une rivière alluviale : description des cycles crues/étiages

La pente seuil Δ dépend du débit de la rivière. Les variations de débit de la rivière entraînent donc des variations de Δ . Or à chaque fois que la pente locale est inférieure à Δ , le lit de la rivière est "gelé" : il n'y plus de transport. Le paramètre Δ joue donc un rôle fondamental puisque c'est à travers lui que s'exerce l'influence des cycles crues/étiages sur l'échelle de temps d'évolution d'une rivière.

Pour illustrer ce point, considérons l'exemple de la rivière de Bras-David. Cette rivière alluviale graveleuse est une des rivières dont nous suivons l'évolution dans le cadre du projet de chantier naturel en Guadeloupe. Au niveau du site qui nous intéresse (le site dit de "la Maison de la Forêt"), la pente de la rivière est $S = 10\%$ et le diamètre médian $d_{50} = 12.5$ cm. A partir des données de la DIREN⁷ qui effectue un suivi du débit de la rivière depuis 2002, on peut estimer les variations de pente critique de Bras-David et les comparer

⁷Direction Régionale de l'Environnement

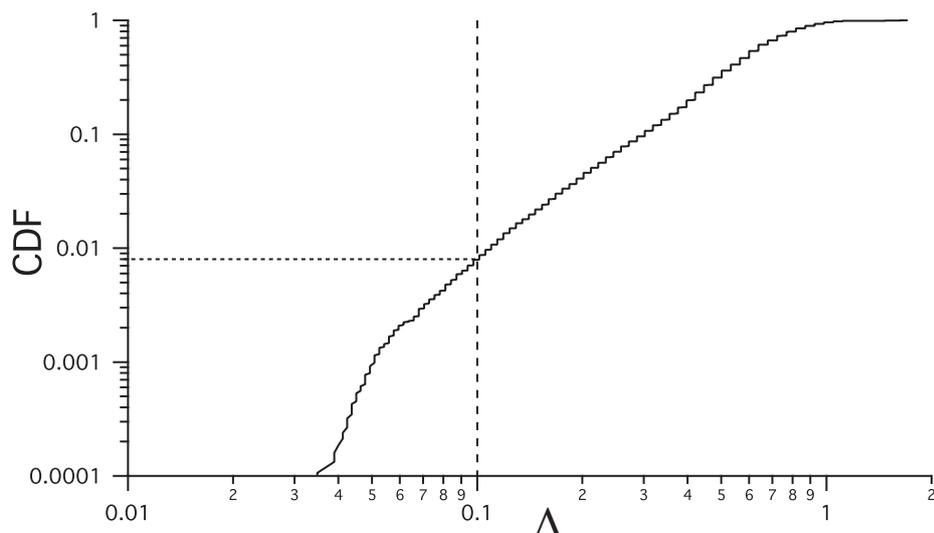


FIG. 3.7 – Distribution cumulée de pente seuil Δ pour la rivière de Bras-David (Guadeloupe) au niveau du site de la Maison de la Forêt.

à la pente réelle de la rivière. Le résultat est assez frappant : la distribution cumulée de pente critique révèle que cette dernière n'est inférieure à la pente de la rivière que moins de 1% du temps. En clair, le lit de la rivière est immobile 99% du temps. Le transport par charge de fond n'est actif que pendant les événements climatiques extrêmes tels que cyclones et tempêtes tropicales. C'est donc le temps de récurrence de ces événements, définis à partir de la pente critique, qui détermine le temps caractéristique d'évolution du lit de la rivière de Bras-David. Ce type d'évolution temporelle, qu'on peut qualifier d'intermittente, ne peut pas être modélisée dans le cadre d'un modèle purement diffusif⁸.

La rivière de Bras-David correspond à un cas extrême, celui de l'érosion en climat tropical humide. Néanmoins de très nombreuses rivières ne transportent leur lit qu'une fraction seulement du temps. C'est le cas par exemple des rivières glaciaires comme le torrent de Saint-Pierre (massif des Ecrins) ou la Urumqi Re (Tian-Shan, Chine) pour lesquelles l'essentiel du transport se fait en période de fonte durant les mois d'été.

3.2.4 Conclusion

Les discussions précédentes permettent donc de distinguer nettement les rivières sableuses des rivières graveleuses :

- Les premières, qui ne dépendent quasiment pas de Δ , se prêtent bien à une description par un modèle purement diffusif. Elles se caractérisent par une pente forte (devant Δ) essentiellement contrôlée par un important flux d'entrée de sédiments et le transport par charge de fond opère de façon quasi-continue dans le temps.
- La dynamique des rivières graveleuses est, au contraire, fortement contrôlée par la

⁸On pourrait bien sûr ajuster ("fitter") le profil de la rivière de Bras-David par un modèle diffusif. Mais la signification physique du coefficient de diffusion issu de l'ajustement serait assez douteuse...

penne seuil Δ . Ces rivières sont caractérisées par un transport intermittent qui n'est actif que lorsque $S \leq \Delta^9$. Leur pente d'équilibre est $S_{eq} \approx \Delta$.

3.3 Etude de la charge de fond sur le terrain

Nous avons déjà décrit dans la section 1.3.5 la pauvreté de notre compréhension physique du transport par charge de fond et la nécessité urgente d'améliorer les modèles existants. Pour résumer, rappelons que l'essentiel des lois proposées pour décrire la charge de fond sont basées sur des données expérimentales. Les mesures de terrain, quand elles existent, sont rarement en accord avec les lois déduites de l'expérience. Ce constat a conduit notre groupe à engager sous l'impulsion de François Métivier un double travail d'acquisition de données et de réflexion métrologique sur la mesure de la charge de fond.

Plusieurs campagnes de terrain ont été menées sur deux rivières : le torrent de Saint-Pierre, une rivière proglaciaire située dans le Pré de Madame Carles dans le Massif des Ecrins (Alpes françaises) et la Urumqi He, une autre rivière proglaciaire, située dans le massif du Tian-Shan en Chine. Ces deux rivières, à lit graveleux ($D_{50} \geq 2mm$) ont une morphologie en tresses. Pour chaque rivière, plusieurs sites ont été étudiés, en suivant à chaque fois la même procédure :

- Le profil de vitesse vertical de l'écoulement est mesuré le long de la section de la rivière avec un pas d'échantillonnage de 1m et en utilisant un courantomètre (OTT C2).
- Le flux de charge de fond est mesuré aux mêmes points avec un échantillonneur Helley-Smith (durée d'échantillonnage 60s, cf Fig. 3.8a). Cette mesure est effectuée immédiatement après la mesure de vitesse.
- Les échantillons de sédiments collectés avec le Helley-Smith sont ensuite récupérés, séchés et tamisés.

L'ensemble de ces mesures ont été répétées permettant la collecte d'un jeu de données unique au monde : 200 mesures de profil de vitesse/flux de grains par classe granulométrique sur le torrent de Saint-Pierre et plus de 1000 mesures sur la Urumqi He¹⁰. L'analyse de ces données, qui implique l'ensemble du groupe, a déjà conduit à plusieurs publications [Meunier et al., 2006; Liu et al., in press] avec des résultats importants et des pistes de recherches en terme de méthode de mesure, dont je présente certains aspects ci-dessous.

Estimation de la contrainte basale

L'analyse des profils de vitesse mesurés dans le torrent de Saint-Pierre montre, s'il en était besoin, que le profil de vitesse dans une rivière graveleuse peu profonde est tout sauf

⁹Howard et al. [1994] utilisent à propos de ces rivières intermittentes les termes de "coarse-bed threshold channels" par opposition aux rivières dites "live-bed channels" dont le lit est en mouvement toute l'année.

¹⁰Ces dernières mesures sont essentiellement l'oeuvre de Youcun Liu, étudiant en thèse sous la direction de François Métivier.

logarithmique ! L'estimation de la contrainte basale exercée par l'écoulement à partir d'un ajustement du profil de vitesse par une loi logarithmique, méthode couramment utilisée en hydrologie, est donc à bannir. La seule échelle de vitesse pertinente pour décrire le transport est la vitesse moyenne de l'écoulement dont nos mesures indiquent qu'elle est reliée à la pente S et à la hauteur d'eau H par une simple loi de Chézy : $U = c_z \sqrt{ghS}$ avec un coefficient de chezy quasi-constant pour un site donné [Meunier et al., 2006].

Signification physique du calcul de moyenne

La méthode classiquement utilisée pour analyser les données de charge de fond consiste à calculer le flux de sédiments moyenné sur la section de la rivière et à le tracer en fonction du débit d'eau total de la rivière. L'objectif est d'atténuer la forte dispersion des mesures, considérée comme le résultat de la taille trop petite de l'échantillonneur. Cette méthode peut avoir un intérêt dès lors qu'il s'agit d'établir une courbe de tarage en vue de faire un bilan de masse. Mais elle n'a aucun sens physique puisqu'elle conduit à moyenniser entre elles des données obtenues dans des conditions très différentes d'écoulement et de transport (la forme du lit et donc la hauteur d'eau peuvent varier fortement le long d'une section de rivière). Il est probable que cette façon de procéder explique l'extrême variabilité des lois de transport d'un site à l'autre. Nous avons montré qu'effectuer une moyenne glissante par classes de vitesse d'écoulement sur les échantillons individuels produit un bien meilleur résultat [Liu et al., in press] : Les données de flux de sédiments en fonction de la vitesse d'écoulement se regroupent alors autour d'une courbe maîtresse compatible avec la loi de transport de Bagnold [1980] ou de Meyer-Peter and Müller [1948] (cf Fig. 3.8b).

De la probabilité d'attraper les gros grains

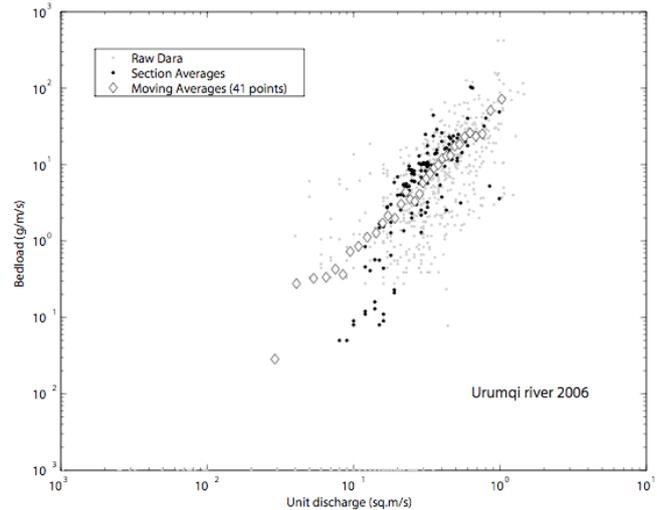
Bien que la taille de notre échantillonneur Helley-Smith l'autorise, il est rare "d'attraper" des particules de taille typiquement supérieure à 10cm. Les méthodes classiques de mesure considèrent que l'absence de particules d'une taille D_i donnée dans le Helley-Smith signifie que le flux associé à cette taille de grains est nul. En clair, si on attrape pas de gros galets, c'est parce qu'il n'y en a aucun en mouvement. Nous allons montrer à présent que cette interprétation peut se révéler fautive et conduire à sous-estimer la charge de fond.

Pour illustrer notre propos, on peut faire l'expérience de pensée suivante. Considérons une rivière coulant au-dessus d'un lit de particules uniforme. Si l'on augmente la taille des grains tout en maintenant constant le flux massique de sédiments transportés, le nombre moyen de particules traversant une section de la rivière par unité de temps diminue. L'intervalle de temps moyen séparant le passage de deux particules à travers la section augmente. Si ce temps devient beaucoup plus important que la durée d'échantillonnage d'un géomorphologue muni de son Helley-Smith, ce dernier n'attrapera que peu de grains et risque de fortement sous-estimer le flux de masse.

Si cet effet est réellement à l'oeuvre dans une rivière naturelle, le nombre de fois ou notre géomorphologue n'attrape aucun grain doit être corrélé avec la taille de ces derniers. C'est effectivement ce que montrent les données (chèrement) acquises dans le



(a)



(b)

FIG. 3.8 – (a) Mesure de charge de fond à l'échantillonneur Helley-Smith sur la rivière Urumqi. (b) Flux massique de sédiments en fonction du débit par unité de largeur (données acquises sur la rivière Urumqi au cours de l'année 2006). Les points correspondent aux données individuelles brutes. Les disques noirs correspondent aux moyennes par section et les losanges aux moyennes glissantes par classe de débit.

Tian-Shan (cf Fig 3.9). Notre équipe travaille en ce moment à un modèle probabilistique pour quantifier cet effet et corriger les mesures de transport de charge de fond.

Conclusion très provisoire...

En guise de conclusion, on est obligé de constater que les méthodes de mesure de charge de fond à notre disposition aujourd'hui restent très rudimentaires. Les sources potentielles d'incertitudes sont nombreuses : mauvaise estimation de la contrainte basale, biais lié au moyennage par section, sous-estimation du flux de sédiments grossiers liés au caractère stochastique du transport, ... Dans ces conditions, la grande variabilité des lois de transport mesurées d'un site à l'autre est assez compréhensible. L'amélioration de nos techniques de mesures est donc un préalable indispensable à tout progrès de notre connaissance en matière de physique du transport de la charge de fond. Il est également nécessaire pour améliorer les bilans de masse sur les bassins versants dont la plupart négligent les flux associés à la charge de fond. Nous reviendrons sur ces aspects instrumentaux dans le chapitre suivant.

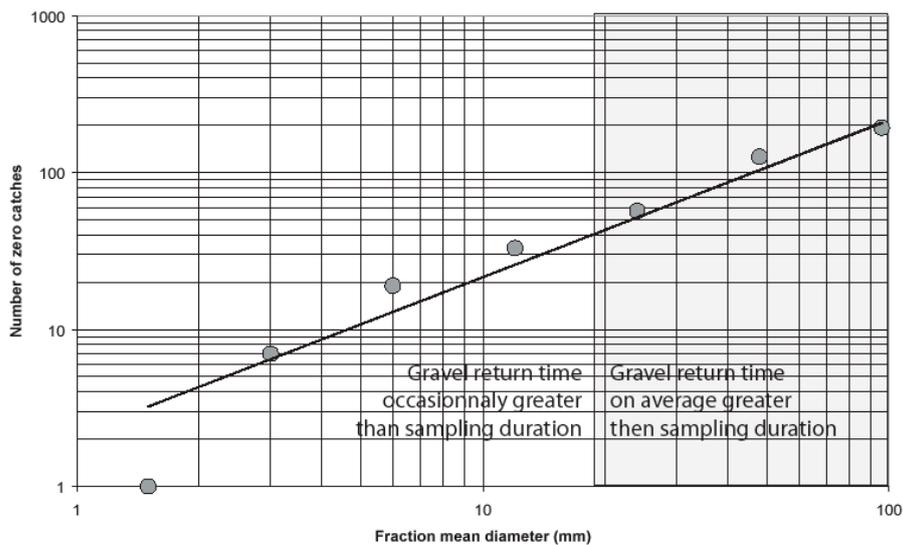


FIG. 3.9 – Nombre de fois où aucun grain n’est attrapé dans l’échantillonneur Helley-Smith en fonction de la taille des grains. Le calcul est effectuée sur l’ensemble des données acquises sur la rivière Urumqi au cours des années 2005 et 2006. Le débit de la rivière et donc le flux de sédiments varient sur l’échantillon. Le calcul n’est donc pas effectué à flux rigoureusement constant. Néanmoins la tendance observée confirme, au premier ordre, la corrélation entre le nombre de prises 0 et la taille des grains.

3.4 Formation et transport de sédiments dans les canyons sous-marins

3.4.1 Introduction et problématique

La vie des rivières terrestres ne s’achève pas au moment où ces dernières atteignent l’océan. Nombre d’entre elles se prolongent en effet sous la forme de gigantesque canyons qui méandrent le long des grands cônes sédimentaires sous-marins (Fig. 3.10). Le Zaire, l’un des plus grands fleuves au monde avec une profondeur de 30m et une largeur maximum de 2km, donne ainsi naissance à un canyon sous-marin dont la largeur peut monter jusqu’à 15km et la profondeur jusqu’à 1500m. Les canyons sous-marins prennent en quelque sorte le relais des rivières et permettent aux courants de turbidité de transporter les sédiments érodés sur les continents vers l’océan profond où ils se déposent et s’accumulent. Les canyons sont donc étroitement associés à la formation et au développement des grands cônes sédimentaires sous-marins, lesquels accumulent des millions de km^3 de sédiments sur des échelles de temps de plusieurs millions d’années et constituent donc une archive géologique inestimable.

Malgré l’importance de leur rôle géologique, on connaît assez peu de choses au sujet des canyons. Les progrès technologiques n’ont en effet permis l’étude des reliefs sous-marins que très récemment. S’il est maintenant admis que ces chenaux ne sont pas l’empreinte fossile de lits de rivières formés au cours de la baisse du niveau marin lors des dernières

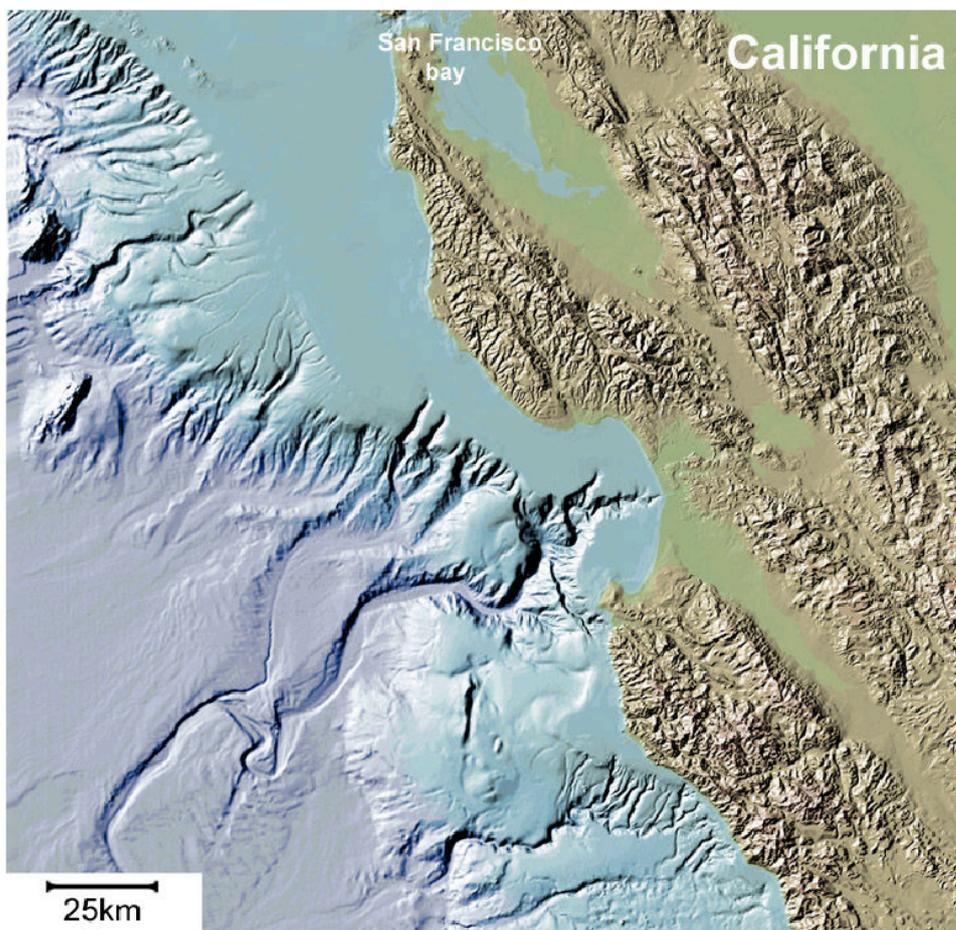


FIG. 3.10 – Canyons sous-marins dans la baie de Monterey (Californie) d’après *Maher et al.* [1998].

glaciations, un grand nombre de questions restent encore ouvertes. Ces chenaux sont-ils le résultat de gigantesques effondrements gravitaires sous-marins ? Sont-ils au contraire formés par des écoulements hyperpycnocaux, formés du mélange eau douce / sédiment en suspension qui se forme au niveau de l’embouchure des rivières¹¹ ? Dans ce dernier cas, l’écoulement est-il continu au cours du temps ou bien se forme-t-il uniquement lors des grandes crues ? Le débat est loin d’être clos pour au moins deux raisons : la grande difficulté d’effectuer des mesures sur des chenaux sous-marins actifs d’une part, et la longueur des échelles de temps (de l’ordre du millier d’années) nécessaire pour développer ces morphologies qui proscribit l’observation de la formation de ces chenaux sur des échelles de temps humaines.

Ces difficultés ont conduit la communauté scientifique à attaquer le problème de la formation des canyons sous-marins sous les deux angles complémentaires de l’approche numérique et de la modélisation expérimentale des courants de turbidité [*Pantin*, 1979;

¹¹Une rivière très chargée en sédiments (typiquement avec une concentration en sédiments en suspension supérieure à $36\text{mg}\cdot\text{L}^{-1}$) peut devenir plus dense que l’eau de mer. Dans ce cas, le mélange eau douce/sédiments continue de s’écouler le long du fond marin, après l’entrée de la rivière dans la mer, formant ce qu’on appelle un courant hyperpycnal.

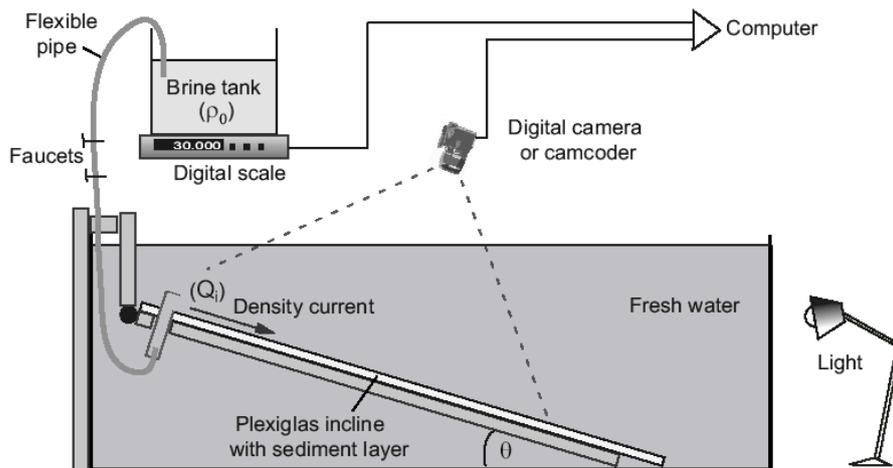


FIG. 3.11 – Schéma du dispositif expérimental.

Parker, 1982; Imran *et al.*, 1998; Bonneau and Lister, 1999; Kneller and Buckee, 2000; Alexander and Mulder, 2002; Kubo and Nakajima, 2002; Parsons *et al.*, 2002; Kostic and Parker, 2003a, b]. Les approches expérimentales ont notamment tenter de déterminer les conditions dans lesquelles des turbidites, constituées d'un mélange de grains et d'eau, peuvent éroder un lit de sédiments. Ces approches nécessitent des débits d'injection très importants (de l'ordre du L/s) et donc un dispositif expérimental très lourd avec des cuves expérimentales de grandes dimensions¹² (plusieurs dizaines de mètres de long et quelques mètres de large et de profondeur).

Poursuivant la réflexion déjà engagée à propos des rivières, nous allons à présent montrer que le problème de la formation des canyons sous-marins peut lui aussi être attaqué dans le cadre d'expériences à micro-échelle. Les travaux que je présente dans cette section ont marqué le début de la collaboration entre François Métivier et moi-même il y'a un peu plus de cinq ans¹³. Ils se sont poursuivis dans le cadre de la thèse de Pierre Lancien et ont conduit à plusieurs publications [Métivier *et al.*, 2005; Lancien *et al.*, 2005a, b, 2007].

3.4.2 Etude Expérimentale

Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental, illustré sur la figure 3.11, consiste en un plan inclinable de dimensions $100cm \times 50cm$ immergé dans un réservoir de dimensions $200cm \times 50cm \times 50cm$ rempli d'eau douce. Le sédiment utilisé pour l'expérience est une poudre de plastique de densité $1080 kg.m^{-3}$ et de granulométrie moyenne $d = 27\mu m$. La procédure expérimentale

¹²Le laboratoire de St. Anthony Falls abrite plusieurs cuves expérimentales dont on trouvera les dimensions sur le site web suivant : <http://www.safll.umn.edu/facilities>

¹³Ils correspondent, en quelque sorte à la naissance de notre petit groupe de géomorphologie.

consiste à agiter l'eau de façon à mettre les sédiments en suspension. Ceux-ci forment en sédimentant un lit de sédiments homogène de quelques cm d'épaisseur qui recouvre le plan incliné. Une fois que les particules ont sédimenté, on injecte au sommet du plan un courant d'eau salée qui s'écoule le long du plan avec un débit d'injection constant. La vitesse moyenne de notre courant de densité est de l'ordre de $U = 10\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ et son épaisseur est de l'ordre de $H = 1\text{mm}$. Le nombre de Reynolds $Re = UH/\nu$ du courant de densité varie donc typiquement entre 10 et 100. Notre écoulement est donc laminaire tout comme dans les expériences de rivières discutées au début de ce chapitre.

Nous discuterons plus précisément les conditions de mise à l'échelle de l'expérience par la suite. Pour l'instant et pour fixer les idées, contentons nous de remarquer que l'eau douce qui remplit la cuve joue le rôle de l'eau salée de l'Océan tandis que l'eau salée injectée en amont du plan joue celui de la rivière chargée en sédiments et dont la densité effective est plus forte que celle de l'eau de mer. Pour certaines valeurs des paramètres expérimentaux (inclinaison du plan θ , débit d'injection q et densité de la saumure ρ_f), le courant dense érode le lit de particules et se chenalise progressivement dans un canyon (cf Fig. 3.12 et 3.13).

Pourquoi ça marche ? Mise à l'échelle ... et rôle de la turbulence

Nos observations expérimentales ont montré que deux conditions sont nécessaires pour produire un canyon. Le courant dense doit perdurer sur une longue distance et la contrainte qu'il exerce à sa base doit être suffisamment forte pour éroder le lit.

Dans la nature, la longueur caractéristique L parcourue par un courant de turbidité dépend de la vitesse U du courant et de la vitesse de sédimentation V_s des particules qui le compose :

$$L = \frac{UH}{V_s \cos \theta} \quad (3.31)$$

où H est la hauteur caractéristique du courant. Pour inciser un canyon, il faut donc que le rapport (3.31) soit grand. Les mesures de vitesse et de hauteur du courant effectuées dans le canyon du Zaïre par *Khripounoff et al.* [2003] suggèrent une distance caractéristique d'au moins $L \approx 10^5\text{m}$ pour des particules d'argiles $d = 10\mu\text{m}$. Dans notre expérience, la hauteur d'eau du courant de densité est de l'ordre de 1 cm de sorte que la longueur d'un courant de turbidité construit à partir de nos particules de plastique serait de l'ordre de 20 cm au maximum. Ce constat explique probablement l'échec des approches expérimentales précédentes : les courants de turbidités construits en laboratoire sont trop courts pour inciser. Il ne peuvent générer que des morphologies de dépôt. Notre approche expérimentale contourne cette difficulté en utilisant une saumure pour modéliser le contraste de densité. Cela revient à éliminer la sédimentation du problème ce qui permet de créer un courant dense suffisamment long ($L \approx 1\text{m}$) pour permettre l'incision d'un canyon¹⁴. En contrepartie, notre expérience ne permet pas d'étudier les phénomènes liés à la redéposition de particules fines composant les courants de turbidité naturels.

¹⁴La longueur de notre courant de saumure expérimental est contrôlée au premier ordre par la dilution progressive du courant au contact de l'eau ambiante.

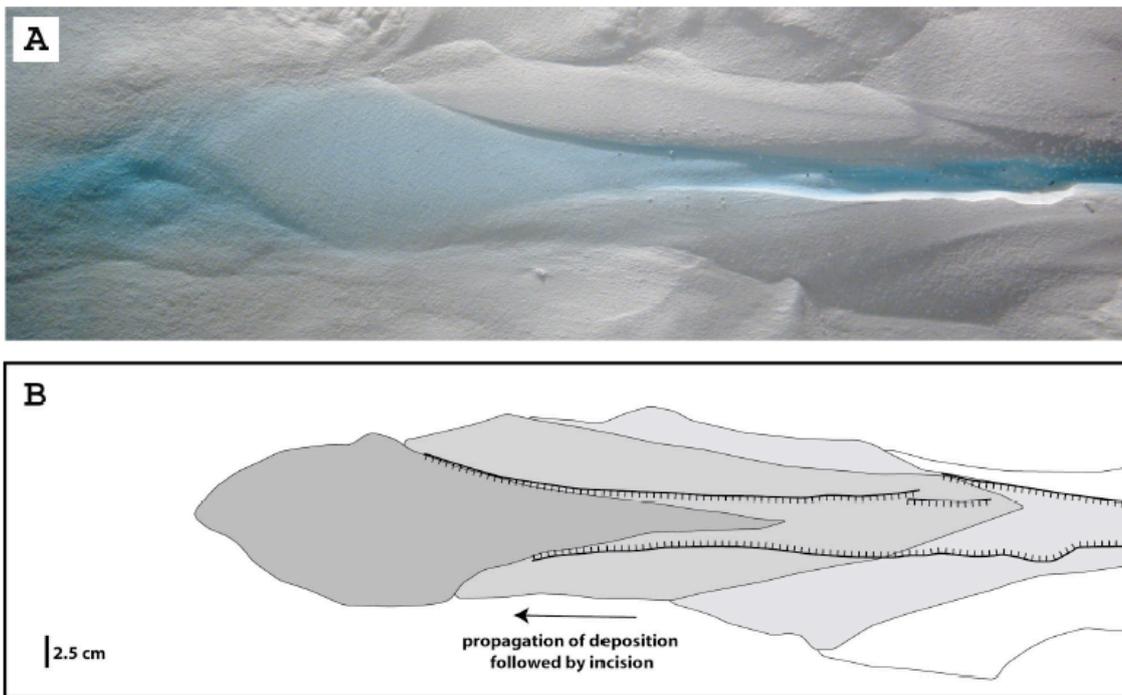


FIG. 3.12 – (a) Image d'un canyon expérimental avec le cône formé en aval. Le colorant bleu permet de visualiser le courant de densité. (b) Schéma explicatif montrant la progradation du cône sous l'effet du mécanisme d'incision-aggradation.

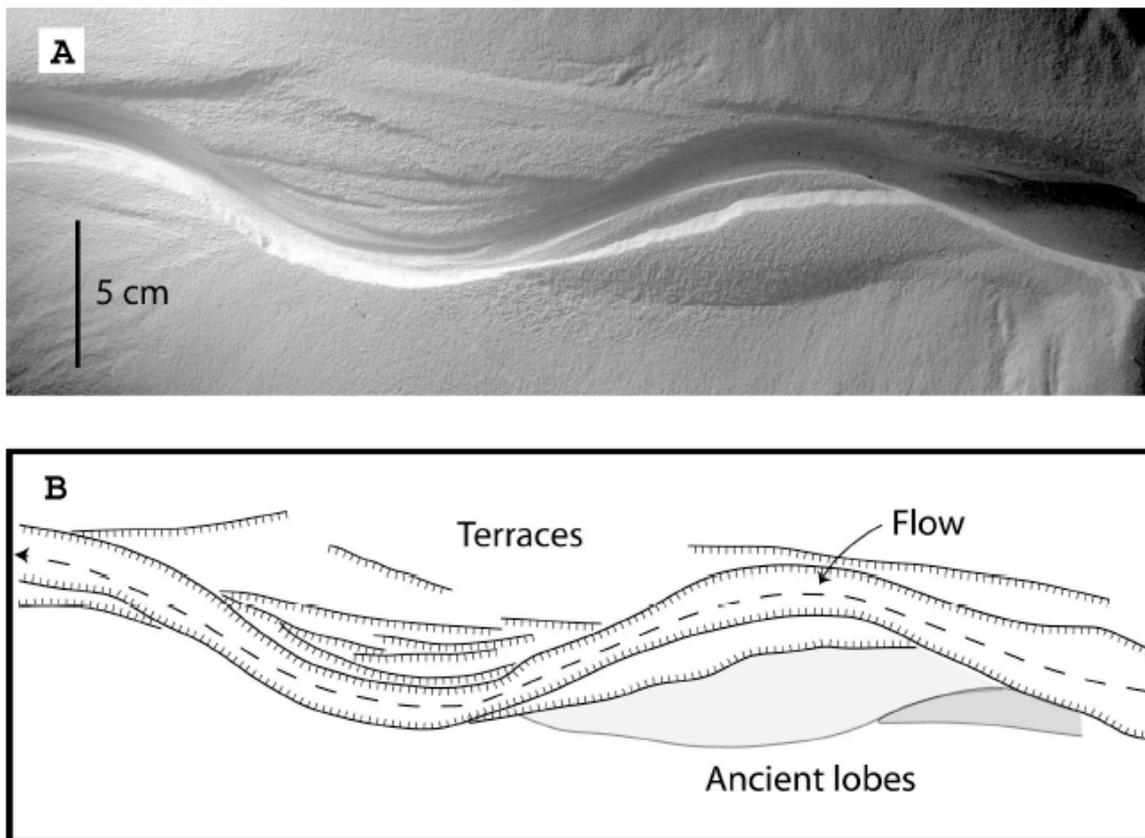


FIG. 3.13 – (a) Méandre "sous-marins" expérimental. (b) Schéma explicatif montrant les risers des terrasses et un ancien lobe progradant abandonné.

La capacité d'érosion d'un courant de densité dépend de la contrainte qu'il exerce sur le fond et peut donc être caractérisée par le nombre de Shields. Pour un courant sous-marin dense stationnaire et uniforme, ce dernier s'écrit :

$$Sh = \frac{(\rho_f - \rho_a)HS}{(\rho_s - \rho_a)d} \quad (3.32)$$

où ρ_f est la densité du courant dense (la turbidite en milieu naturel et la saumure dans notre expérience), ρ_s est la densité du sédiment et ρ_a la densité du fluide ambiant (eau de mer en milieu naturel et eau douce dans l'expérience). Si l'on reprend l'exemple du canyon du Zaïre, on trouve $Sh \approx 2$ pour du sable et $Sh = 30$ pour des argiles. Nos courants denses expérimentaux génèrent des nombres de Shields d'ordre $Sh = 30 - 40$. Les valeurs naturelles et expérimentales sont donc comparables. En supposant que le diagramme de Shields (Fig. 1.6) établi pour l'érosion fluviale reste pertinent pour l'environnement sous-marin, courants expérimentaux et naturels tombent au dessus de la limite d'érosion.

Pour résumer, le phénomène naturel qui nous intéresse est un courant constitué de particules d'argiles ($d \approx 10\mu m$) maintenu en suspension dans l'eau par la turbulence de l'écoulement. Le tout forme un courant de densité homogène qui s'écoule le long des fonds marin avec suffisamment de puissance pour éroder et s'encaisser dans un canyon. Notre version "micro-expérimentale" de ce phénomène est un courant de densité constitué par une saumure. Ce courant s'écoule de façon laminaire le long d'un lit de particules plastique avec suffisamment de puissance pour éroder et s'encaisser dans un micro-canyon. L'utilisation de la saumure règle le problème du maintien en suspension des particules au sein du courant dense. La turbulence n'est donc plus nécessaire, ce qui, comme pour l'étude des rivières, permet de réduire considérablement la taille du dispositif expérimental.

Résultats expérimentaux

Pour certaines valeurs des paramètres expérimentaux (inclinaison du plan θ , débit d'injection q et densité de la saumure ρ_f), le courant dense peut éroder le lit de particules. Lorsque cela se produit, on observe la formation d'un canyon dans lequel le courant se chenalise. Ceci limite l'étalement du courant, renforce sa vitesse et favorise l'érosion et l'incision en aval. Le développement d'un canyon fonctionne donc suivant un mécanisme de rétroaction positive.

Dès que la chenalisation est amorcée, les particules sont transportées le long canyon et se déposent en aval de celui-ci, formant un cône de sédiments en fin de chenal. Ce cône prograde vers l'aval et est donc progressivement incisé par le courant dense (Fig. 3.12). Ce mécanisme d'incision-aggradation conduit à la formation de morphologies de type "levées" dont les caractéristiques sont très semblables à celles observées dans les canyons naturels comme, par exemple, dans le canyon de l'Orénoque [Deville *et al.*, 2003]. Il est également responsable de la formation de terrasses et de méandres¹⁵ similaires aux terrasses et aux

¹⁵Plusieurs mécanismes différents semblent capables de former des méandres. Ceux-ci se forment parfois par amplification d'un défaut du lit de sédiments initial. Ils peuvent également se former lorsqu'un canyon "abandonne" et contourne son cône progradant.

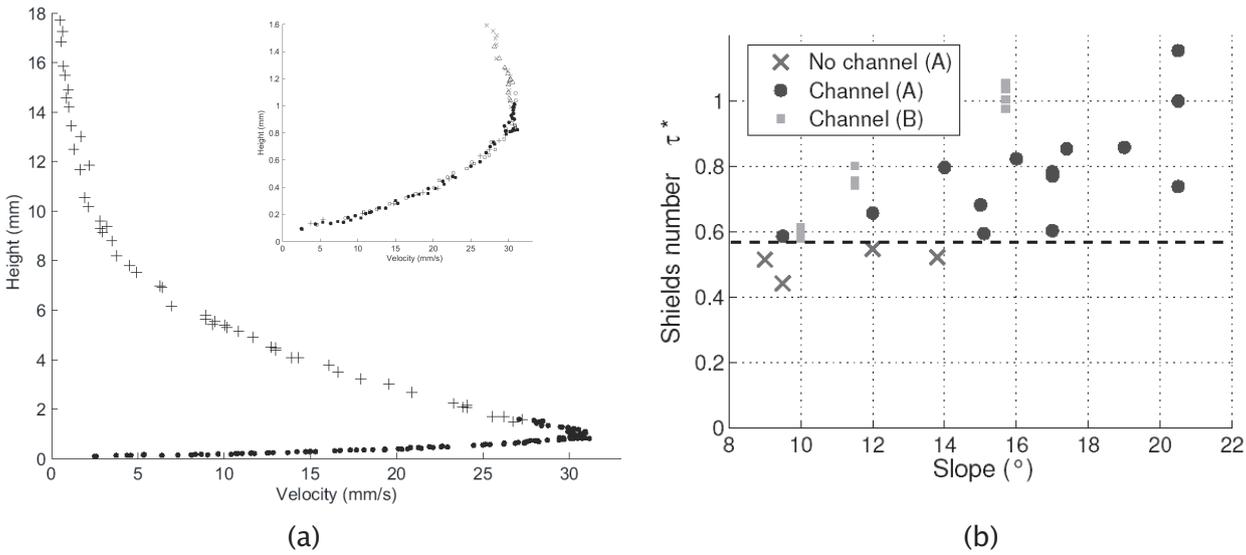


FIG. 3.14 – (a) Profil de vitesse au sein du courant dense mesuré à 30cm en aval du point d’injection ($\theta = 16^\circ$, $q = 0.95 \text{ ml.s}^{-1}$, $\rho_f = 1020 \text{ kg.m}^{-3}$). Mesures effectuée par la méthode de "Particle Shadow Tracking" au sein de la couche limite (\bullet) et par une méthode classique de "Particle Tracking Velocimetry" dans le reste de l’écoulement ($+$). Le graphe en insert est un zoom sur le profil au sein de la couche limite. (b) Diagramme de phase de la chenalisation dans le plan Sh, θ .

méandres fluviaux (Fig. 3.13). Ces observations expérimentales permettent de faire deux constats importants :

1. Un courant dense continu, tel que celui généré à son embouchure par une rivière suffisamment chargée en sédiments, suffit à construire un canyon sous-marin. Il n’est pas nécessaire d’invoquer une transgression marine ou un effondrement gravitaire pour expliquer la formation d’un canyon.
2. Un courant dense continu peut générer de manière auto-cylique des morphologies très complexes tels que des abandons de terrasses, des méandres, ...

Pour aller plus loin et préciser les conditions d’incision d’un chenal, nous avons étudié plus en détails la dynamique d’écoulement du courant dense. Pour ce faire, Pierre Lancien a développé au cours de sa thèse plusieurs méthodes de mesures élégantes et originales destinées à caractériser le courant dense : mesure du profil de vitesse dans l’écoulement, mesure de la densité et de la forme du courant, caractérisation de l’importance des effets de dilution, ... L’ensemble de ces techniques sont décrites en détails dans le manuscrit de thèse de Pierre Lancien [Lancien, 2007].

L’une d’entre elles, particulièrement élégante, a fait l’objet d’une publication dans la revue "Experiments in fluids" [Lancien et al., 2007]. Il s’agit d’une méthode de mesure de vitesse intitulée "Particle Shadow Tracking". Cette technique, qui repose sur le suivi simultané de la position d’une particule traceur et de son ombre projetée sur le plan incliné, nous a permis de déterminer avec une précision jusque là inégalée (résolution spatiale $\delta z = 30 \mu\text{m}$ et incertitude sur la vitesse $\delta v = 0.3 \text{ mm.s}^{-1}$) le profil de vitesse au sein du courant dense, y compris au sein de la couche limite visqueuse (Fig. 3.14 a).

A partir de ce profil de vitesse, nous avons déterminé la contrainte exercée à la base du courant et calculé le nombre de Shields correspondant. Les mesures expérimentales montrent que le critère de chenalisation peut être explicité simplement et uniquement en terme de nombre de Shields : un courant de densité crée un canyon à condition que le nombre de Shields dépasse une valeur seuil de l'ordre de 0.6 i.e. si $Sh \gtrsim 0.6$ (Fig. 3.14 b). En dessous de cette valeur seuil, le courant ne s'encaisse pas et aucun canyon ne se forme. De manière remarquable, nos mesures montrent également que cette valeur seuil de formation d'un chenal coïncide avec le critère de mise en mouvement des grains. En clair, dès que le courant est suffisamment puissant pour éroder et transporter les sédiments, il se chenalise.

3.4.3 Conclusion et perspectives

Cette étude expérimentale de la formation des chenaux sous-marins a déjà conduit à deux résultats intéressants. D'une part, elle démontre à nouveau, dans la continuité de notre discussion sur le rôle de la turbulence dans les rivières, qu'il est possible d'étudier des phénomènes géologiques à partir d'expériences de petite échelle. Elle montre d'autre part, que le critère de chenalisation sous-marine coïncide avec le critère de mise en mouvement des grains. *Nous avons là un magnifique exemple du problème de l'imbrication des échelles déjà discuté au chapitre 1 : c'est un critère relevant de la physique à l'échelle du processus élémentaire (mise en mouvement ou non d'un grain) qui détermine la formation ou l'absence de canyons sous-marins i.e. la morphologie d'un paysage à grande échelle.*

Les travaux initiés au cours de la thèse de Pierre Lancien sont loin d'avoir fait le tour des possibilités offertes par le dispositif expérimental. Les mesures de Pierre ont montré, par exemple, que les rapports d'aspect des canyons expérimentaux sont comparables à ceux des canyons naturels. Mais beaucoup de questions restent ouvertes : comment la largeur et le rapport d'aspect d'un canyon dépendent-ils des paramètres tels que la pente ou le débit ? Peut-on préciser la dynamique de progradation du cône créé en aval du chenal ? Quelle est sa vitesse ? Comment dépend-elle des paramètres expérimentaux ? Dans quelles conditions fabrique-t-on des méandres ? des terrasses ? etc ...

Nous poursuivons donc actuellement l'étude des chenaux sous-marins en nous intéressant aux caractéristiques morphologiques des canyons. Deux collaborations sont d'ailleurs en cours de développement sur cette thématique. La première avec le groupe de David Mohrig (School of Geosciences, University of Texas, Austin) est centrée sur l'étude expérimentale de la morphodynamique des chenaux. La seconde avec Christophe Delacourt (Institut Universitaire des Etudes de la Mer, Université de Brest) est focalisée sur l'étude de la morphologie de canyons-sous-marins naturels à partir de l'analyse de modèles numériques de terrain.

3.5 Perspectives

J'ai déjà discuté la façon dont je comptais poursuivre les différents travaux exposés dans les sections précédentes. Je vais donc plutôt décrire ici des travaux récemment en-

trepris dans le cadre de la thèse de Luce Malverti et qui s'inscrivent dans la continuité générale de ce chapitre.

L'évolution du lit des rivières alluviales (principalement les rivières graveleuses) et la formation des chenaux sous-marins sont associées au transport de sédiments par charriage. Nous avons discuté à la fois au chapitre 1 et dans la section 3.3 les problèmes rencontrés dans la mesure du transport par charge de fond sur le terrain et nous avons vu que ces difficultés expliquent très probablement la difficulté à établir une loi de transport "universelle" pour la charge de fond. Nous avons commencé à aborder ce problème sous l'angle expérimental. Dans le cadre de sa thèse, Luce Malverti a développé un chenal ($300\text{cm} \times 20\text{cm}$) dans lequel un écoulement (cette fois-ci turbulent) érode un lit de sédiments de diamètre millimétrique. La mesure de la vitesse des particules en mouvement¹⁶ ainsi que celle du champ de vitesse fluide devrait nous permettre de mieux comprendre la nature du transport par charriage et les paramètres qui le contrôlent. Notre objectif principal est d'étudier l'influence d'un lit de particules de tailles différentes sur le transport. Le principal intérêt de cette approche expérimentale est de nous permettre de contrôler et d'imposer les paramètres tels que la pente du lit, débit de la rivière ou granulométrie du lit. A court terme, les résultats expérimentaux devraient nous guider dans l'exploitation des données de terrain acquises dans les Ecrins, en Chine ou en Guadeloupe et nous permettre de faire la part entre ce qui relève de la physique du transport et ce qui relève des conditions spécifiques à un terrain donnée, ou, pour le dire autrement, à distinguer l'universel de la contingence.

¹⁶grâce à une technique de traitement d'images développée au laboratoire

and I see them in the field
and I hear them at my feet
and I know it's got to be real

Led Zeppelin

Chapitre 4

Conclusion et Perspectives

J'ai présenté au cours des chapitres précédents mes thématiques de recherche en tentant de montrer de quelle façon elles s'insèrent dans le cadre plus général de la recherche en géomorphologie. Je souhaite à présent terminer ce manuscrit en revenant sur les thématiques en direction desquelles j'ai l'intention de centrer mes travaux de recherche dans le futur.

4.1 Modélisation expérimentale en géomorphologie

J'ai beaucoup insisté sur l'intérêt de la modélisation expérimentale comme outil d'investigation des processus d'érosion. Cette approche, qui est l'un de mes principaux outils de recherche, présente à mes yeux trois avantages :

- L'utilisation de systèmes modèles permet de réduire considérablement les échelles de temps et d'espace des processus simplifiant ainsi leur observation ;
- Elle permet de contrôler les paramètres et d'étudier leurs effets ;
- Elle est un guide précieux pour développer des modèles de "premier ordre" des processus.

Tous ces avantages sont obtenus au prix d'une simplification souvent radicale du problème étudié. Pour chaque expérience, il est donc indispensable de se poser la question de son dimensionnement, de sa pertinence et de l'extrapolation vers l'échelle naturelle. C'est ce que nous avons fait pour les glissements de terrain, les rivières ou les chenaux sous marins en nous appuyant à chaque fois sur le raisonnement dimensionnel et en confrontant aussi souvent que possible nos résultats expérimentaux à des données naturelles.

Les expériences constituent donc, à mon sens, un outil de recherche en géomorphologie très performant à condition de comprendre leur validité scientifique et de maîtriser leurs limites. Les expériences modèles de *Ancey et al.* [2002, 2003]; *Hersen* [2005]; *Iverson et al.* [2004]; *Muto* [2001]; *Meunier and Metivier* [2000, 2006]; *Pouliquen and Vallance* [1999] sont autant d'exemples qui confirment l'importance croissante de l'approche expérimentale dans le champ de la géomorphologie quantitative.

4.2 Transport en rivière alluviale

L'établissement des lois qui gouvernent le transport par charge de fond en rivière alluviale reste un prérequis indispensable pour comprendre la dynamique d'exportation de matière hors des bassins et modéliser leur réponse à des modifications de forçages extérieurs d'origine tectonique ou climatique [Dietrich *et al.*, 2003]. C'est également une étape nécessaire vers une meilleure compréhension des conditions de formation des morphologies alluviales, et par conséquent, vers une meilleure interprétation de leur signification géologiques : L'abandon d'une terrasse par une rivière est il toujours la signature d'un changement de forçage externe [Meunier and Metivier, submitted] ? Quels sont les paramètres qui font qu'une rivière forme des tresses plutôt que des méandres [Parker, 1976] ? A quelle vitesse une rivière incise-t-elle son lit ?

La résolution de ces questions passe par une meilleure compréhension de la dynamique du charriage en rivière. Pourtant, malgré plus d'un siècle de recherches consacrées à ce sujet, la prédiction théorique du flux de matière en charge de fond reste difficile. L'essentiel des lois de transport proposées jusqu'à présent reposent sur des mesures de laboratoire. Les données de terrain, lorsqu'elles existent sont rarement en accord avec les lois expérimentales [Gomez and Church, 1989]. Pire encore, les lois de transport établies à partir de données acquises dans une rivière particulière ne s'appliquent généralement pas aux autres [Parker *et al.*, 1982].

Déterminer correctement la loi de transport suppose d'être capable de mesurer de manière univoque la relation entre le flux de matière et la contrainte cisailante. Cette dernière est cependant difficile à mesurer, que ce soit sur le terrain ou dans un grand canal hydraulique. En pratique, la contrainte n'est donc pas mesurée mais calculée à partir de grandeurs plus simples à mesurer (hauteur d'eau, pente, profil de vitesse de l'écoulement ou bien débit de la rivière) *en faisant des hypothèses fortes sur l'écoulement : écoulement stationnaire et uniforme, profil de vitesse logarithmique, ...* Ces hypothèses sont généralement violées dans les rivières graveleuses pour lesquelles la hauteur d'eau est faible et la rugosité du fond est forte [Wohl, 2000] ce qui rend particulièrement difficile l'estimation de la contrainte cisailante dans ces rivières.

Il est en revanche relativement facile d'approcher des conditions de régime stationnaire uniforme dans une micro-rivière expérimentale de laboratoire, telle que celle que nous avons développée dans le cadre de la thèse de Luce Malverti (cf. chapitre 3). J'ai donc l'intention de continuer à travailler sur le transport par charriage en utilisant ce dispositif expérimental ainsi que les nombreuses données de terrain (transport, granulométrie, ...) que notre groupe a acquis et continue d'acquérir, notamment dans les Alpes, en Chine et en Guadeloupe. Trois aspects de ce problème me paraissent prioritaires :

- Faire le lien entre le caractère stochastique du transport à l'échelle élémentaire, d'une part, et la loi de transport et les morphologies alluviales à l'échelle macroscopique, de l'autre.
- Etudier l'effet d'une distribution étendue de taille de grains sur la loi de transport [Parker *et al.*, 1982].
- A plus long terme, je souhaite m'attaquer au problème du couplage entre versants

et rivières qui contrôlent l'érosion et la morphologie de l'essentiel des surfaces continentales.

4.3 Géomorphologie sous-marine

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été consacrés au problème de la formation des canyons sous-marins et à la modélisation des courants de turbidité [*Pantin*, 1979; *Parker*, 1982; *Imran et al.*, 1998; *Bonnecaze and Lister*, 1999; *Kneller and Buckee*, 2000; *Alexander and Mulder*, 2002; *Kubo and Nakajima*, 2002; *Parsons et al.*, 2002; *Kostic and Parker*, 2003a, b]. En revanche, peu d'auteurs se sont intéressés à l'analyse morphologique des paysages sous-marins [*Maher et al.*, 1998; *Ramsey et al.*, 2006]. Ces derniers présentent pourtant des formes fascinantes, dont certaines (canyons, glissements, ...) rappellent ce que l'on peut observer à la surface des continents. Le nombre de travaux consacrés à la géomorphologie sous-marine reste faible en regard de ceux consacré aux surfaces continentales terrestres voire extra-terrestres (Mars, en particulier). Cette situation me semble paradoxale. La comparaison entre objets sous-marins et "sub-aériens" pourrait en effet apporter beaucoup à notre compréhension des processus d'érosion tant sur terre que sous la mer.

J'ai donc l'intention de poursuivre les travaux sur les chenaux sous-marins initiés au cours de la thèse de Pierre Lancien en me focalisant d'avantage sur les caractéristiques morphologiques des canyons. Comment la largeur et le rapport d'aspect d'un canyon dépendent-ils de paramètres tels que la pente ou le débit? Existe-t-il une relation entre pente et aire drainée pour les canyons sous-marins? Peut on préciser la dynamique de progradation du cône créé en aval du chenal? Dans quelles conditions fabrique-t'on des méandres? des terrasses? Je compte aborder ces questions en m'appuyant à la fois sur l'approche expérimentale en collaboration avec le groupe de David Mohrig (School of Geosciences, University of Texas, Austin) et sur l'analyse de données de terrain grâce à une collaboration avec Christophe Delacourt (Institut Universitaire des Etudes de la Mer, Université de Brest).

4.4 Nécessité de mesure de terrain pérennes : le chantier Antilles.

A grande échelle, la mesure des taux d'érosion est essentielle pour identifier et estimer l'influence des paramètres de contrôle des mécanismes d'érosion, contraindre les modèles d'évolution des paysages, quantifier les vitesses de formation des sols [*Heimsath et al.*, 1997], étudier les processus d'altération [*Riebe et al.*, 2003], comprendre la nature des couplages entre érosion chimique et mécanique [*Gabet*, 2007] et évaluer l'impact de l'érosion sur des réservoirs tels que la biosphère (biodiversité en particulier) ou l'atmosphère (consommation de CO_2 par l'altération des roches).

A l'heure actuelle, les taux d'érosion sont très souvent mesurés via des méthodes in-

directes comme l'analyse sédimentologique [Métivier and Gaudemer, 1999], l'estimation du volume de roches exporté hors d'une formation d'âge et de géométrie initiale connus [Seidl et al., 1994] ou l'utilisation de méthodes géochimiques : bilan de masse par comparaison de la composition chimique entre phase dissoute, phase altérée et roche mère [Gaillardet et al., 1999; Rad et al., 2006], utilisation des isotopes cosmogéniques [Heimsath et al., 1997; Dietrich et al., 2003], ... Ces méthodes, très raffinées du point de vue analytique, fournissent des données extrêmement précieuses. Elles présentent cependant au moins deux limites :

- Elles reposent souvent sur des hypothèses difficiles à vérifier, supposant par exemple que le relief ou l'épaisseur du sol sont à l'état stationnaire.
- Elles permettent de mesurer des taux d'érosion intégrés sur des temps caractéristiques longs (de quelque milliers à quelques centaines de milliers d'années). Elles n'ont donc pas la résolution nécessaire pour couvrir l'ensemble de la gamme de constantes de temps des mécanismes d'altération et d'érosion qui s'étendent typiquement de la seconde au million d'années. Du coup, il est souvent aventureux de tenter de corrélérer les flux d'érosion déduits de ce type de mesures avec des paramètres tels que la pluviométrie ou le relief d'un bassin versant dont nous ne connaissons souvent que les valeurs actuelles.

La mesure directe des flux d'érosion sur des bassins versants "ateliers" et leur suivi sur des durées assez longues est donc un complément indispensable des mesures de taux d'érosion long terme. En pratique, suivre "en direct" l'exportation de matière hors d'un bassin est cependant un travail difficile. Le principal problème est lié au manque de développement instrumental. Alors que les sismologues ou les géomagnéticiens ont depuis longtemps consacré beaucoup d'efforts à la mise au point d'instruments de plus en plus perfectionnés, les géomorphologues manquent de techniques instrumentales standardisées adaptées à la *mesure directe* des flux d'érosion. J'ai, par exemple, présenté dans le chapitre 3 le côté rudimentaire de la mesure de charge de fond par échantillonneur Helley-Smith. On pourrait également discuter de la difficulté de mesurer les flux de matière en suspension dans les rivières [Fuller et al., 2003] ou d'estimer des volumes de matériel déplacé par les glissements de terrain [Hovius et al., 1997; Stark and Hovius, 2001].

Ce constat m'a conduit à m'impliquer fortement dans le développement d'un "Chantier Erosion" aux Antilles regroupant des géophysiciens et des géochimistes de l'IPGP et d'autres instituts¹. L'objectif du projet est de mettre en place l'étude et le suivi systématique de quelques bassins situés en Guadeloupe afin de développer une instrumentation et des protocoles adaptés au suivi des flux de matière, de quantifier les vitesses de l'érosion et de l'altération dans le contexte insulaire des Antilles, de comprendre leurs modalités, d'étudier leurs couplages et enfin, à terme, de fédérer un observatoire de l'érosion aux Antilles, en partenariat avec les nombreux acteurs locaux. J'aimerais à présent décrire en partie les activités que j'ai initiées dans ce cadre.

¹Les chercheurs et ingénieurs impliqués dans le projet Guadeloupe sont, par ordre alphabétique : P. Agrinier, J. Ammann, M. Benedetti, C. Dessert, J. Gaillardet, C. Gorges, Y. Gamblin, A. Limare, P. Louvat, F. Métivier pour l'IPGP ; P. Allemand et P. Grandjean pour Lyon 1, C. Delacourt pour l'IUEM (Brest).

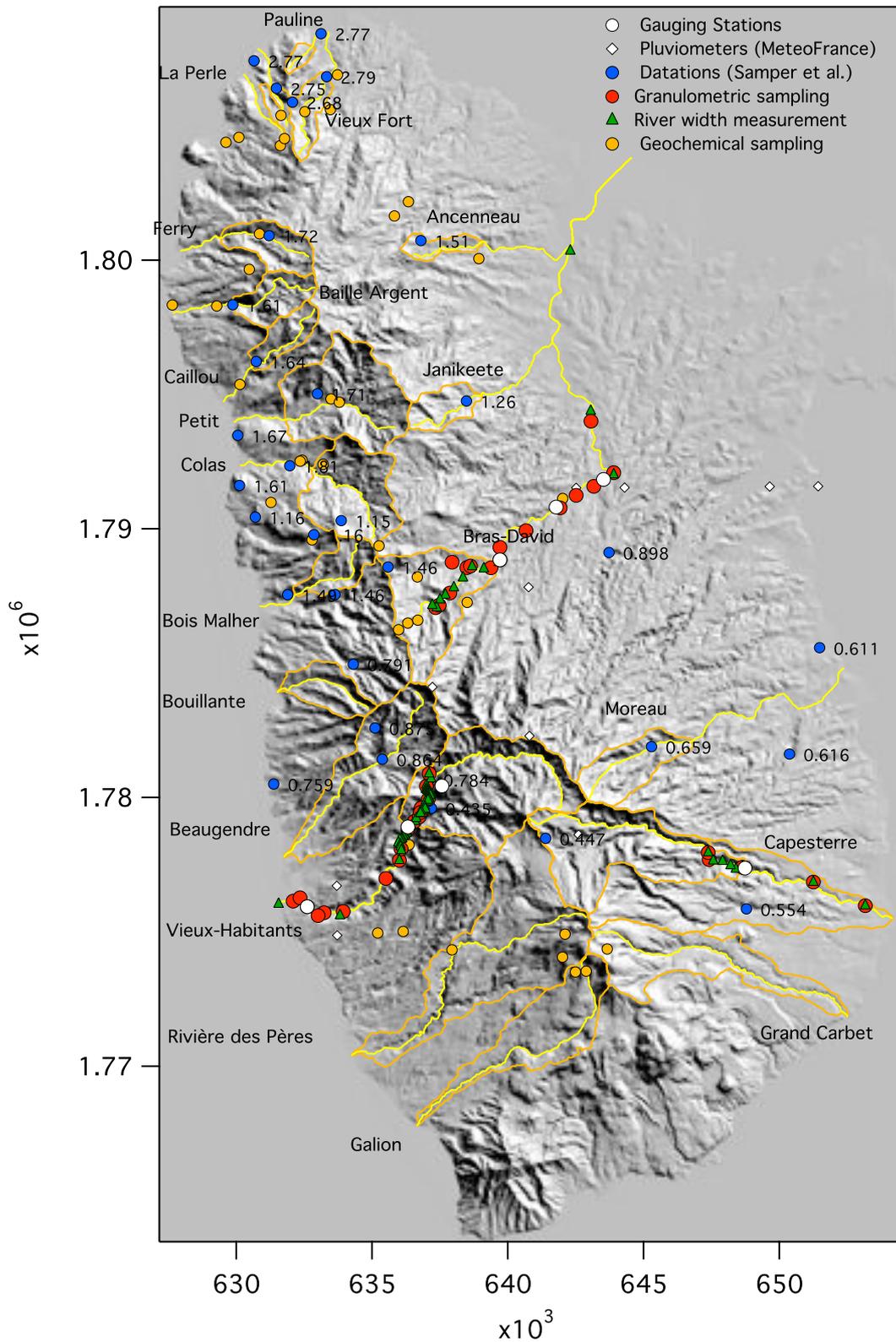


FIG. 4.1 – Carte des mesures de terrain effectuées sur l'île de Basse-Terre en Guadeloupe. Les bassins versants en cours d'instrumentation sont ceux de Bras-David, Capesterre et Vieux-Habitants. Les bassins versants délimités en orange sont ceux pour lesquels nous avons calculé le taux de dénudation. Les disques blancs et rouges indiquent respectivement la position des stations de mesure de débit et celle des sites de mesure de granulométrie. Les triangles verts indiquent la positions des mesures de largeur des rivières. Les cercles bleus correspondent aux sites datés par *Samper et al.* [2007]. Les disques oranges correspondent aux sites échantillonnés par les géochimistes.

Les Antilles : un paradis de l'érosion

Le climat tropical extrêmement pluvieux, les températures élevées, la roche poreuse et basique, la végétation préservée, une assez bonne connaissance de l'âge des terrains et des pentes fortes sont des conditions qui toutes concourent à faire des Antilles un terrain idéal d'étude de l'érosion. Du point de vue de l'érosion mécanique, les Antilles sont particulièrement intéressantes en raison de la fréquence importante des cyclones et tempêtes tropicales qui permettent d'étudier l'érosion en régime extrême.

Les rivières de Guadeloupe

Nous avons démarré depuis presque trois ans le suivi de trois rivières sur l'île de Basse-Terre en Guadeloupe : Bras-David, Vieux-Habitants et Capesterre (Fig. 4.1). Deux d'entre elles (Vieux-Habitants et Capesterre) sont à fond rocheux, la troisième étant alluviale. Ces rivières, dont le débit fait l'objet d'un suivi en temps réel par la Direction Régionale de l'ENvironnement, constituent un terrain de choix pour la recherche des lois de transport en complément des expériences analogiques.

Plusieurs missions de terrain nous ont permis de caractériser l'évolution de la granulométrie et de la géométrie des lits, de la lithologie et des faciès de berges le long des rivières à fond rocheux de Vieux-Habitants, Capesterre et Bras-David. Ces mesures nous ont permis, de développer en collaboration avec l'équipe de Gary Parker (Urbana Champaign University), un modèle d'incision et d'estimer le flux de masse associé à la charge de fond. Ce travail a donné lieu à une publication [*Chatanantavet et al.*, 2007] et deux autres sont en cours de rédaction sur le même sujet.

Taux de dénudation et impact des évènements extrêmes

En nous basant sur les datations des coulées récemment publiées par *Samper et al.* [2007] et grâce à l'analyse du MNT de Basse-Terre, nous avons estimé les taux de dénudation à long terme d'une dizaine de bassins guadeloupéens (Fig. 4.1). Ces derniers varient entre 100 et 500 $mm.k_a^{-1}$ et placent la Guadeloupe parmi les régions les plus érodées du monde au même niveau que le bassin du Bramapouthre ou l'Indonésie. Ces mesures qui sont en bon accord avec les estimations par bilan de masse des géochimistes feront l'objet d'un article en collaboration avec C. Delacourt, P. Allemand, C. Dessert et J. Gaillardet.

La comparaison entre les taux de dénudation long terme estimés par bilan de masse géochimique ou analyse de MNT et les flux d'érosion instantanés mesuré grâce au réseau que nous sommes en train de mettre en place devrait nous permettre d'estimer l'impact des cyclones et des tempêtes tropicales sur l'érosion.

Les résultats préliminaires suggèrent que l'essentiel de l'érosion mécanique se concentre pendant les crues éclairées provoquées par les cyclones et les tempêtes tropicales. Les crues éclairées qui représentent moins de 3% du régime hydraulique (en moyenne 2 ou 3 jours chaque année) contrôlèrent donc l'érosion à long terme. De ce point de vue, la Guadeloupe se comporterait de façon assez similaire à Taiwan où l'érosion semble dominée par un couplage entre crises sismiques et cyclones tropicaux [*Dadson et al.*, 2004].

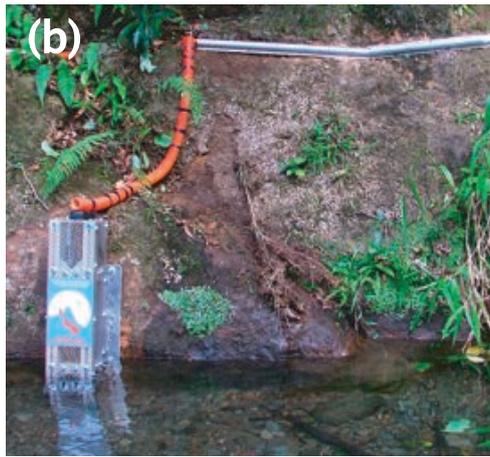
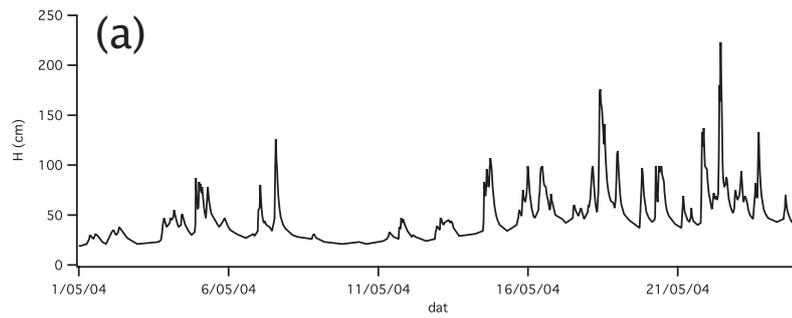


FIG. 4.2 – (a) Evolution de la hauteur d'eau sur la rivière de Capesterre (données DIREN). (b) et (c) Photographies du LISST en station dans la rivière de Vieux-Habitants et au laboratoire. (d) Image du lit de la rivière de Vieux-Habitants acquise par l'hélicoptère radiocommandé. (e) Zoom sur la même image montrant la résolution spatiale obtenue par cette technique. (f) Image de l'hélicoptère.

Développement instrumental

Mesurer directement le flux d'érosion pendant une crue éclairée ne peut évidemment pas se faire par les techniques habituelles. On n'imagine mal, en effet, un géomorphologue mesurer la charge de fond avec son échantillonneur Helley-Smith pendant un cyclone ou un orage alors que les données montrent que la hauteur d'eau peut passer de 50 cm à plus de 2m en moins de 20 minutes sur une rivière comme Vieux-Habitants ou Capesterre (Fig. 4.2a). Ce constat nous a conduit à nous lancer dans le développement de nouvelles méthodes de mesures permettant de contourner ces difficultés. Deux projets sont actuellement en cours.

Le premier concerne le suivi du transport de matière en suspension. Partant d'un capteur commercial initialement prévu pour des mesures ponctuelles de concentration de matières en suspension dans l'environnement marin², notre idée est de transformer cet appareil de façon à pouvoir le mettre en station sur une rivière pendant une durée assez longue (typiquement un mois). Une première version de l'instrument a déjà été testée pendant 6 mois sur la rivière de Vieux-Habitants avec des résultats très encourageants (Fig. 4.2b et c). L'instrument est à présent de retour au laboratoire de Géomorphologie de Saint-Maur où A. Limare, J. Ammann et Y. Gamblin sont actuellement en train de le modifier. Une seconde version plus aboutie sera installée sur la rivière de Capesterre au printemps prochain. Elle permettra de mesurer en temps réel la concentration et la taille des particules en suspension dans la rivière avec un pas de temps pouvant monter jusqu'à 2 minutes pendant une crue. A moyen terme, cet instrument nous permettra d'étudier la dynamique du transport pendant les crues éclairées.

Le deuxième projet concerne l'estimation du transport par charge de fond pendant les crues éclairées. Il s'agit cette fois d'utiliser une technique d'acquisition d'images aériennes haute résolution développée par P. Allemand, P. Grandjean et C. Delacourt et qui s'appuie sur un hélicoptère et un drone équipés d'appareils photo numériques (Fig. 4.2f). Cette technique nous a permis de cartographier plusieurs milliers de mètres carrés du lit des rivières de Vieux Habitants et de Capesterre avec une résolution centimétrique (Fig. 4.2d et e). En comparant des images haute résolution acquises avant et après le passage d'un cyclone, nous pourrions corrélérer la taille des grains déplacés avec le débit de la crue, estimer l'intensité du transport et mesurer son impact sur la morphologie de la rivière. Nous sommes également en train d'étendre cette technique à la surveillance des pentes.

Nous avons enfin commencé à réfléchir avec J. Ammann à la possibilité d'implanter dans certains galets une "puce" munie d'un tag radio fréquence actif émettant son identifiant. En cas de succès, cette technique nous permettrait de suivre dans le temps les galets et blocs ainsi équipés. Nous aurions alors l'outil idéal pour étudier l'impact de la granulométrie sur la vitesse de transport et le temps de résidence des sédiments dans une rivière.

²modèle LISST 25X, développé par la société SEQUOIA

Perspectives

A moyen terme, l'ensemble des techniques instrumentales que nous développons aux Antilles devrait nous permettre de quantifier l'impact d'un évènement climatique extrême (cyclone ou tempête tropicale), voire d'une crise sismique sur les flux d'érosion à l'échelle du bassin versant. A plus petite échelle, nous souhaitons également acquérir des données qui nous permettent de comprendre la dynamique de montée crue et la façon dont une rivière peut se transformer en une coulée de boue dévastatrice, comme ce fut le cas de la rivière de Vieux-Habitants lors du passage du cyclone Hugo en 1989.

Le chantier Antilles s'inscrit dans le cadre d'un effort plus général. La France a, par exemple, mis en place un réseau de bassins versants en métropole et dans les tropiques : bassin du Strengbach, bassins camerounais, indiens (BVET) et amazoniens (HYBAM). Une série de bassins versants situés à Taiwan font également l'objet d'un suivi continu depuis plusieurs années par le groupe de Niels Hovius [*Hovius et al.*, 2000; *Fuller et al.*, 2003; *Dadson et al.*, 2004]. L'USGS suit depuis longtemps un grand nombre de bassins versants dont l'un est situé dans la zone Caraïbe sur l'île de Porto-Rico [*Brown et al.*, 1995]. A terme, la mise en commun et la comparaison des données acquises sur ces différents bassins versants se révélera, à mon sens, indispensable pour estimer l'influence des différents paramètres (climat, lithologie, topographie, tectonique, biologie,...) susceptibles de contrôler les flux de matière à travers les hydrosystèmes³.

³Notre chantier Antilles a d'ailleurs été retenu dans le cadre d'une initiative américaine, dite initiative CZEN (critical zone exploration network, ou la « critical zone » désigne la zone de la Terre située entre la surface et le sol profond) qui vise à fédérer au niveau mondial un réseau de bassins versants.

It all looks fine
to the naked eye
but it don't really happen that way
at all

Naked Eye, The Who

Annexe A

Écoulements granulaires denses

Dresser un état des lieux complet des avancées récentes de la recherche sur les écoulements granulaires dépasse le cadre de ce mémoire. Nous nous contenterons donc d'un résumé rapide en insistant sur les points nécessaires à la compréhension du manuscrit.

L'approche Saint-Venant

Savage and Hutter [1989] furent les premiers à tenter de décrire l'écoulement dense d'un milieu granulaire dans le cadre d'une approche hydrodynamique moyennée dans l'épaisseur. Cette approche, comparable à celle introduite par Saint-Venant pour décrire les rivières, s'appuie sur l'hypothèse que l'épaisseur de la couche de milieu granulaire en écoulement est faible devant les longueurs caractéristiques de variation du système. Dans le cadre de cette hypothèse qui permet de négliger certains termes (notamment le transfert de quantité de mouvement le long de la direction transverse à l'écoulement), on trouve que la contrainte normale suit la loi de l'hydrostatique. En moyennant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement le long de l'épaisseur de la coulée, on obtient deux équations qui décrivent l'évolution de l'épaisseur $h(x, t)$ et de la vitesse moyenne $u(x, t)$ de la couche en écoulement (cf fig. A.1). Pour un écoulement bidimensionnel incompressible sur une pente d'inclinaison θ , ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \left(\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \alpha \frac{\partial(hu^2)}{\partial x} \right) = \rho gh \cos \theta \left(\tan \theta - \mu_b - K \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (\text{A.2})$$

La première équation correspond à la conservation de la masse intégrée dans l'épaisseur de la coulée tandis que la seconde correspond au bilan d'échange de quantité de mouvement pour une tranche élémentaire d'épaisseur h (Fig. A.1). ρ est la densité du milieu granulaire en écoulement, supposé incompressible. Le coefficient K représente le rapport entre contrainte normale le long de la direction x et contrainte normale le long de l'axe y . Plusieurs études numériques ont suggéré que $K = 1$ [*Prochnow et al.*, 2000; *Silbert et al.*, 2001]. Enfin α est un coefficient qui dépend de la forme du profil de vitesse dans la couche : $\alpha = 1$ pour un profil bouchon, $\alpha = 4/3$ pour un profil linéaire, ...

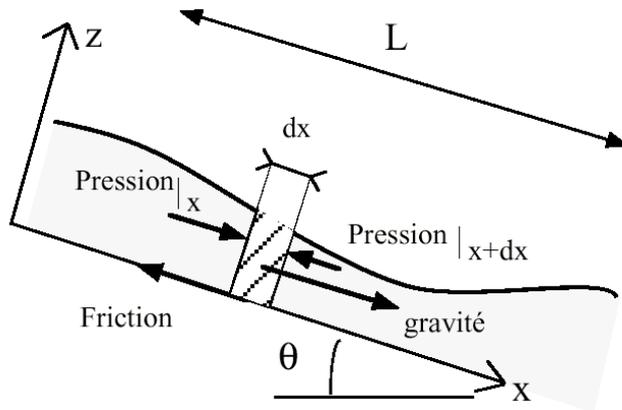


FIG. A.1 – Schéma de principe de l'établissement des équations moyennées dans l'épaisseur.

L'intérêt des équations moyennées dans l'épaisseur est qu'il n'est pas nécessaire de connaître les détails de la structure interne de l'écoulement pour prédire l'évolution de la couche. *Autrement dit, l'approche de type Saint-Venant est une façon habile de contourner les difficultés liées à notre manque de connaissance de la physique des milieux granulaires.* En effet, l'ensemble de la perte d'énergie liée au comportement interne du matériau est décrit par un terme de friction effective μ_b entre la couche et le fond. Les premières études utilisant l'approche Saint-Venant utilisaient un coefficient de friction effectif constant [Savage and Hutter, 1989; Greve and Hutter, 1993]. Cependant, ce choix est incompatible avec l'existence d'écoulements stationnaires uniformes observés par Pouliquen [1999]. Ce dernier a montré que la friction effective dépend en fait de u et de h [Pouliquen and Forterre, 2002; GDR-Midi, 2004; Pouliquen et al., 2006].

Vers une rhéologie des écoulements granulaires denses

L'écoulement sur plan incliné est une configuration idéale pour l'étude de la rhéologie des écoulements granulaires denses (Fig. A.2a). Dans le cas des écoulements stationnaires et homogènes, des expériences ont montré l'existence d'une hauteur minimale $h_{stop}(\theta)$ en dessous de laquelle aucun écoulement n'est possible, et d'une hauteur maximale $h_{start}(\theta)$ au dessus de laquelle une couche statique se met spontanément à couler [Pouliquen, 1999]. $h_{stop}(\theta)$ et $h_{start}(\theta)$ sont fonction de l'inclinaison θ du plan et l'état de l'écoulement dépend de sa position dans l'espace des paramètres (h, θ) (Fig. A.2b).

Dans le cas des écoulements stationnaires homogènes, plusieurs études expérimentales ont montré que vitesse moyenne et épaisseur de l'écoulement sont liées l'une à l'autre par

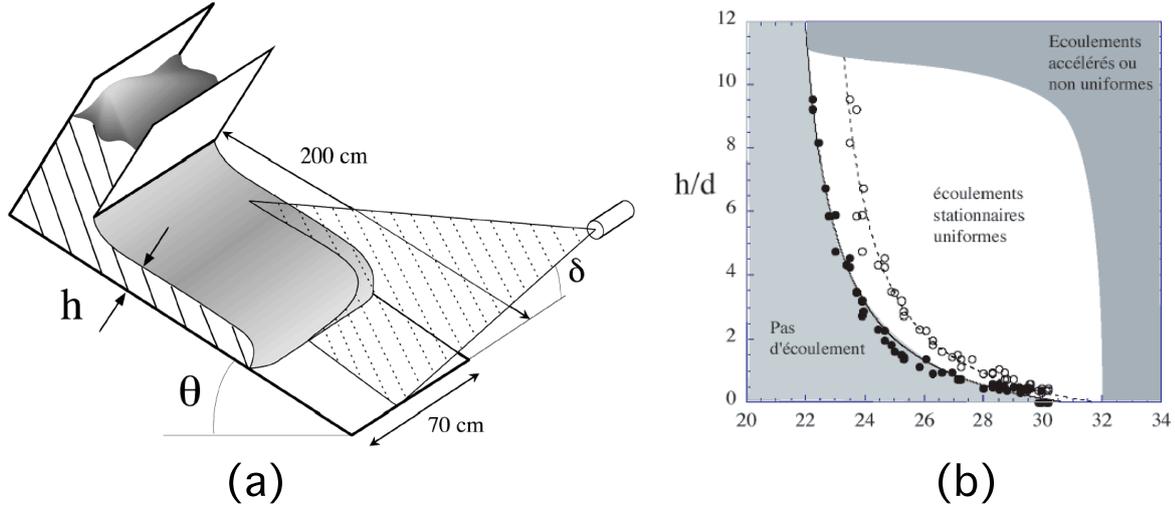


FIG. A.2 – (a) Écoulement granulaire sur plan incliné. (b) Courbes h_{stop} (●) et h_{start} (○) en fonction de θ pour des billes de verre d'après *Pouliquen* [1999].

la règle d'écoulement [*Pouliquen*, 1999; *Silbert et al.*, 2003; *GDR-Midi*, 2004] :

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}(\theta)} + \alpha \quad (\text{A.3})$$

où α et β sont des coefficients qui dépendent (sans qu'on sache exactement comment) du type de grain et du substratum. On peut alors distinguer deux grands cas de figures suivant la valeur du coefficient α .

Dans la cas de billes de verre coulant sur un plan incliné recouvert de billes de verre collées, $\alpha = 0$. Dans ce cas, on montre que la loi d'écoulement est compatible avec une rhéologie locale [*GDR-Midi*, 2004; *Jop et al.*, 2006]. On peut comprendre ce résultat grâce à l'analyse dimensionnelle. Considérons un écoulement granulaire dense le long d'un plan incliné. Nous recherchons une relation entre contraintes et déformations. Les paramètres du problème sont la contrainte normale σ , la contrainte cisailante τ , le taux de cisaillement de l'écoulement $\dot{\gamma}$, l'épaisseur de la couche h , la fraction solide de l'écoulement ϕ , la gravité g et les caractéristiques des grains (diamètre d et densité ρ). On a donc huit paramètres pour trois dimensions, ce qui signifie qu'on peut construire trois nombre sans dimensions, en plus de ϕ déjà adimensionnel :

$$\mu = \frac{\tau}{\sigma} \quad (\text{A.4})$$

$$I = \frac{\dot{\gamma}d}{\sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}} \quad (\text{A.5})$$

$$J = \frac{h}{d} \quad (\text{A.6})$$

μ est un coefficient de friction local (par opposition au coefficient de friction effectif). Le nombre sans dimension I exprime le rapport entre deux temps caractéristiques : un temps

caractéristique de confinement sous l'effet des contraintes normales $\sqrt{\rho d^2/\sigma}$ et un temps caractéristique de déformation $\dot{\gamma}$ lié à l'écoulement. Enfin, le rapport J peut être oublié dès que $h \gg d$. L'analyse dimensionnelle suggère donc que μ et ϕ sont fonction de I ce qui est vérifié expérimentalement.

Cette rhéologie locale, qui prédit correctement la forme du profil de vitesse sur plan incliné, a été validée dans des configurations d'écoulement variées : écoulements non stationnaires et non uniformes sur plan inclinés ou écoulements sur fond meuble [*Pouliquen and Forterre, 2002; Forterre and Pouliquen, 2003; GDR-Midi, 2004; Jop et al., 2005*]. Elle a même été récemment étendue à trois dimensions [*Jop et al., 2006*].

Cependant, plusieurs problèmes demeurent :

- En premier lieu, la rhéologie locale ne fonctionne pas pour un matériel pour lequel $\alpha \neq 0$. C'est par exemple le cas pour des écoulements de sable, de sorte qu'on peut se questionner sur la généralisation de l'approche rhéologique aux écoulements naturels.
- Cette approche rhéologique ne prédit pas l'arrêt de l'écoulement observé pour $h = h_{stop}$. Elle n'est pas en mesure de décrire la transition solide / liquide des milieux granulaires qui reste un enjeu majeur de recherche.
- Enfin, l'ensemble des résultats décrits précédemment concernent des milieux granulaires monodisperses. Les études menées sur les milieux granulaires polydisperses ont révélés des comportements complexes de ségrégation dont les effets sur l'écoulement restent mal compris [*Felix and Thomas, 2004b*]. Une rhéologie des écoulements granulaires naturels qui se caractérisent presque toujours par une très forte polydispersité paraît donc encore aujourd'hui hors de notre portée.

Bibliographie

- Ahnert, F., Functional relationships between denudation, relief, and uplift in large mid-latitude drainage basins, *American Journal of Science*, 268(243-263), 1970.
- Ahnert, F., *Introduction to Geomorphology*, London : Arnold, 1998.
- Alexander, J., and T. Mulder, Experimental quasi-steady density currents, *Marine Geology*, 186, 195–210, 2002.
- Allen, J., *Principles of Physical Sedimentology*, The Blackburn Press, 1985.
- Allen, P., *Earth Surface Processes*, Blackwell Science, 1997.
- Ancey, C., F. Bigillon, F. Frey, J. Lanier, and R. Ducret, Rolling motion of a grain in a rapid water stream, *Phys. Rev. E.*, 66, 036,306–036,316, 2002.
- Ancey, C., F. Bigillon, F. Frey, and R. Ducret, Rolling motion of a grain in a rapid water stream, *Phys. Rev. E.*, 67, 011,303–011,311, 2003.
- Armstrong, L., Bank erosion and sediment transport in a microscale straight river, Ph.D. thesis, Université Paris7-Denis Diderot, France, 2003.
- Avouac, J., and E. Burov, Erosion as a driving mechanism of intracontinental mountain growth, *J. Geophys. Res.*, 101(B8), 17,747–17,769, 1996.
- Bagnold, R., The nature of saltation and of bedload transport in water, *Proc. R. Soc. Lond., A* 332, 473–504, 1973.
- Bagnold, R., Bedload transport by natural rivers, *Water Resources Research*, 13, 303–312, 1977.
- Bagnold, R., An empirical correlation of bedload transport rate in flumes and natural rivers, *Proc. R. Soc. Lond., A* 372, 453–473, 1980.
- Balmforth, N., and R. Kerswell, Granular collapse in two dimensions, *J. Fluid Mech*, 538, 399–428, doi :10.1017/S0022112005005537, 2005.
- Bandfield, J., V. Hamilton, and P. Christensen, A global view of martian surface composition from mgs-tes, *Science*, 287, 1626–1630, 2000.

- Begin, Z., D. Meyer, and S. Schumm, Development of longitudinal profiles of alluvial channels in response to base level lowering, *Earth Surf. Proc. and Landforms*, 6, 49–68, 1981.
- Bonnecaze, R., and J. Lister, Particle-driven gravity currents down planar slopes, *J. Fluid Mech.*, 390, 75–91, 1999.
- Brown, E., R. Stallard, M. Larsen, G. Raisbeck, and F. Yiou, Denudation rates determined from the accumulation of in situ-produced ^{10}Be in the luquillo experimental forest, puerto rico, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 129, 193–202, 1995.
- Brownlie, W., Compilation of alluvial channel data : laboratory and field, *Tech. rep.*, W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Division of Engineering and Applied Sciences, California Institute of Technology, 1981.
- Bulmer, M., and B. Zimmerman, Reassessing landslide deformation in ganges chasma, mars, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L06,201, doi :10.1029/2004GL022021, 2005.
- Burbank, D. W., J. Leland, E. Fielding, R. Anderson, N. Brozovic, M. Reid, and C. Duncan, Bedrock incision, rock uplift and threshold hillslopes in the northwestern himalayas, *Nature*, 379, 505–510, 1996.
- Calmels, D., and J. Gaillardet, Controls on chemical weathering rates of carbonates : Clues from the jura mountains, *Geochimica acta and geocosmochimica acta*, 68(11), A421–A421, 2004.
- Campbell, C., Self lubrication for long runout landslides, *J. Geol.*, 97, 653–665, 1989.
- Charru, F., H. Mouilleron, and O. Eiff, Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow, *Journal of Fluid Mech.*, 519, 55–80, 2004.
- Chatanantavet, P., G. Parker, and E. Lajeunesse, Physically-based model of downstream fining in bedrock streams with side input and verification with field data, in *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics 2007*, edited by G. Parker and Garcia, pp. 571–579, 2007.
- Coleman, S., B. Eling, and G. Twose, Sand-wave formation in laminar open-channel flow, in *Proc., Seventh International Symposium on River Sedimentation Hong Kong, China, 16-18 December*, pp. 73–78, 1998.
- Coleman, S., J. Fedele, and M. Garcia, Closed-conduit bed-form initiation and development, *Journal of Hydraulic Engineering*, 129, 956–965, 2003.
- Crave, A., D. Lague, P. Davy, J. Kermarrec, D. Sokoutis, L. Bodet, and R. Compagnon, Analogue modelling of relief dynamics, *Phys. Chem. Earth part A - Solid earth and geodesy*, 25(6-7), 549–553, 2000.
- Culling, W., Analytical theory of erosion, *J. Geol.*, 68, 336–344, 1960.

- Curry, R., Observation of alpine mudflows in the tenmile range, central colorado, *Bulletin of the Geological Society of America*, *77*, 771–776, 1966.
- Dade, W., and H. Huppert, Long-runout rockfalls, *Geology*, *26*, 803–806, 1998.
- Dadson, S., et al., Earthquake-triggered increase in sediment delivery from an active mountain belt, *Geology*, *32*, 733–736, 2004.
- Davies, T., and C. Tinker, Fundamental characteristics of stream meanders, *Bull. Geol. Soc. Am.*, *95*, 505–512, 1984.
- Davies, T., M. McSaveney, and P. Clarkson, Anthropogenic aggradation of the waiho river, westland, new zealand : microscale modeling, *Earth Surf. Proc. and Landforms*, *28*, 209–218, 2003.
- Davis, W., The convex profiles of badland divides, *Science*, *20*, 245, 1892.
- Deboeuf, S., E. Bertin, E. Lajeunesse, and O. Dauchot, Jamming transition of a granular pile below the angle of repose, *Eur. Phys. J. B.*, *36*, 105–113, 2003.
- Deboeuf, S., E. Lajeunesse, O. Dauchot, and B. Andreotti, Flow rule, self-channelization, and levees in unconfined granular flows, *Phys. Rev. Let.*, *97*, 158,303–1 – 4, 2006.
- DeGennes, P., Reflections on the mechanics of granular matter, *Physica A*, *261*, 267–293, 1998.
- Denlinger, R., and R. Iverson, Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 1. theory and computation, *J. Geophys. Res.*, *109*, F01,014, 2004.
- Densmore, A., R. Anderson, B. McAdoo, and M. Ellis, Hillslope evolution by bedrock landslides, *Science*, *275*, 369–372, 1997.
- Dessert, C., B. Dupre, J. Gaillardet, Y. Godderis, L. Francois, and J. Shott, Basalt weathering laws and the impact of basalt weathering on the global carbon cycle, *Geochimica acta and geocosmochimica acta*, *69*(10), A687–A687, 2005.
- Dessert, C., J. Gaillardet, B. Dupre, J. Schott, and O. Pokrovski, Low- and high-temperature weathering budgets in kamchatka peninsula, *Geochimica acta and geocosmochimica acta*, *70*(18), A139–A139, 2006.
- Devauchelle, O., C. Josserand, P. Lagree, and S. Zaleski, Morphodynamic modeling of erodible laminar channels, *Phys. Rev. E.*, To appear.
- Deville, E., Y. Callec, G. Desaubliaux, A. Mascle, P. Huyghe-Mugnier, R. Griboulard, and M. Noble, Deep-water erosion processes in the orinoco turbidite system, *Offshore*, *63*, 92–96, 2003.
- Dietrich, W., Settling velocity of natural particles, *Water Resources Research*, *18*(6), 1615–1626, 1982.

- Dietrich, W., and J. T. Perron, The search for a topographic signature of life, *Nature*, *439*, 411–418, 2006—doi :10.1038/nature04452, 2006.
- Dietrich, W., D. Bellugi, L. Sklar, J. Stock, A. Heimsath, and J. Roering, Geomorphic transport laws for predicting landscape form and dynamics, in *Prediction in geomorphology*, edited by P. Wilcox and R. Iverson, pp. 103–132, American Geophysical Union, 2003.
- Dott, R., Dynamics of subaqueous gravity depositional processes, *Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol.*, *47*(104-128), 1963.
- Dubois, S., Le rhone et les rivieres à lit affoillable, *Annales des Ponts et Chaussees, Série 5*, *18*, 141–195, 1879.
- Eaton, J., and J. Fessler, Preferential concentration of particles by turbulence, *Int. J. Multiphase Flow*, *20*, 169–209, 1994.
- Erismann, T., Mechanisms of large landslides, *Rock Mech.*, *12*, 15–46, 1979.
- Felix, G., and N. Thomas, Relation between dry granular flow regimes and morphology of deposits : formation of levees in pyroclastic deposits, *EPSL*, *221*, 197–213, doi : 10.1016/S0012-821X(04)00111-6, 2004a.
- Felix, G., and N. Thomas, Evidence of two effects in the size segregation process in a dry granular media, *Phys. Rev. E.*, *70*, 051,307, 2004b.
- Fernandes, N., and W. Dietrich, Hillslope evolution by diffusive processes : The timescale for equilibrium adjustments, *Water Resources Research*, *33*, 1307–1318, 1997.
- Forterre, Y., and O. Pouliquen, Long-surface-wave instability in dense granular flows, *J. Fluid Mech.*, *486*, 21–50, 2003.
- Fourriere, A., B. Andreotti, and P. Claudin, personal communication.
- Fuller, C., S. Willett, N. Hovius, and R. Slingerland, Erosion rates for taiwan mountain basins : New determinations from suspended sediment records and a stochastic model of their temporal variation, *Journal of Geology*, *111*, 71–87, 2003.
- Gabet, E., A theoretical model coupling chemical weathering and physical erosion in landslide-dominated landscapes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *264*, 259–265, doi :10.1016/j.epsl.2007.09.028, 2007.
- Gaillardet, J., B. Dupre, P. Louvat, and C. Allegre, Global silicate weathering and co₂ consumption rates deduced from the chemistry of large rivers, *Chem. Geol.*, *159*, 3–30, 1999.
- GDR-Midi, On dense granular flows, *Eur. Phys. J. E.*, *14*, 341–365, 2004.
- Gilbert, G., The convexity of hilltops, *J. Geol.*, *27*(4), 344–350, 1909.

- Gomez, B., and M. Church, An assessment of bed load sediment transport formulae for gravel bed rivers, *Water Resour. Res.*, *25*, 1161–1186, 1989.
- Goudie, A., *The changing earth*, Blackwell, 1995.
- Greve, R., and K. Hutter, Motion of a granular avalanche in a convex and concave curved chute : experiments and theoretical predictions, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, *342*, 573–600, 1993.
- Guzzetti, F., B. Malamud, D. Turcotte, and P. Reichenbach, Power-law correlations in landslide areas in central italy, *Earth and Planetary Sciences Letters*, *195*, 169–183, 2002.
- Harrison, K., and R. Grimm, Rheological constraints on martian landslides, *Icarus*, *163*, 347–362, 2003.
- Hayashi, and Self, A comparison of pyroclastic flow and debris avalanche mobility, *J. Geophys. Res.*, *97*, 9063–9071, 1992.
- Heim, A., Der bergsturz von elm, *Z. Dtsch Geol Ges*, *34*, 74–115, 1882.
- Heim, A., Bergsturz und menchenleben, *Zurich, Vierteljahrsschrift*, *77*, 218, 1932.
- Heimsath, A., W. Dietrich, K. Nishiizumi, and R. Finkel, The soil production function and landscape equilibrium, *Nature*, *388*, 358–361, 1997.
- Heimsath, A., W. Dietrich, K. Nishiizumi, and R. Finkel, Cosmogenic nuclides, topography and the spatial variation of soil depth, *Geomorphology*, *27*, 151–172, 1999.
- Heimsath, A., J. Chappell, W. Dietrich, K. Nishiizumi, and R. Finkel, Soil production function on a retreating escarpment in southeastern australia, *Geology*, *28*, 787–790, 2000.
- Heimsath, A., W. Dietrich, K. Nishiizumi, and R. Finkel, Stochastic processes of soil production and transport : Erosion rates, topographic variation and cosmogenic nuclides in the oregon coast range, *Ear. Surf. Proc. and Landforms*, *26*, 531–552, 2001.
- Herrmann, H. J., *Physics of Dry Granular Media*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998.
- Hersen, P., Flow effects on the morphology and dynamics of aeolian and subaqueous barchan dunes, *J. Geophys. Res.*, *110*, F04S07, doi :10.1029/2004JF000185, 2005.
- Hewitt, K., Catastrophic landslides deposits in the karakoram himalaya, *Science*, *242*, 64–67, 1988.
- Hong, L., and T. Davies, A study of stream braiding, *Geol. Soc. Am. Bull*, *90*, 1094–1095, 1979.

- Hovius, N., and C. Stark, *Landslides from massive rock slope failure*, chap. Landslide-driven erosion and topographic evolution of active mountain belts, pp. 573–590, Springer, 2006.
- Hovius, N., C. Stark, and P. Allen, Sediment flux from a mountain belt derived by landslide mapping, *Geology*, *25*, 231–234, 1997.
- Hovius, N., C. Stark, C. Hao-Tsu, and L. Jiun-Chuan, Supply and removal of sediment in a landslide-dominated mountain belt : Central range, taiwan, *Journal of Geology*, *108*, 73–89, 2000.
- Howard, A., W. Dietrich, and A. Seidl, Modeling fluvial erosion on regional to continental scales, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13,971–13,986, 1994.
- Hsü, K., Catastrophic debris streams (sturzstroms) generated by rockfalls, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *86*, 129–140, 1975.
- Hungr, O., A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows and avalanches, *Canadian Geotechnical Journal*, *32*, 610–623, 1995.
- Hutter, K., and K. Rajagopal, On flows of granular materials, *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, *6*, 81–139, 1994.
- Imran, J., G. Parker, and N. Katopodes, A numerical model of channel inception on submarine fans, *J. Geophys. Res.*, *103 (C1)*, 1219–1238, 1998.
- Istanbulluoglu, E., and R. Bras, Vegetation-modulated landscape evolution : Effects of vegetation on landscape processes, drainage density, and topography, *J. Geophys. Res.*, *110*, F02,012, 2005.
- Iverson, R., The physics of debris flows, *Rev. Geophys.*, *35*, 245–296, 1997.
- Iverson, R., and J. Vallance, New views on granular mass flows, *Geology*, *29*, 115–118, 2001.
- Iverson, R., M. Logan, and R. Denlinger, Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 2. experimental test, *J. Geophys. Res.*, *109*, F01,015, 2004.
- Jop, P., Y. Forterre, and O. Pouliquen, Crucial role of side walls for granular surface flows : consequence for the granular rheology, *J. Fluid Mech. in press*, 2005.
- Jop, P., Y. Forterre, and O. Pouliquen, A constitutive law for dense granular flows, *Nature*, *441*, 727–730, 2006.
- Kelfoun, K., and T. Druitt, Numerical modelling of the emplacement of the 7500 bp socompa rock avalanche, chile, *J. Geophys. Res.*, *B12202*, doi : 10.1029/2005JB003,758,, 2005.

- Kent, P., The transport mechanism in catastrophic rock falls, *Journal of Geology*, 74, 79–83, 1966.
- Kerswell, R., Dam break with coulomb friction : a model for granular slumping?, *Phys. of Fluids*, 17, 057101, doi :10.1063/1.1870592g, 2005.
- Khripounoff, A., A. Vangriesheim, N. Babonneau, P. Crassous, B. Dennielou, and B. Savoye, Direct observations of intense turbidity current activity in the zaire submarine valley at 4000 m water depth, *Marine Geology*, 194, 151–158, 2003.
- Killburn, Runout length of sturztroms : The control of initial condition and of fragment dynamics, *J. Geophys. Res.*, 103, 17,877–17,884, 1998.
- Kim, W., and T. Muto, Autogenic response of alluvial-bedrock transition to base-level variation : Experiment and theory, *J. Geophys. Res.*, 112, F03S14, doi :10.1029/2006JF000,561, 2007.
- Kirby, M., Hillslope proces- reponse models based on the continuity equation, *Inst. Brit. Geogr. Spec. Publ.*, 3, 15–30, 1971.
- Kneller, B., and C. Buckee, The structure and fluid mechanics of turbidity currents : a review of some recent studies and their geological implications, *Sedimentology*, 47, 62–94, 2000.
- Kostic, S., and G. Parker, Progradational sand–mud delta in lakes and reservoirs. part1. theory and numerical modelling, *Journal of Hydraulic Research*, 40, 127–140, 2003a.
- Kostic, S., and G. Parker, Progradational sand–mud delta in lakes and reservoirs. part2. experiment and numerical simulation., *Journal of Hydraulic Research*, 40, 141–152, 2003b.
- Kubo, Y., and T. Nakajima, Laboratory experiments and numerical simulation of sediment-wave formation by turbidity currents, *Marine Geology*, 192, 105–121, 2002.
- Kuru, W., D. Leighton, and M. McCready, Formation of waves on a horizontal erodible bed of particles, *Int. J. Multiphase Flow*, 21, 1123–1140, 1995.
- Lague, D., Dynamique de l'érosion continentale aux grandes échelles de temps et d'espace : modélisation expérimentale, numérique et théorique, Ph.D. thesis, Université de Rennes 1, 2001.
- Lague, D., A. Crave, and P. Davy, Laboratory experiments simulating the geomorphic response to tectonic uplift, *J. Geophys. Res. - Solid Earth*, 108(B1), 2008, 2003.
- Lajeunesse, E., A. Mangeney-Castelnau, and J. Vilotte, Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. of Fluids*, 16, 2371–2381, 2004.
- Lajeunesse, E., J. Monnier, and G. Homsy, Granular slumping on an horizontal surface, *Phys. of Fluids*, 17, 103302, doi :10.1063/1.2087687, 2005.

- Lajeunesse, E., C. Quantin, P. Allemand, and C. Delacourt, New insights on the runout of large landslides in the valles-marineris canyons, mars, *Geophys. Res. Lett.*, *33*(L04403), doi :10.1029/2005GL025,168, 2006.
- Lancien, P., Etude expérimentale des chenaux sous-marins, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, 2007.
- Lancien, P., F. Metivier, and E. Lajeunesse, Simulating submarine channels in flume experiment, *Physicalia*, *27*, 377–384, 2005a.
- Lancien, P., F. Metivier, E. Lajeunesse, and M. Cacas, Incision dynamics and shear stress measurements in submarine channels experiments, in *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics 2005*, edited by Parker and Garcia, pp. 527–533, Taylor and Francis Group, London, 2005b.
- Lancien, P., E. Lajeunesse, and F. Metivier, Near-wall velocity measurements by particle-shadow tracking, *Exp. Fluids*, *42*, 843–846, 2007.
- Larrieu, E., L. Staron, and E. Hinch, Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains, *J. Fluid Mech.*, *554*, 259–270, 2006.
- Legros, F., The mobility of long-runout landslides, *Eng. Geol.*, *63*, 301–331, 2002.
- Li, T., A mathematical model for predicting the extent of a major rockfall, *Zeitschrift fur Geomorphologie*, *24*, 473–482, 1983.
- Linares-Guerrero, E., C. Goujon, and R. Zenit, Increased mobility of bidisperse granular avalanches, *J. Fluid Mech.*, *submitted*, 2007.
- Liu, Y., F. Metivier, E. Lajeunesse, P. Lancien, C. Narteau, and P. Meunier, Measuring bed load in gravel bed mountain rivers : averaging methods and sampling strategies, *Geodynamica Acta*, in press.
- Lube, G., H. Huppert, S. Sparks, and M. Hallworth, Axisymmetric collapse of granular columns, *J. Fluid Mech.*, *508*, 175–189, 2004.
- Lucas, A., and A. Mangeney, Mobility and topographic effects for large valles marineris landslides on mars, *Geophys. Res. Lett.*, 2007.
- Luchitta, B., A large landslide on mars, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *89*, 1601–1609, 1978.
- Luchitta, B., Landslides in valles marineris, mars, *J. Geophys. Res.*, *84*, 8097–8113, 1979.
- Maher, N., H. Greene, and G. Hatcher, High resolution simrad em300 multibeam surveys offshore central california : Pockmarks and channel pits, *EOS (Transactions, American Geophysical Union)*, *79*, F :825, 1998.
- Major, J., Depositional processes in large-scale debris-flow experiments, *Journal of Geology*, *105*, 345–366, 1997.

- Malverti, L., E. Lajeunesse, and F. Metivier, Experimental investigation of the response of an alluvial river to a vertical offset of its bed, in *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics 2007*, edited by G. Parker and Garcia, 2007.
- Malverti, L., E. Lajeunesse, and F. Metivier, Small is beautiful : upscaling microscale experimental results to the size of natural rivers, *J. Geophys. Res.*, submitteda.
- Malverti, L., et al., Fluvial and subaqueous morphodynamics of laminar flow, *Sedimentology*, submittedb.
- Mangeny, A., F. Bouchut, N. Thomas, J. Vilotte, and M. Bristeau, Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee/channel deposits, *J. Geophys. Res.*, *112*, doi :10.1029/2006JF000,469, 2007.
- Mangeny-Castelnau, A., F. Bouchut, J. Vilotte, E. Lajeunesse, A. Aubertin, and M. Pirulli, On the use of saint-venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, *110*, B09103, doi :10.1029/2004JB003161, 2005.
- Martin, Y., Modelling hillslope evolution : linear and nonlinear transport relations, *Geomorphology*, *34*(1-21), 2000.
- McArdell, B., P. Bartelt, and J. Kowalski, Field observations of basal forces and fluid pore pressure in a debris flow, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(L07406), doi :10.1029/2006GL029,183, 2007.
- McEwen, A., Mobility of large rock avalanches : Evidence from valles marineris, mars, *Geology*, *17*, 1111–1114, 1989.
- McKean, J., W. Dietrich, R. Finkel, J. Southon, and M. Caffee, Quantification of soil production and downslope creep rates from cosmogenic ¹⁰be accumulations on a hillslope profile, *Geology*, *21*, 343–346, 1993.
- Melosh, J., Acoustic fluidization : A new geologic process, *J. Geophys. Res.*, *84*, 7513–7520, 1979.
- Métivier, F., Diffusivelike buffering and saturation of large rivers, *Phys. Rev. E.*, *60*(5), 5827–5832, 1999.
- Métivier, F., Des sources aux océans : enjeux et problématiques en géomorphologie fluviale, Thèse d’habilitation à diriger des recherches Université Paris 7, 2003.
- Métivier, F., and Y. Gaudemer, Stability of output fluxes of large rivers in south and east asia during the last 2 million years : implications on floodplain processes, *Basin Research*, *11*, 293–303, 1999.
- Metivier, F., and P. Meunier, Input and output mass flux correlations in an experimental braided stream. implications on the dynamics of bed load transport, *Journal of Hydrology*, *271*(1-4), 22–38, 2003.

- Métivier, F., P. Meunier, M. Moreira, A. Crave, C. Chaduteau, B. Ye, and G. Liu, Transport dynamics and morphology of a high mountain stream during the peak flow season : the ürümqi river (chinese tian-shan), in *Second international conference on fluvial hydraulics - River flow 2004*, 2004.
- Metivier, F., E. Lajeunesse, and M. Cacas, Submarine canyons in the bathtub, *Journal of Sed. Res.*, 75, 6–11, 2005.
- Meunier, P., and F. Metivier, Permanent transport regime of an experimental braided river., *C. R. Acad. Sci. Paris*, 331(2), 105–110, 2000.
- Meunier, P., and F. Metivier, Sediment transport in a microscale braided stream : From grain size to reach size, in *Braided River, Process, Deposits, Ecology and Management*, edited by G. H. S. et al., pp. 212–226, Blackwell, Malden, Massachussetts, 2006.
- Meunier, P., and F. Metivier, Experimental formation of alluvial cut terraces under constant boundary conditions, *J. Geophys. Res. Earth Surface*, submitted.
- Meunier, P., F. Metivier, E. Lajeunesse, A. S. Meriaux, and J. Faure, Flow pattern and sediment transport in a braided river : The "torrent de st pierre" (french alps), *Journal of Hydrology*, 330(3-4), 496–505, 2006.
- Meyer-Peter, E., and R. Müller, Formulas for bed-load transport, in *Proceedings, 2nd Congress, International Association of Hydraulic Research*, edited by Stockholm, 1948.
- Muto, T., Shoreline autoretreat substantiated in flume experiments, *Journal of Sed. Res.*, 71, 246–254, 2001.
- Muto, T., and J. B. Swenson, Large-scale fluvial grade as a nonequilibrium state in linked depositional systems : Theory and experiment, *J. Geophys. Res.*, 110, F03,002, doi :10.1029/2005JF000,284, 2005.
- Nataf, H., and J. Sommeria, *La Physique et la Terre*, Belin - CNRS Editions, 2000.
- Navarre-Sitchler, A., and S. Brantley, Basalt weathering across scales, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 261, 321–334 doi :10.1016/j.epsl.2007.07.010, 2007.
- Nedderman, R., *Statics and kinematics of granular materials*, Cambridge University Press, 1992.
- Nezu, I., and H. Nakagawa, Turbulence in open-channel flows, *Journal of Engineering Mechanics*, 122(6), 590, 1996.
- Nicoletti, P., and M. Sorriso-Valso, Geomorphic control of the shape and mobility of rock avalanches, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 103, 1365–1373, 1991.
- Pantin, H., Interaction between velocity and effective density in turbidity flow : phaseplane analysis, with criteria for auto suspension, *Marine Geology*, 31, 59–99, 1979.

- Parker, G., On the cause and characteristic scales of meandering and braiding in rivers, *J. Fluid Mech.*, 76(3), 457–480, 1976.
- Parker, G., Conditions for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents, *Marine Geology*, 46, 307–327, 1982.
- Parker, G., *Sedimentation Engineering (Manuals and Reports on Engineering Practice No. 54)*, chap. 3, American Society of Civil Engineers, 2006.
- Parker, G., P. Klingeman, and D. McLean, Bedload and size distribution in paved gravel bed streams, *Proceedings of the American Association of Civil Engineers, Journal of the Hydraulics Division*, 108, 544–571, 1982.
- Parker, G., C. Paola, K. Whipple, D. Mohrig, C. Toro-Escobar, M. Halverson, and T. Skoglund, Alluvial fans formed by channelized fluvial and sheet flow. ii : Application, *Journal of Hydraulic Engineering*, 24, 996–1004, 1998.
- Parsons, J., W. Schweller, C. Stelling, J. Southard, W. Lyons, and J. Grotzinger, A preliminary experimental study of turbidite fan deposits, *Journal of Sed. Res.*, 72, 619–628, 2002.
- Phillips, J., A. Hogg, R. Kerswell, and N. Thomas, Enhanced mobility of granular mixtures of fine and coarse particles, *Earth Planet. Sci. Lett.*, pp. 466–480, 2006.
- Pinet, P., and M. Souriau, Continental erosion and large scale relief, *Tectonics*, 7(3), 563–582, 1988.
- Pouliquen, O., Scaling laws in granular flows down rough inclined planes, *Phys. Fluids*, 11, 542–548, 1999.
- Pouliquen, O., and Y. Forterre, Friction law for dense granular flows : application to the motion of a mass down a rough inclined plane, *J. Fluid Mech.*, 453, 131–151, 2002.
- Pouliquen, O., and J. Vallance, Segregation induced instabilities of granular fronts, *Chaos*, 9(3), 621–630, 1999.
- Pouliquen, O., C. Cassar, P. Jop, Y. Forterre, and M. Nicolas, Flow of dense granular material : towards simple constitutive laws, *Journal of Statistical Mechanics - Theory and Experiment*, p. P07020, 2006.
- Prochnow, M., F. Chevoir, and M. Albertelli, Dense granular flows down a rough inclined plane, in *Proceedings, XIIIth International Congress on rheology*, Cambridge, UK., 2000.
- Quantin, C., P. Allemand, and C. Delacourt, Morphology and geometry of valles-marineris landslides, *Planetary and Space Sciences*, 52, 1011–1022, 2004.

- Rad, S., P. Louvat, C. Gorge, J. Gaillardet, and C. Allegre, River dissolved and solid loads in the lesser antilles : New insight into basalt weathering processes, *Journal of Geochemical Exploration*, 88, 308–312, 2006.
- Rajchenbach, J., Granular flows, *Advances in Physics*, 49, 229–256, 2000.
- Ramsey, L., N. Hovius, D. Lague, and C. Liu, Topographic characteristics of the submarine taiwan orogen, *J. Geophys. Res.*, VOL. 111, F02009, doi :10.1029/2005JF000,314, 2006.
- Riebe, C., J. Kirchner, and R. Finkel, Long terme rates of chemical weathering and physical erosion from cosmogenic nuclides nad geochemical mass balance, *Geochimica acta and geocosmochimica acta*, 67, 4411–4427, 2003.
- Roering, J., J. Kirchner, and W. Dietrich, Evidence for nonlinear, diffusive sediment transport on hillslopes and implications for landscape morphology, *Water Resources Research*, 35, 853–870, 1999.
- Samper, A., X. Quidelleur, P. Lahitte, and D. Mollex, Timing of effusive volcanism and collapse events within an oceanic arc island : Basse-terre, guadeloupe archipelago (lesser antilles arc), *Earth Planet. Sci. Lett.*, p. doi :10.1016/j.epsl.2007.03.030, 2007.
- Sassa, K., Special lecture : Geotechnical model for the motion of landslides., in *Landslides Volume5. Proceedings of the 5th Annual International Symposium on Landslides*, edited by A. Balkema, pp. 37–55, 1998.
- Savage, S., Flow of granular materials, in *Theoretical and Applied Mechanics*, edited by P. Germain, M. Piau, and D. Caillerie, pp. 241–266, North Holland, 1989.
- Savage, S. B., and K. Hutter, The motion of a finite mass of granular material down a rough incline, *J. Fluid Mech.*, 199, 177–215, 1989.
- Scheidegger, A., On the prediction of the reach and velocity of catastrophic landslides, *Rock Mechanics*, 5, 231–236, 1974.
- Schmidt, K., and D. Montgomery, Limits to relief, *Science*, 270, 617–620, 1995.
- Schultz, R., Stability of rock slopes in valles marineris, mars, *Geophys. Res. Lett.*, 2002.
- Seidl, M., W. Dietrich, and F. Kirchner, Longitudinal profile development into bedrock : An analysis of hawaiian channels, *Journal of Geology*, 102, 457–474, 1994.
- Shields, I., Anwendung der ahnlichkeitmechanik und der turbulenzforschung auf die gescheibebewegung, *Mitt. Preuss Ver.-Anst.*, 26, 1936.
- Shreve, R., Leakage and fluidization in air-layer lubricated avalanches, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 79, 653–658, 1968.
- Siebert, L., Large volcanic debris avalanches - characteristics of source areas, deposits and associated eruptions, *J. of Volc. and Geoth. Res.*, 22, 163–197, 1984.

- Silbert, L., D. Ertas, G. Grest, T. Halsey, D. Levine, and S. Plimpton, Granular flow down an inclined plane : Bagnold scaling and rheology, *Phys. Rev. E.*, *64*(5), 012,501, 2001.
- Silbert, L., J. Landry, and G. Grest, Granular flow down a rough inclined plane : Transition between thin and thick piles, *Phys. of Fluids*, *15*, 1–10, 2003.
- Small, E., R. Anderson, and G. Hancock, Estimates of the rate of regolith production using be-10 and al-26 from an alpine hillslope, *Geomorphology*, *27*, 131–150, 1999.
- Smith, C. E., Modeling high sinuosity meanders in a small flume, *Geomorphology*, *25*, 19–30, 1998.
- Sousa, J., and B. Voight, Continuum simulation of flow failures, *Geotechnique*, *41*, 515–538, 1991.
- Stark, C., and N. Hovius, The characterization of landslide size distributions, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1091–1094, 2001.
- Staron, L., Mobility of long-runout rock flows : a discrete numerical investigation, *Geophys. J. Int.*, submitted.
- Staron, L., and J. Hinch, Study of the collapse of granular columns using dem numerical simulation, *J. Fluid Mech.*, *545*, 1–27, 2006.
- Summerfield, M., and N. Hulton, Natural controls of fluvial denudation rates in major world drainage basins, *J. Geophys. Res. - Solid Earth*, *99*(B7), 13,871–13,883, 1994.
- Varnes, D., Landslides types and processes, *Spec. Rep. US Highway Res. Board*, *29*, 20–47, 1958.
- Ward, W., The stability of natural slopes, *Geogr. J.*, *105*, 170–191, 1945.
- Westaway, R., Evidence for dynamic coupling of surface processes with isostatic compensation in the lower crust during active extension of western turkey, *J. Geophys. Res.*, *99*(B 10), 20,203–20,224, 1994.
- Whipple, K., G. Parker, C. Paola, and D. Mohrig, Channel dynamics, sediment transport and the slope of alluvial fans : Experimental study, *J. Geol.*, *106*, 677–693, 1998.
- Wilkinson, B., Humans as geologic agents : A deep-time perspective, *Geology*, *33*(3), 161–164, 2005.
- Willett, S., Orogeny and orography : the effects of erosion on the structure of mountain belts, *J. Geophys. Res.*, *104*, 28,957–28,982, 1999.
- Wohl, E., *Mountain Rivers*, American Geophysical Union, Washington, DC, 2000.
- Wong, M., Does the bedload equation of meyer-peter and müller fit its own data?, in *Proceedings, 30th Congress, International Association of Hydraulic Research, Thessaloniki*, 2003.

Yalin, M., *River mechanics*, Pergamon Press Inc., New York, U.S.A., 1992.

Zenit, R., Computer simulations of the collapse of granular columns, *Phys. Fluids*, *17*, 0317,031–3, 2005.

Deuxième partie

CURRICULUM VITAE

ERIC LAJEUNESSE

35 ans - né le 18/08/1972 à Montreuil (93)

marié – 2 enfants

email : lajeunes@ipgp.jussieu.fr

CURSUS

- 2000 - Actuel** Maître de Conférences à l'Institut de Physique du Globe de Paris - UMR 7154
Equipe de Dynamique des Fluides Géologiques
- 1999-2000** Stage Postdoctoral, Chemical Engineering dpt, Université de Stanford (Etats-Unis).
- 1997-1998** Scientifique du contingent, Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure de Paris.
- 1995-1999** Doctorat de l'Université Paris 6, "Déplacement et instabilités de fluides miscibles et immiscibles en cellule de Hele-Shaw" sous la direction de D. Salin, Laboratoire F.A.S.T., campus universitaire d'Orsay
- 1995-1996** D.E.A. « Champs, Particules, Matière" (Université Paris 6)
- 1992-1995** Magistère Inter-universitaire de Physique

ENSEIGNEMENT

J'effectue mon service d'enseignement (192 heures équivalent TD /an) au sein de l'UFR STEP à tous les niveaux : Licence, Master Recherche, Master Pro et prépa CAPES.

Modules enseignés depuis 2000:

- **Licence** Dynamique des Reliefs (TD), Géodynamique Externe (cours), Transports et Réactions dans les Hydrosystèmes (Cours et TD)
- **Master** Transport Sédimentaire et Dynamique des Paysages (Cours, TD et TP), Dynamique des Fluides (TD), Mécanique des Roches (TD), Hydrogéologie (TD), Introduction à la Télédétection (TD), Responsable du stage de terrain de Sismique Marine, Stage de Géophysique, Physique Numérique (TD)
- **Prépa-Capes** Ordres de Grandeurs en sciences de la terre (TD), Projet Expérimental en Géomorphologie (TP)

THEMES DE RECHERCHE

Ma recherche est axée sur le développement de systèmes expérimentaux modèles et de mesures de terrain pour la compréhension de la dynamique des processus d'érosion, de transport et de dépôt et leurs conséquences sur la forme et l'évolution des reliefs. Je m'intéresse plus particulièrement aux thèmes suivants:

1. Ecoulements granulaires géophysiques
2. Morphodynamique des rivières
3. Dynamique d'incision des chenaux sous-marins
4. Processus d'érosion et bilan de masse à l'échelle du bassin versant

COLLABORATIONS

Collaborations en cours:

- **Processus d'érosion et bilan de masse à l'échelle du bassin versant** : C. Delacourt (IUEM-Brest), P. Allemand et P. Grandjean (UCBL), C. Dessert et J. Gaillardet (IPGP)
- **Ecoulements Granulaires Géophysiques** : B. Homsy (University of California at Santa-Barbara), L. Staron (UPMC), P. Allemand et C. Quantin (UCBL), C. Delacourt (IUEM)
- **Morphodynamique Fluviale** : P. Chatanantavet et G. Parker (Urbana Champaign university), O. Devauchelle, P.Y. Lagrée et C. Josserand (UPMC)
- **Canyons sous-marins** : C. Delacourt (IUEM-Brest), D. Mohrig (University of Texas, Austin)

SEJOURS ET SEMINAIRES INVITES

Séjours invités :

- Séjour invité (2 mois - 2006) au Mechanical Engineering Dpt, University of Santa-Barbara (USA)
- Séjour invité (2 mois - 2004), Mechanical Engineering Dpt, University of Santa-Barbara (USA)
- Séjour invité (1 semaine - 2004), Département de Physique, Université de Montréal (Canada).

Séminaires invités :

- Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse (2008)
- Ecole Normale Supérieure de Lyon (2007)
- Géosciences Rennes (2007)
- Département of Applied Mathematics and Theoretical Physics, Cambridge (2004).
- Laboratoire de Physique Statistique, ENS, Paris (2004).

ENCADREMENT

ATER / Post-doc :

- Olivier Devauchelle, Morphodynamique des micro rivières laminaires (2007-2008)

THESES :

- Luce Malverti, Transport par charge de fond en rivière alluviale : expériences et mesures de terrain, Ecole doctorale IPGP (depuis 2006)
- Antonella Centurini, Etude Géomorphologique des bassins versants du Liro et du Livo, dans la région de Come, cotutelle Université Paris 7/ université de Come – Italie, (2004-2007)

- Pierre Lancien, Etude expérimentale des chenaux sous-marins, Co-direction avec François Métivier, Ecole doctorale IPGP (2003-2007)
- Stéphanie Deboeuf, Transitions et coexistence solide-liquide dans les matériaux granulaires, Co-direction, Ecole doctorale IPGP (2002-2005)

MASTER ET ECOLES D'INGENIEUR

- M. Houssais, M1 IPGP, Morphologie des canyons sous-marins (3mois, 2008)
- L. Malverti, M2 IPGP, Réponse d'une rivière à un décalage vertical de son lit (5mois, 2006)
- L. Baure, Etude expérimentale des chenaux sous-marins, Master 1 de Mécanique - Paris 11 (3mois, 2004)
- J.B. Monnier, Dynamique d'effondrement de colonnes granulaires, Ecole Centrale (3mois, 2004)
- R. Guises, Dynamique d'effondrement de colonnes granulaires, Maîtrise de Mécanique Paris XI (3mois, 2003)
- S. Leboeuf, Dynamique de relaxation post-avalanche, DEA de Mécanique – Paris 6 (4mois, 2002)
- P. François, Dynamique de relaxation post-avalanche, DEA de Physique Théorique – Paris 6 (2mois, 2002)
- D. Doppler, Destabilisation d'un massif granulaire 2D, DEA de Géophysique Interne – IPGP (5mois, 2001)
- J. Scoffoni, Instabilité du déplacement de fluides miscibles en tube, Ecole Polytechnique (3mois 2000)

LICENCE

- P. Valla, Etude des flux d'érosions sur deux bassins-versants Guadeloupéens, ENS Lyon, (2mois, 2005)
- P. Planton, Etude des flux d'érosions sur deux bassins-versants Guadeloupéens, ENS Lyon, (2mois, 2005)
- P. Bonaiti, Ecoulements granulaires sur plan incliné, L3 Paris XI (1mois, 2003)

PUBLICATIONS

Publications de Rang A

1. **Lajeunesse E.**, Martin J., Rakotomalala N. and Salin D., 3D instability of miscible displacement in a Hele-Shaw cell, **Phys. Rev. Lett.** 79, 5254-5257 (1997).
2. **Lajeunesse E.**, Martin J., Rakotomalala N., Salin D. and Yortsos Y. C., Miscible displacements in a Hele-Shaw cell at high rates, **J. Fluid Mech.** 398, 299-319 (1999).
3. **Lajeunesse E.** and Couder Y., On the tip-splitting instability of viscous fingers, **J. Fluid Mech.** 419, 125-149 (2000).
4. Scoffoni J., **Lajeunesse E.** and Homsy G.M., Interface Instabilities During Displacement of Two Miscible Fluids in a Vertical Pipe, **Phys. of Fluids** 13, 553-556 (2001)
5. **Lajeunesse E.**, Martin J., Rakotomalala N., Salin D. and Yortsos Y. C., The Threshold of the Instability in Miscible Displacements in a Hele-Shaw Cell at High Rates, **Phys. of Fluids** 13, 799-801 (2001).
6. **Lajeunesse E.** and Homsy G.M., Thermocapillary migration of long bubbles in polygonal tubes. Part 2: Experiments, **Phys. of Fluids** 15, 308-314 (2003)
7. Deboeuf S., Bertin E.M., **Lajeunesse E.** and Dauchot O., Jamming transition of a granular pile below the angle of repose, **Eur. Phys. J.B.** 36, 105-113 (2003)
8. **Lajeunesse E.**, Mangeney-Castelnau A. and Vilotte J.P., Spreading of a granular mass on an horizontal plane, **Phys. of Fluids** 16, 2371-2381 (2004)
9. Metivier F., **Lajeunesse E.** and Cacas M.C., Submarine canyons in the bathtub, **J. Sed. Res.** 75, 6 11 (2005)
10. Mangeney-Castelnau A., Bouchut F., Vilotte J.P., **Lajeunesse E.**, Aubertin A. and Pirulli M., On the use of Saint Venant equations to simulate the spreading of a granular mass, **J. Geophys. Res.**, 110, B09103, (2005)
11. **Lajeunesse E.**, Monnier J.B. and Homsy G.M., Granular slumping on a horizontal surface, **Phys. of Fluids** 17, 103302 (2005)
12. **Lajeunesse E.**, Quantin C., Allemand P. and Delacourt C., New insights on the runout of large landslides in the Valles-Marineris Canyons, Mars, **Geophys. Res. Lett.** 33, L04403, doi:10.1029/2005GL025168, (2006)
13. Meunier P., Metivier F., **Lajeunesse E.**, Mériaux A.S. and Faure J., Flow pattern and sediment transport in a braided river: The "Torrent de St Pierre" (French Alps). Part 1. , to appear in **J. Hydrol.**
14. Deboeuf S., **Lajeunesse E.**, Dauchot O. and Andreotti B., Flow rule, self-channelization and levees in unconfined granular flows, **Phys. Rev. Lett.**, 97, 158303 (2006) DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.158303
15. Lancien P., **Lajeunesse E.** and Metivier F., Near-wall velocity profile measurements by Particle-Shadow-Tracking, **Experiments in Fluids**, 42, 843-846 (2007)
16. Métivier F., **Lajeunesse E.**, Meunier P. and Liu Y., To catch or not to catch: measuring bed load in a proglacial braided stream, to appear in **Geodinamica Acta**
17. Malverti L., **Lajeunesse E.** & Metivier F., Small is beautiful: upscaling from microscale laminar to natural turbulent rivers, submitted to *J. Geophys. Res.*

Publications de rang B ou d'actes de congrès

1. Narteau C. , **Lajeunesse E.**, Métivier F. and Rozier O., Modelling of dune patterns by short range interactions, **River Coastal and Estuarine Morphodynamics** (2005)
2. Lancien P. , Métivier F., **Lajeunesse E.** and Cacas M.C., Incision dynamics and shear stress measurements in submarine channels experiments, **River Coastal and Estuarine Morphodynamics** (2005)
3. Lancien P. , Métivier F. and **Lajeunesse E.**, Simulating submarine channels in flume experiment, **Physicalia** 27, 377-384 (2005)
4. Chatanantavet P., Parker G., **Lajeunesse E.**, Planton P. & Valla P., Physically-based model of downstream fining in bedrock streams with side input and verification with field data *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics* (2007)
5. Malverti L., **Lajeunesse E.** & Métivier F., Experimental investigation of the response of an alluvial river to a vertical offset of its bed, *Coastal and Estuarine Morphodynamics* (2007)

CONFERENCES INTERNATIONALES

1. **E. Lajeunesse**, J. Martin, N. Rakotomalala & D. Salin, "Miscible displacements in Hele-Shaw cells" Statphys 98, juillet 98, Paris
2. **E. Lajeunesse**, J. Martin, N. Rakotomalala, D. Salin & Y. Yortsos, "Instability of miscible displacements in a Hele-Shaw cell", APS division of Fluid Dynamics Meeting, 21-23 novembre 1999, New Orleans (USA)
3. **E. Lajeunesse** & Y. Couder, "Tip-splitting instability of Saffman-Taylor fingers", APS division of Fluid Dynamics Meeting, 21-23 novembre 1999, Nouvelle Orleans (USA)
4. **E. Lajeunesse** & Y. Couder, "Tip-splitting instability of Saffman-Taylor fingers", ICTAM, septembre 2000, Chicago (USA)
5. G.M. Homsy , J. Scoffoni & **E. Lajeunesse**, « Interface instabilities during displacements of two miscible fluids in a vertical pipe », APS division of Fluid Dynamics Meeting, 19 -21 novembre 2000, Washington D.C. (USA)
6. **E. Lajeunesse** & G.M. Homsy, « Experimental study of the thermocapillary migration of long bubbles in rectangular cross-sectional tubes », APS division of Fluid Dynamics Meeting,, 19 -21 novembre 2000, Washington D.C. (USA)
7. J. Martin, **E. Lajeunesse**, N. Rakotomalala & D. Salin, "The viscous instability threshold of high rates miscible displacements in a Hele-Shaw cell", International Workshop on Miscible Interfaces, 2-5 juillet 2001, Paris.
8. O. Dauchot, S. Deboeuf & **E. Lajeunesse**, « Quasistatic dynamics close to critical angles of granular matter in a rotating drum », », APS division of Fluid Dynamics Meeting,, 24 -26 novembre 2002, Austin (USA)
9. **E. Lajeunesse**, S. Deboeuf & O. Dauchot, "Experimental study of the response of a granular pile to a small external perturbation », American Geological Union fall meeting, 6-11 decembre 2002, San Francisco
10. M. Pirulli, A. Mangeney-Castelnaud, **E. Lajeunesse** and J.P. Vilotte, « Numerical simulation of granular flows : comparison with experimental results », XXVI General assembly of the European Geological society, 20-24 avril 2003, Nice
11. F. Metivier, **E. Lajeunesse** & M.C. Cacas, « Simulation of Canyon and Fan Development Using Analog Modeling of Erosional and Depositional Gravity Flows », American Association of Petroleum Geologists annual meeting, 11-14 mai 2003, Salt Lake city (USA)
12. **E. Lajeunesse** and A. Mangeney-Castelnaud, « Experimental study of the spreading of a granular mass on an horizontal surface », Joint MIDI/DIGA Meeting on Physics and Mechanics of Granular Media, 5-7 mai 2003, Carry le Rouet.
13. Mangeney-Castelnaud, M. Pirulli, **E. Lajeunesse**, J.P. Vilotte, M. O. Bristeau, F. Bouchut and B. Perthame « Numerical simulation of fluid/solid transition in debris avalanches », International Conference on Fast Slope Movements – Prediction and Prevention for Risk Mitigation, 11-13 mai 2003, Naples (Italie)
14. P. Lancien, **E. Lajeunesse**, F. Métivier & M.C. Cacas, «Experimental investigation on submarine channels incision », European Association of Petroleum Geologists annual meeting, juin 2004, Paris
15. Mangeney-Castelnaud, A. Aubertin, F. Bouchut, **E. Lajeunesse** & J.P. Vilotte « Numerical modelling of experimental granular flows», European Geological Union, 2004, Nice
16. F. Metivier, **E. Lajeunesse** & M.C. Cacas, « Experimental investigation of submarine channel formation», American Geological Union fall meeting, 12-17 decembre 2004, San Francisco
17. P. Lancien, F. Metivier, **E. Lajeunesse** & M.C. Cacas, « Simulating submarines channel in flume experiments : Aspects of the channel incision dynamics», American Geological Union fall meeting, 12-17 decembre 2004, San Francisco
18. S. Deboeuf, **E. Lajeunesse** & O. Dauchot, « Experimental investigation of unconfined granular flows : When do levees form ?», American Geological Union fall meeting, 12-17 decembre 2004, San Francisco
19. **E. Lajeunesse**, J.B. Monnier, G.M. Homsy, Quantin C., Allemand P. and Delacourt C « New scaling laws for the runout of large rock avalanches : from the laboratory to the field», American Geological Union fall meeting, 12-17 decembre 2004, San Francisco
20. Narteau C. , **Lajeunesse E.**, Métivier F. and Rozier O., Modelling of dune patterns by short range interactions, **River Coastal and Estuarine Morphodynamics** (2005)
21. Lancien P. , Métivier F., **Lajeunesse E.** and Cacas M.C., Incision dynamics and shear stress measurements in submarine channels experiments, **River Coastal and Estuarine Morphodynamics** (2005)
22. **E. Lajeunesse**, Quantin C., Allemand P. and Delacourt C « New scaling laws for the runout of large rock avalanches : from the laboratory to the field», European Geological Union annual meeting, 24-30 avril 2005, Vienna
23. **E. Lajeunesse**, S. Deboeuf, O. Dauchot and B. Andreotti, « Formation of levees in a laboratory dry granular flow », European Geological Union annual meeting, 14-20 avril 2007, Vienna

24. L. Malverti, **E. Lajeunesse** and F. Métivier, « Response of a river to a vertical offset of its bed », European Geological Union annual meeting, 14-20 avril 2007, Vienna
25. A. Centurini, F. Métivier, **E. Lajeunesse** and S. Martin, « Geomorphological analysis of Liro and Livo catchment basins in northern Como lake », European Geological Union annual meeting, 14-20 avril 2007, Vienna
26. Chatanantavet P., Parker G., **Lajeunesse E.**, Planton P. & Valla P., Physically-based model of downstream fining in bedrock streams with side input and verification with field data River, Coastal and Estuarine Morphodynamics (2007)
27. Malverti L., **Lajeunesse E.** & Métivier F., Experimental investigation of the response of an alluvial river to a vertical offset of its bed, Coastal and Estuarine Morphodynamics (2007)
28. Y. Liu, F. Métivier, C. Narteau, **E. Lajeunesse**, P. Meunier, J. Gaillardet and B. Ye, « Mass transport and hydraulics of flow in a high mountain gravel bed stream, the Urumqi river (Chinese Tian-Shan) », American Geological Union fall meeting, 10-14 décembre 2007, San Francisco
29. O. Devauchelle, C. Jossierand, P.Y. Lagree, S. Zaleski, K.D. Nguyen, L. Malverti and **E. Lajeunesse**, « Chevrons formation in laminar erosion », Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, 18-20 novembre 2007, Salt-Lake City

ANIMATION DE LA RECHERCHE

Activité administrative :

- 2007-actuel Membre suppléant de la commission de spécialiste 35/36/37 de l'IPGP
- 2004-2007 Membre du conseil de direction de l'IPGP (chargé de la communication)
- 2003-2007 Membre élu du Conseil Scientifique de l'IPGP
- 2003-2007 Membre nommé de la commission de spécialiste 35/36/37 de l'université Paris 7
- 2003-2007 Membre suppléant de la commission de spécialiste 35/36/37 de l'IPGP
- 2002-2004 Responsable du Parc Instrumental d'Enseignement de la Géophysique de Terrain.
- 2002-2005 Membre nommé de la commission paritaire d'établissement de l'IPGP
- 2001-2005 Membre nommé du comité Hygiène et Sécurité de l'IPGP.

Financements :

- **INSU**, Programme Relief de la Terre, « Développement méthodologique de la mesure du transport de fond dans les rivières », **coordinateur A. Crave**, collaboration Rennes 1, ENS, IPGP (2007-2010).
- **ANR**, Programme Catastrophes Telluriques et Tsunamis : « Suivi des écoulements gravitaires Guadeloupéens », **coordinateur P. Allemand**, collaboration UCBL, OVSG, IPGP, IUEM, BRGM (2006-2010).
- **ANR**, Programme Catastrophes Telluriques et Tsunamis : « Evolution spatio-temporelle des édifices volcaniques de l'arc des petites Antilles et des systèmes hydrothermaux associés : Implications sur les risques », **coordinateur G. Boudon**, collaboration Rennes 1, IPGP, IPG Clermont, Grenoble, BRGM (2005-2009).
- **PPF IPGP**, « Groupe de Recherche sur l'Erosion et les Eaux Continentales », **coordinateur J. Gaillardet** (2004-2007).
- **INSU**, Programme Relief de la Terre, « Erosion des Reliefs Antillais », **coordinateur E. Lajeunesse**, collaboration : UCBL, OVSG, IPGP, IUEM (2004-2007).
- **CNRS**, ACI Jeunes Chercheurs, « Geomorphogénèse, Erosion et Transport Granulaire », **coordinateur P. Claudin** (ESPCI) (2004-2007).
- **BQR IPGP** : « Modélisation Physique et Numérique des Avalanches de Débris », **coordinateur E. Lajeunesse** (2002).
- **CNRS**, Programme Aléas et changement globaux, ACI « La chaîne des risques aux Antilles : origine, structure et stabilité des dépôts volcaniques », **Coordinateur E. Kamisnki** (2004-2007)
- **CNRS**, Programme Catastrophes Naturelles, ACI « Ecoulements gravitaires », **Coordinateur P. Gondret** (2000-2003)

Expertises de revues scientifiques

American Journal of Science, Earth and Planetary Science Letter, European Journal of Mechanics, Geology, Journal of Fluid Mechanics, Journal of Geophysical Research, Physics of Fluids.

Troisième partie
PUBLICATIONS DEPUIS 2003

