



HAL
open science

Pierres qui roulent n'amassent pas mousses

Vincent Langlois

► **To cite this version:**

Vincent Langlois. Pierres qui roulent n'amassent pas mousses. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Claude Bernard Lyon I, 2020. tel-03674714

HAL Id: tel-03674714

<https://hal.science/tel-03674714v1>

Submitted on 20 May 2022

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

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

Mémoire présenté devant

Université Claude Bernard Lyon 1

pour obtenir une

Habilitation à Diriger des Recherches

par

Vincent LANGLOIS

Laboratoire de Géologie de Lyon : Terre, Planètes, Environnement
Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

PIERRES QUI ROULENT N'AMASSENT PAS MOUSSES

matériaux divisés dans les phénomènes géologiques (et ailleurs)

soutenu le 4 février 2020 devant le jury composé de :

M. Philippe CLAUDIN	Directeur de recherches, ESPCI	Rapporteur
M. Frédéric Victor DONZÉ	Professeur, UGA	
M. Éric LAJEUNESSE	Physicien, IPGP	Rapporteur
Mme Cathy QUANTIN	Professeure, UCBL	
M. Olivier ROCHE	Directeur de recherches, UCA	Rapporteur
Mme Valérie VIDAL	Chargée de recherches, ENSL	



Université Claude Bernard  **Lyon 1**

« Pour qu'une chose soit intéressante, il suffit de la regarder longtemps. »

Gustave Flaubert, correspondance (1845).

Sommaire

Introduction	5
Cheminement thématique et développement méthodologique	8
1 Pierres qui roulent	15
1.1 Contexte	16
1.2 Charriage et incision	17
1.3 Description lagrangienne du charriage	27
2 Pierres qui tombent	31
2.1 Contexte	32
2.2 Effondrement d'une colonne granulaire friable	36
2.3 Signaux de forces et entraînement de matière	40
2.4 Statistiques d'éboulements et recul de falaise	42
3 Pierres qui volent	45
3.1 Motivations	46
3.2 Formation du cratère	48
3.3 Dynamique des éjectats	52
3.4 Perspectives	55
4 Pierres qui frottent	57
4.1 Friction, fragmentation et séismes	58
4.2 Structures tectoniques de grande échelle	61
5 Mousses et autres petits cailloux	63
5.1 Dynamique des mousses liquides	64
5.2 Morphogénèse glaciaire	70
5.3 Hydrodynamique du plancton	72
Conclusion	77
Bibliographie	79
Curriculum Vitæ	89
Liste des publications	93
Liste des communications scientifiques	95
Activités d'enseignement	99
Activités de vulgarisation	101

Introduction

Lorsque j'ai commencé ma thèse à Rennes en 2002, avec Alexandre Valance, la physique des milieux granulaires était en pleine efflorescence depuis une quinzaine d'années. Lancée par des travaux sur les propriétés statiques des empilements, qui lorgnaient du côté des mathématiques pures comme de celui des matériaux cellulaires au sens large, elle s'était ensuite tournée vers des problèmes de dynamique, souvent inspirés par des questions industrielles (percolation, vidange d'un silo, ségrégation de taille dans un tambour tournant, etc). Au début des années 2000, de nouvelles problématiques (re)surgissaient, inspirées cette fois par des phénomènes naturels et des questions, parfois très anciennes, de géologie : transport du sable par l'eau et le vent, dynamique des dunes, éboulements... C'est dans ce cadre de prémices de collaborations entre physiciens et géologues que s'est déroulée ma thèse, portant sur l'instabilité de l'interface entre un milieu granulaire et un écoulement continu d'eau, c'est-à-dire sur les petites rides de sable visibles sur la grève à marée basse. Bien que ces structures puissent paraître anecdotiques¹, elles constituent un excellent moyen – qui plus est facile à reproduire en laboratoire – de tester notre compréhension du processus de transport sédimentaire par charriage.

Avant mon recrutement à Lyon, j'ai fait un pas de côté aussi bien thématiquement que géographiquement durant mes post-doctorats. D'abord à Trinity College Dublin, dans l'équipe de Denis Weaire et Stefan Hutzler, avec qui j'ai travaillé sur la modélisation de la rhéologie des mousses liquides – ce qui, comme détaillé ci-après et dans la section 5.1, n'est pas sans rapport avec la physique granulaire. Puis à l'Université Technique du Danemark à Copenhague où j'ai travaillé sur la locomotion des organismes planctoniques (cf. section 5.3) avec Tomas Bohr et Thomas Kiørboe, à l'interface entre la mécanique des fluides, la biologie et l'océanographie.

Je suis finalement revenu à ma thématique d'origine en étant recruté fin 2008 comme maître de conférences en section 35 au sein du Laboratoire de Sciences de la Terre (incorporé depuis au Laboratoire de Géologie de Lyon), pour travailler sur la physique des processus érosifs, c'est-à-dire aborder sous un angle nouveau des problématiques déjà étudiées au sein du laboratoire avec les différents outils de la géologie de terrain.

1. Encore ne le sont-elles pas pour les sédimentologues, à qui il incombe d'interpréter leurs traces fossiles dans les enregistrements sédimentaires : les plus célèbres de ces motifs en *ripple marks*, visibles dans les Alpes suisses à côté du barrage d'Émosson, accompagnent des traces de dinosaures.

Cheminement thématique

Le compte-rendu de mes travaux depuis mon recrutement est organisé comme suit : les trois premiers chapitres décrivent les travaux que j'ai menés ces dernières années en lien direct avec les problématiques géologiques déjà étudiées au sein du Laboratoire de Géologie de Lyon : transport sédimentaire et incision, éboulements rocheux, et dynamique des éjectats dans les impacts météoritiques. Le chapitre 4 présente des projets en cours de développement et que je compte mener pendant les prochaines années. Enfin le chapitre 5 présente plus brièvement les autres thématiques que j'ai abordées : dynamique des mousses liquides, morphogénèse péri-glaciaire, et hydrodynamique de locomotion du plancton.

Si ces thématiques peuvent paraître disparates (et elles le sont !), la plupart ont pour point commun de pouvoir être abordées sous l'angle de la mécanique des fluides complexes, et particulièrement des matériaux granulaires. L'essentiel des études présentées dans ce mémoire repose notamment sur l'utilisation d'un code de simulation numérique granulaire, que j'ai développé en l'adaptant successivement à différents phénomènes physiques ou géologiques. Pour éviter de répéter dans chaque chapitre les détails techniques associés aux méthodes numériques, je commencerai par présenter ici succinctement le développement de ce code, en parallèle avec mon cheminement thématique.

Développement technique

Méthodes aux Éléments Discrets

Les méthodes aux éléments discrets (DEM) permettent de modéliser le comportement d'un matériau sans faire appel à des équations aux dérivées partielles : contrairement aux simulations en milieu continu, elles ne nécessitent donc aucun maillage. Elles sont de ce fait particulièrement bien adaptées pour reproduire la dynamique des milieux divisés. Parmi les différentes variétés de DEM, les travaux présentés ici sont basés sur les méthodes dites de « Dynamique Moléculaire » [Rapaport, 2004; Pöschel et Schwager, 2005] (où les atomes sont remplacés par des particules solides, et les forces inter-atomiques par des forces de contact) . L'algorithme de base est, du point de vue de la physique, très simple puisqu'il repose essentiellement sur la résolution simultanée de la seconde loi de Newton pour toutes les particules (cf. figure 1). Cette méthode présente l'avantage de donner à chaque instant les positions et vitesses (de translation et de rotation) de toutes les particules, ce qui permet de reconstruire *a posteriori* les trajectoires individuelles, l'évolution de l'énergie,

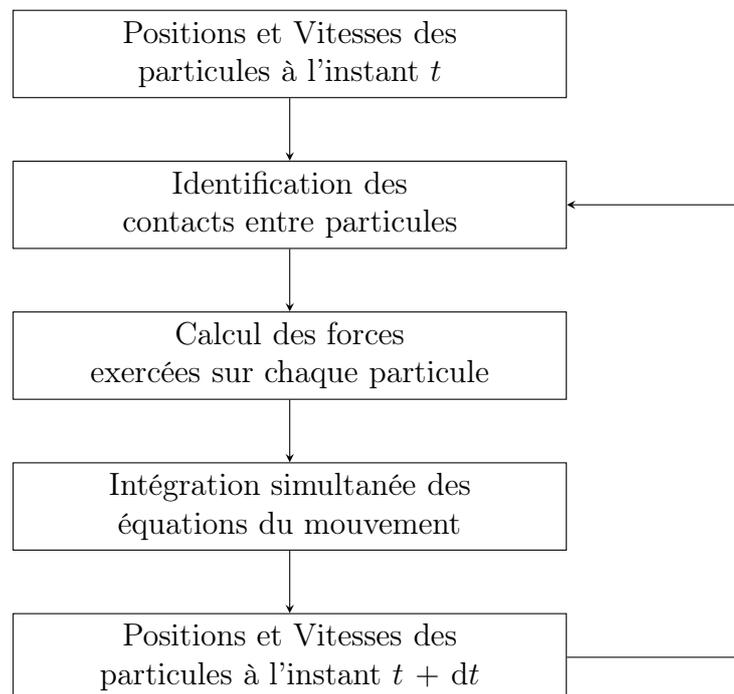


FIGURE 1 – Schéma de principe de l'algorithme DEM dit « Dynamique Moléculaire » (appliqué à des particules macroscopiques).

les tenseurs de texture, déformation et contrainte, etc. La rhéologie macroscopique du matériau émerge naturellement de la simulation et ne peut être imposée explicitement, ce qui peut être, suivant les applications, soit un avantage soit un inconvénient. D'un point de vue numérique, l'essentiel de la difficulté réside dans le calcul des forces de contact, lequel nécessite d'identifier tous les contacts entre particules.

Méthode des cellules (doublement) liées

Pour savoir si deux particules i et j sont en contact à une itération donnée, il est nécessaire de calculer leur distance. Pour limiter le temps de calcul, il est crucial de ne pas faire ce calcul $N(N - 1)$ fois, sachant que le nombre effectif de contacts par particule est en général compris entre 3 et 8 (en deux dimensions (2D)). Pour optimiser cette étape de recherche des contacts, nous avons utilisé la méthode des cellules doublement liées (cf. figure 2) : l'espace de simulation est découpé selon une grille dont les cellules mesurent entre 2 et 5 tailles de grains. Les particules qui sont potentiellement en contact avec la particule i considérée sont donc forcément situées dans la même cellule que celle-ci, ou dans l'une des 8 (en 2D) ou 26 (en 3D) cellules adjacentes : le calcul de distance se limite donc aux seules particules présentes dans ces cellules. En vertu de la troisième loi de Newton, il est également effectué une seule fois pour le contact $i - j$ et le contact $j - i$. Comment savoir quelles particules sont contenues dans les cellules voisines ? Pour ce faire, on associe à chaque cellule la liste « déroulante » des particules qu'elle contient. Lorsqu'à la fin d'une itération certaines particules sont passées d'une cellule à une autre, seules les listes associées à ces cellules sont mises à jour. Le temps de calcul optimal résulte d'un équilibre sur la taille des cellules : trop grandes, leurs listes sont moins souvent mises à jour mais elles contiennent beaucoup de particules à tester... et inversement.

Des bulles aux galets

J'ai développé la première version du code DEM à Dublin dans l'objectif de modéliser les écoulements de mousse en deux dimensions (cf. section 5.1). Dans ce cadre, les particules (représentant ici des bulles) interagissent uniquement *via* une force répulsive élastique (suffisamment faible pour autoriser des recouvrements de l'ordre de 25% du rayon) et une force visqueuse proportionnelle à leur différence de vitesse (cf. figure 3 et équation 1).

$$\begin{cases} \vec{N}_{ij} &= \kappa \times \delta \vec{n}_{ij} \\ \vec{T}_{ij} &= c_b (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \end{cases} \quad (1)$$

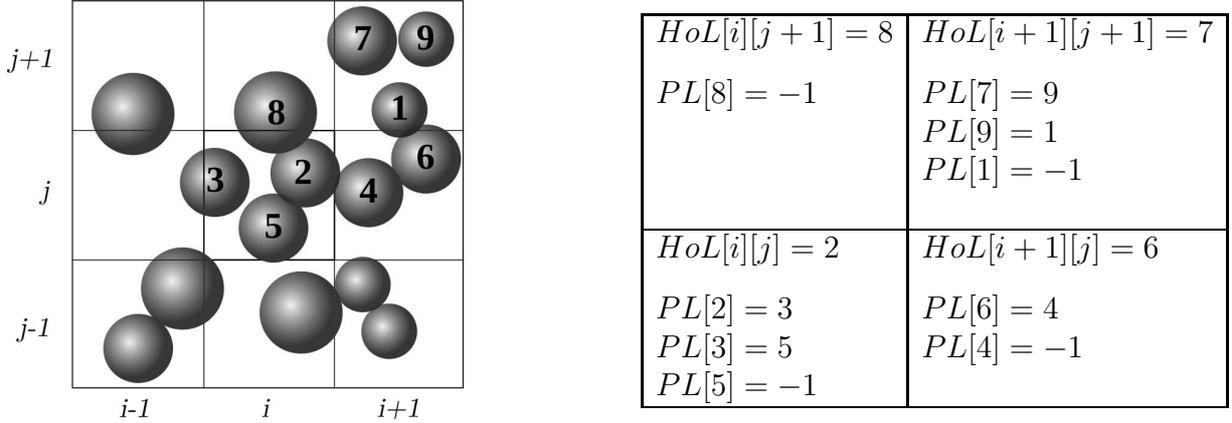


FIGURE 2 – Illustration de la méthode des cellules doublement liées : si on cherche les particules en contact avec la particule **2**, seules sont calculées les distances entre celle-ci et les particules contenues dans les 9 cellules représentées. On peut accéder à l'ensemble des particules contenues dans une cellule donnée par les deux listes montrées à droite : la première (*HoL*) portant sur les cellules et la seconde (*PL*) sur les particules. Si la particule **2** se déplace vers la cellule $(i+1, j)$, on met à jour uniquement les liens concernés : $HoL[i][j] = 3$, $HoL[i+1][j] = 2$, $PL[2] = 6$.

Pour traiter le cas du transport sédimentaire par charriage (cf. chapitre 1), j'ai ensuite adapté ce code pour modéliser des particules solides, en 3 dimensions, avec entraînement par un écoulement fluide moyenné. La modélisation des forces de friction solide est plus délicate que celle des forces visqueuses puisque la loi d'Amontons-Coulomb traduit une indétermination intrinsèque de la force de frottement lorsque la vitesse de glissement est nulle. S'il est possible de « régulariser » la fonction « marche » en prenant une force de très grande viscosité à faible vitesse, cette méthode a l'inconvénient de résulter en un comportement parfois irréaliste des particules lorsqu'elles sont proches de l'arrêt (puisque la force de friction est alors quasi-nulle). Il est donc plus efficace d'implémenter une force de type « ressort tangentiel », ce qui revient à modéliser des contacts *vieillissants* : deux particules arrivant en contact (à vitesse faible) vont ressentir une force qui augmente avec la durée du contact – tout en restant bornée par la loi de Coulomb classique. Les forces deviennent donc

$$\begin{cases} \vec{N}_{ij} &= \left(\kappa \times \delta - \eta \frac{d\delta}{dt} \right) \vec{n}_{ij} \\ \vec{T}_{ij} &= -\max(\mu N_{ij}, k_t u_{ij}) \end{cases} \quad (2)$$

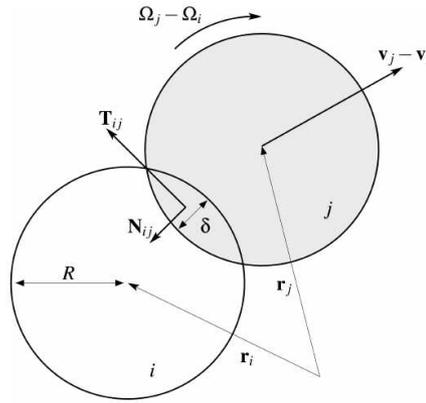


FIGURE 3 – Interactions entre deux particules en contact : forces normale et tangentielle.

avec κ la raideur des particules², η une viscosité effective (responsable de l'inélasticité des chocs), μ le coefficient de friction et k_t la raideur tangentielle effective, qui s'applique à u_{ij} , le déplacement tangentiel cumulé pendant un contact.

Cohésion, friabilité, granulométrie

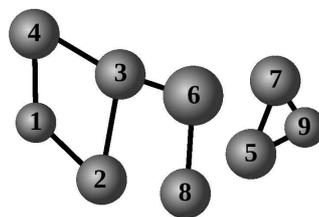
Pour modéliser les éboulements rocheux (cf. chapitre 2), nous avons décidé de reproduire numériquement le dispositif expérimental classique de l'effondrement de colonne granulaire mais en faisant apparaître une large gamme de tailles dans les fragments du dépôt. Comme il était délicat de choisir la distribution de taille initiale, nous avons préféré partir d'un matériau totalement cohésif afin que la granulométrie finale apparaisse spontanément comme le résultat d'un processus de fragmentation dynamique. Pour cela, il suffit d'ajouter aux forces de contact déjà modélisées des forces cohésives : dans un premier temps, celles-ci sont limitées à une force normale attractive fixe entre particules initialement en contact :

$$\vec{C}_{ij} = -Bo \times mg \vec{n}_{ij} \quad (3)$$

Durant l'effondrement de la colonne, ces liens cohésifs peuvent être rompus, de manière irréversible, si les deux particules s'éloignent trop l'une de l'autre. Numériquement, la seule difficulté liée à cette nouvelle force est la nécessité de garder en mémoire la liste de tous les liens cohésifs initiaux, et leur état (intact ou rompu). En revanche, la reconstitution de

2. On peut également rendre la force répulsive non-linéaire et proportionnelle à $\delta^{3/2}$, selon la loi de Hertz.

la courbe granulométrique à un instant donné est plus complexe : elle se fait grâce à un algorithme de « labellisation » issu des simulations de percolation [Al-Futaisi et Patzek, 2003; Komura, 2015]. L'ensemble des liens entre particules est parcouru une première fois pour identifier les particules appartenant à un même « bloc », puis une seconde fois afin d'identifier lesquels de ces blocs sont reliés entre eux et n'en constituent donc qu'un seul (cf. figure 4). Cette procédure est donc particulièrement coûteuse en temps : idéalement, on ne l'effectue qu'en post-traitement ; ou, si c'est nécessaire, toutes les 1000 ou 10000 itérations, puisque la population des blocs ne varie pas très rapidement.



Particule	(i) Liens	(ii) Résidus	(iii) Label(1)	(iii) Résidus	(iv) Label(2)	(v+vi) Label(3)	(vii) Label(4)
1	2, 4	-1	1	-1	1	1	1
2	1, 3	1	1	-1	1	1	1
3	2, 4, 6	2	2	-1	1	1	1
4	1, 3	1, 3	1	3	1	1	1
5	7, 9	-1	5	-1	5	5	2
6	3, 8	3	3	-1	1	1	1
7	5, 9	5	5	-1	5	5	2
8	6	6	6	-1	3	1	1
9	5, 7	5, 7	5	7	5	5	2

FIGURE 4 – Illustration de l'algorithme d'identification des blocs de particules :

- i. À chaque particule est associée la liste de celles auxquelles elle est reliée (par un barreau cohésif).
- ii. On ne conserve que les liens vers les indices inférieurs à celui de la particule.
- iii. On attribue comme label soit le minimum des liens restants (et ce lien est alors retiré de la liste), soit l'indice de la particule.
- iv. On remplace, si nécessaire, le label d'une particule par le label de son label.
- v. Pour relier les sous-blocs entre eux, on vérifie que chaque particule a un label inférieur au label de tous ses liens résiduels... sinon on le remplace par le minimum de ceux-ci.
- vi. On réitère l'étape iv.
- vii. Enfin, on « compacte » les numéros des blocs.

Processeurs graphiques, fibres et impacts

En parallèle de ces travaux menés au LGLTPE, l'équipe de Dublin avait continué à travailler avec notre code originel sur d'autres problématiques³, nécessitant souvent de simuler la réponse des bulles à un cisaillement très lent, ce qui requièrait un temps de calcul prohibitif même pour un nombre modeste (10 000) de particules. En conséquence nous avons travaillé avec un étudiant à la conversion du code afin de l'exécuter non plus sur un cluster série classique mais sur un processeur graphique (GPU). Ce travail de parallélisation a nécessité de réécrire le code (de mousses 2D) en langage CUDA afin d'exploiter au mieux les possibilités offertes par le GPU de partager le calcul entre plus de 1 000 *fls* (pour un seul processeur). Seules les étapes de calcul effectuées sur une particule unique (par exemple le calcul des forces, les modifications des listes de cellules ou l'intégration de l'équation du mouvement) se prêtent bien à cette distribution, mais le gain de temps obtenu pour des grands nombres de particules est conséquent (facteur 20 à 30 en vitesse).

Ce nouveau code CUDA a été ensuite utilisé pour la simulation de suspensions mousses-fibres (cf. section 5.1.3), puis à nouveau réadapté à la modélisation de particules solides avec liens cohésifs – l'algorithme d'identification des blocs restant à nouveau le plus complexe à paralléliser, et coûteux en temps. Après avoir fait l'acquisition de 7 processeurs de calcul GPU depuis 2016, il nous est désormais possible de faire des simulations aux temps longs avec des assemblées de plusieurs centaines de milliers, voire quelques millions de particules avec des temps de calcul de plusieurs heures ou jours (contre plusieurs semaines auparavant). C'est ainsi que nous avons pu réaliser de très nombreuses simulations d'impacts (cf. chapitre 3) en explorant l'espace des paramètres, tout en conservant une résolution spatiale satisfaisante.

Barreaux cohésifs

Pour améliorer la description des forces de cohésion au sein du matériau (par rapport au modèle utiliser dans l'article [7]⁴) et éviter les déformations irréalistes, la force attractive normale est remplacée par la présence de barreaux virtuels déformables entre les particules initialement voisines (cf. figure 5). Cette technique a déjà été utilisée, notamment pour

3. Parfois encore plus éloignées de la physique granulaire, avec notamment des applications à la modélisation de marchés financiers [Sexton *et al.*, 2014].

4. Les références numérotées désignent des articles dont je suis l'un des auteurs, et peuvent être trouvées à la section « Liste de publications ».

simuler la dynamique d'une gouge sismique [Abe et Mair, 2005], la fragmentation de matériaux par impact [Carmona et al., 2008] ou la rupture d'un massif par fracturation des roches [Scholtès et Donzé, 2012, 2013]. Ces barreaux peuvent être déformés aussi bien en

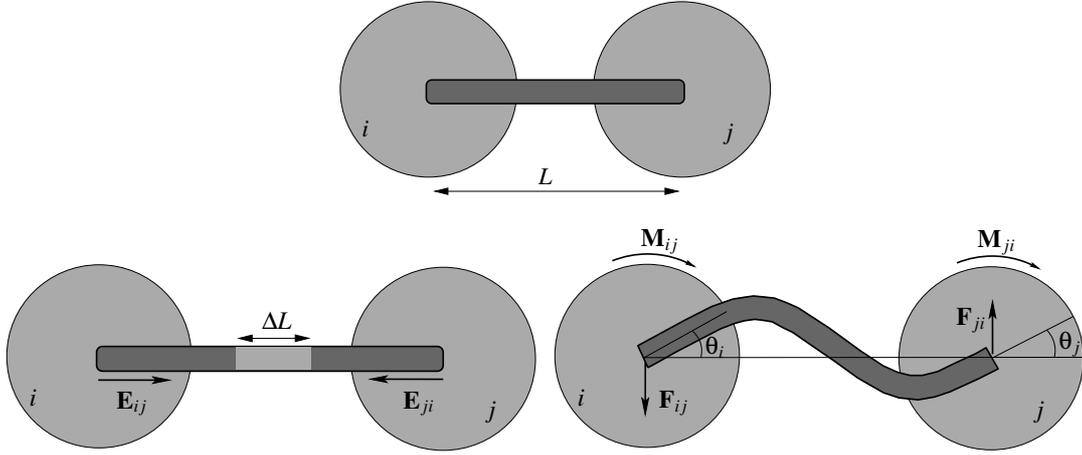


FIGURE 5 – Forces et moments exercés par la déformation des barreaux cohésifs sur les particules adjacentes (à gauche : déformation en extension ; à droite : déformation en flexion).

tension qu'en compression et en flexion (et, en 3D, en torsion), ce qui génère des forces mais également des couples sur les particules adjacentes :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ij} = \kappa' \times \frac{\Delta L}{L} = \kappa' \times \varepsilon \\ F_{ij} = 3K \times \frac{\theta_i + \theta_j}{L^2} \\ M_{ij} = K \times \frac{\theta_i - \theta_j}{L} + F_{ji} \times r_{ij} \end{array} \right. \quad (4)$$

Pour induire la friabilité du matériau, les barreaux peuvent être rompus si leur déformation totale excède un certain seuil, selon la formule (en 2D) [Carmona et al., 2008] :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} + \frac{\max(\theta_i, \theta_j)}{\theta_0} > 1 \quad (5)$$

Enfin, pour modéliser l'aspect naturellement stochastique de la résistance globale de la roche, la valeur des seuils de rupture ε_0 et θ_0 ou celle de l'élasticité peut être choisie aléatoirement pour chaque barreau (par exemple dans une distribution gamma).

Chapitre 1

(Pierres qui roulent)

Transport par charriage



FIGURE 1.1 – Rivière de montagne (Guadeloupe) charriant des blocs allant jusqu'à une taille métrique [photographie O. Devauchelle].

1.1 Contexte

Le transport sédimentaire par les rivières est l'un des moteurs essentiels de l'évolution des reliefs géologiques. Effets anthropiques mis à part, on estime la quantité de matière ainsi convoyée, des continents vers les océans, à 20 milliards de tonnes par an [Peucker-Ehrenbrink, 2009]. L'essentiel de ce flux se fait via la charge en suspension, dont il est (relativement) aisé de mesurer la contribution via des mesures de turbidité et de débit d'eau. Le transport de particules plus grosses par charriage (*i.e.* dans lequel les sédiments sont en contact avec le fond de la rivière) représente des quantités beaucoup plus modestes (vraisemblablement moins de 10% du flux total à l'embouchure [Syvitski et Saito, 2007]) et est beaucoup plus délicat à quantifier sur le terrain, pour plusieurs raisons : (i) l'essentiel du transport a lieu lors d'événements hydrologiques extrêmes, peu propices aux mesures ; (ii) les mesures directes (pièges à sédiments) tendent à perturber l'écoulement. Plusieurs techniques indirectes ont cependant connu un essor important ces dernières années : quantification des impacts via des capteurs de force placés au fond de la rivière [Rickenmann et al., 2014], inversion du signal acoustique ou sismique enregistré à proximité [Tsai et al., 2012; Barrière et al., 2015; Roth et al., 2016, 2017], mesure de déplacements lagrangiens via le marquage de galets (naturels ou artificiels) [Cassel et al., 2017]. Bien qu'il soit tentant de négliger le transport par charriage en raison de sa faible contribution en volume (du moins dans la partie aval des cours d'eau), c'est en géomorphologie qu'il joue un rôle prépondérant puisque la forme des rivières est directement le fruit de ce processus. C'est naturellement le cas des rivières alluviales, qui creusent leur lit directement dans les sédiments qu'elles charrient. Mais également des rivières à fond rocheux, qui seront notre objet d'étude dans ce chapitre.

Cette thématique s'inscrit dans le cadre de l'étude de terrain des processus de charriage, menée notamment aux Antilles et portée au sein du laboratoire par P. Allemand et P. Grandjean. La première partie présentée ci-après a notamment été l'objet du stage de M2 et de la thèse de doctorat de Guilhem Aubert, que j'ai co-encadrée avec Pascal Allemand entre 2011 et 2014.

1.2 Charriage et incision

1.2.1 Problématique

La formation des reliefs montagneux résulte de la compétition entre les processus tectoniques et les processus érosifs. Parmi ceux-ci, l'incision du socle rocheux par les cours d'eau constitue un facteur clef, et ses variations avec le taux de surrection et les conditions climatiques contrôlent étroitement l'évolution des reliefs [Howard et al., 1994; Lague, 2010; Cook et al., 2013]. Ce processus d'incision directe peut s'avérer très efficace : Yanites et al. [2013] estiment le taux d'érosion d'une rivière à environ 100 m/Ma. Pendant certains événements hydrologiques extrêmes, ce taux peut même atteindre des valeurs beaucoup plus élevées, jusqu'à plusieurs mètres par jour [Hartshorn et al., 2002; Lamb et Fonstad, 2010; Cook et al., 2014]. Une meilleure compréhension des mécanismes physiques de ce processus est donc indispensable à l'amélioration des modèles d'évolution de paysage sur de longues durées, qui reposent sur l'extrapolation des lois phénoménologiques décrivant l'incision à court terme [Sklar et Dietrich, 2008; Lague, 2010, 2014].

Sous sa forme la plus générale, l'équation de l'évolution de l'altitude h d'un point donné d'une rivière s'écrit :

$$\frac{dh}{dt} = -\nabla \cdot \vec{Q}_s + U - I \quad (1.1)$$

avec Q_s le flux de sédiments (corrigé par la compacité du lit), U le taux de surrection local et I le taux d'incision. Pendant longtemps, l'approche classique dans l'étude de l'érosion par les rivières a consisté à décrire deux régimes asymptotiques [Whipple et Tucker, 2002] :

- Le régime *transport-limited* suppose la quantité de sédiments disponibles infinie : l'écoulement met en mouvement uniquement les couches superficielles et le socle rocheux demeure en permanence couvert par une large épaisseur de galets ou graviers, ce qui conduit à une incision strictement nulle : $I = 0$. Le taux d'érosion est donné par l'équation d'Exner (conservation de la masse), ce qui conduit en première approximation à une évolution diffusive.
- Le régime *detachment-limited* suppose que la quantité de sédiments disponibles est toujours très inférieure à la capacité de transport. Le taux d'incision est alors supposé indépendant de la quantité de sédiments, et est contrôlé par la puissance hydraulique ou la contrainte à la base [Seidl et Dietrich, 1993; Anderson, 1994; Howard et al., 1994; Tucker et Slingerland, 1996; Whipple et Tucker, 1999; Willett, 1999].

Ainsi, la très usitée *Stream Power Law* donne le taux d'incision comme

$$I = K \times Q_w^a \times S^b \quad (1.2)$$

avec K un facteur dépendant de l'érodabilité de la roche, Q_w le débit d'eau et S la pente longitudinale de la rivière.

Si la première approximation s'applique bien aux rivières alluviales, la seconde est paradoxale : en effet, une fraction significative de l'incision est due directement ou indirectement aux impacts des graviers, galets ou gros blocs transportés sur le socle rocheux. Il est donc légitime de supposer que le taux d'incision doit être affecté [Turowski *et al.*, 2007; Lague, 2010; Cook *et al.*, 2013] par la quantité de sédiments disponibles, qui n'apparaît pas dans l'équation 1.2 ! Pour un transport extrêmement vigoureux, la suspension peut jouer un rôle dans l'incision [Lamb *et al.*, 2008; Scheingross *et al.*, 2014], mais dans la plupart des cas c'est la charge de fond qui est responsable de l'érosion. Le frottement continu exercé par les particules en reptation et surtout les impacts des particules en saltation contribuent à fragiliser le socle rocheux, ce qui se traduit par l'érosion d'un petit volume (aussi bien du socle que de la particule impactante) ou par la création de micro-fissures qui faciliteront un arrachement ultérieur [Sklar *et Dietrich*, 2001; Chatanantavet *et Parker*, 2009; Cook *et al.*, 2013]. Il est donc nécessaire de développer une loi d'incision équivalente à la *Stream Power Law*, mais plus générale, en ajoutant comme facteur d'incision le flux sédimentaire Q_s :

$$I = K \times Q_w^a \times S^b \times f(Q_s) \quad (1.3)$$

Plusieurs études récentes ont donc cherché à quantifier l'influence de la charge sédimentaire sur l'incision, que ce soit sur le terrain ou expérimentalement. L'étude pionnière de Sklar *et Dietrich* [2001] a consisté à mesurer directement la vitesse d'érosion d'une plaque de roche placée à la base d'un « tambour » hydraulique dans lequel des graviers sont entraînés par un écoulement rotatif turbulent (dispositif similaire à celui en géométrie annulaire développé ultérieurement par Attal *et Lavé* [2009], illustré sur la figure 1.2). Ces mesures ont démontré que les deux facteurs gouvernant l'érosion étaient la résistance mécanique de la roche et la quantité de sédiments disponibles, rapportée à la capacité de transport de l'écoulement. La vitesse d'incision augmente d'abord avec la masse de sédiments disponibles, avant de diminuer jusqu'à devenir nulle (cf. figure 1.8). Les auteurs invoquent deux effets antagonistes : si le socle est relativement dégagé, l'augmentation du nombre de particules se traduit par une augmentation du nombre d'impacts (*tool-effect*) et donc de la

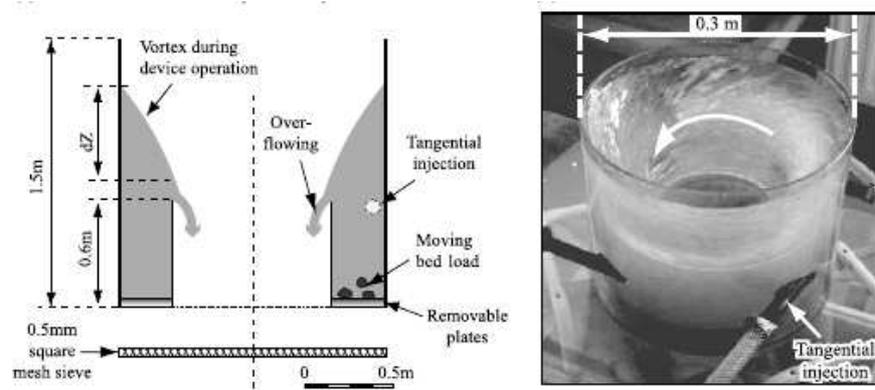


FIGURE 1.2 – Schéma de fonctionnement de l'expérience d'abrasion d'Attal et Lavé [2009].

vitesse d'incision. Mais au-delà d'un certain seuil, les sédiments présents ne sont pas tous en mouvement, certains couvrent le socle en le protégeant des impacts (*cover-effect*). Un modèle mécanique développé ultérieurement [Sklar, 2004] a abouti à une nouvelle expression du taux d'incision comme le produit de trois termes :

$$I = V_i \times n_i \times F \quad (1.4)$$

avec V_i le volume érodé par chaque impact (supposés tous d'énergie identique dans ce modèle), n_i le nombre d'impacts par unité de temps et de surface et F une « fonction de couverture », évaluée en première approximation comme la probabilité qu'un impact atteigne une partie dégagée du socle rocheux. Cette fonction a été estimée par Sklar [2004] comme

$$F(Q_s) = \begin{cases} 1 - \frac{Q_s}{Q_t} & \text{si } Q_s < Q_t \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.5)$$

avec Q_t la capacité de transport du cours d'eau, et par Turowski et al. [2007], sur la base d'une approche probabiliste, comme

$$F(Q_s) = \exp(-\varphi Q_s/Q_t) \quad (1.6)$$

avec φ une constante. La limitation de ces deux approches est que le lit de charriage est décrit de manière dichotomique, avec une population de grains roulants, responsables des impacts, et une population de grains statiques, responsables de la couverture du socle. Toutefois, l'interaction et les échanges permanents entre ces deux populations, et la nature intrinsèquement collective du processus de charriage devraient se traduire par le fait que

n_i lui-même dépend de la fraction couverte. Les modèles analytiques atteignant ici leurs limites, les simulations numériques doivent permettre d'obtenir une meilleure modélisation de cette fonction de couverture.

1.2.2 Simulations numériques

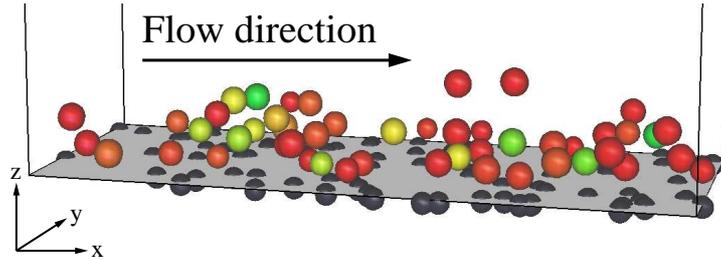


FIGURE 1.3 – Aperçu de la simulation d'abrasion à un instant donné. L'échelle de couleur représente la vitesse longitudinale des particules. Les particules grisées sont fixes et participent à la rugosité du socle.

Durant la thèse de G. Aubert nous avons donc réalisé des simulations numériques tri-dimensionnelles pour modéliser le charriage d'une quantité réduite de particules par un écoulement turbulent. La dynamique des particules sphériques est calculée par les méthodes exposées dans l'introduction. En plus de la gravité et des forces de contact, elles subissent une force de traînée turbulente due à l'écoulement (unidimensionnel) d'eau. Le profil de vitesses dans le fluide est calculé en prenant en compte de manière très simplifiée la rétroaction due à la présence des particules : la vitesse est nulle lorsque la fraction solide dépasse un seuil donné, et augmente jusqu'à suivre le profil logarithmique classique lorsque la densité en particules tend vers zéro. Afin d'éviter un transport uniquement par roulement lorsque la quantité de sédiments est faible, une rugosité artificielle est ajoutée au fond en y positionnant des particules sphériques fixes. * Le suivi des trajectoires permet d'avoir accès à l'énergie dissipée à chaque impact.

Outre la vitesse de l'écoulement, le principal paramètre de contrôle est la fraction de couverture du socle σ , définie comme une quantité de sédiments adimensionnée :

$$\sigma = N \times \frac{\pi R^2}{W L} \quad (1.7)$$

avec N le nombre de particules de rayon R et W et L les dimensions en largeur et longueur du domaine de calcul. Contrairement à des simulations comme celles de *Duran et al.* [2012],

nous ne cherchons pas à retrouver la loi de transport à saturation, mais nous limitons la quantité de sédiments disponibles, ce qui empêche l'écoulement d'atteindre sa capacité de transport. Notre étude montre (cf. figure 1.4) que le flux de sédiments augmente avec

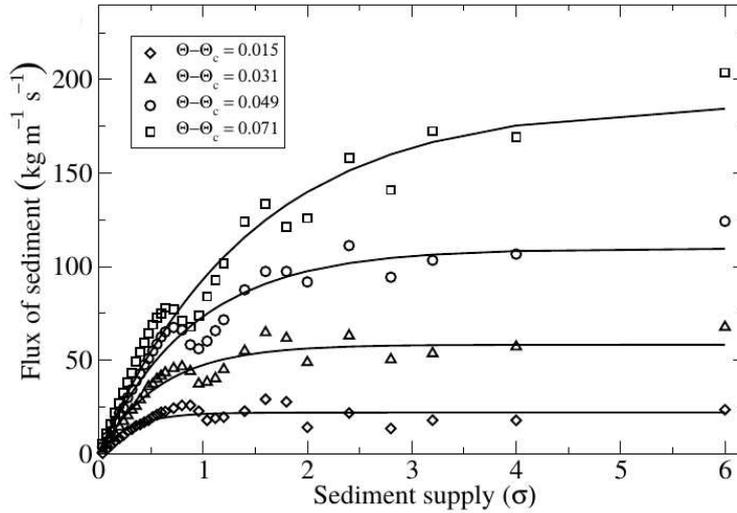


FIGURE 1.4 – a) Flux massique charrié Q_s en fonction de la quantité de sédiments disponibles σ , pour différentes valeurs de la contrainte [6].

la quantité de sédiments disponibles σ jusqu'à atteindre sa valeur de saturation – seules les particules situées dans les couches les plus superficielles pouvant être entraînées par l'écoulement. La fraction de couverture critique σ_0 (définie par un ajustement exponentiel) pour laquelle la capacité de transport est atteinte varie de façon affine avec le nombre de Shields Θ (cf. figure 1.5a). Une fois la saturation atteinte, la valeur mesurée de Q_t varie avec l'écart au seuil de transport (Θ_c) de manière compatible avec la loi empirique de Meyer-Peter & Müller : $Q_t \propto (\Theta - \Theta_c)^{3/2}$ (cf. figure 1.5b). Si $\sigma < \sigma_0$, l'exposant de la loi de puissance est en général inférieur à 1,5 – ce qui peut se justifier par le fait que l'augmentation du flux avec le nombre de Shields est due non seulement à l'augmentation de la vitesse des particules (comme $\sqrt{\Theta}$) mais aussi à celle du nombre de grains entraînés (linéaire en Θ) [Charru *et al.*, 2004; Lajeunesse *et al.*, 2010], laquelle ne peut plus être assurée si les grains ne sont pas assez nombreux.

1.2.3 Taux d'incision et effets de couverture

Dans les modèles d'incision, le paramètre de contrôle est souvent le flux (ou la masse) de sédiments transportés, rapportée à la capacité de transport. Toutefois, assimiler cette

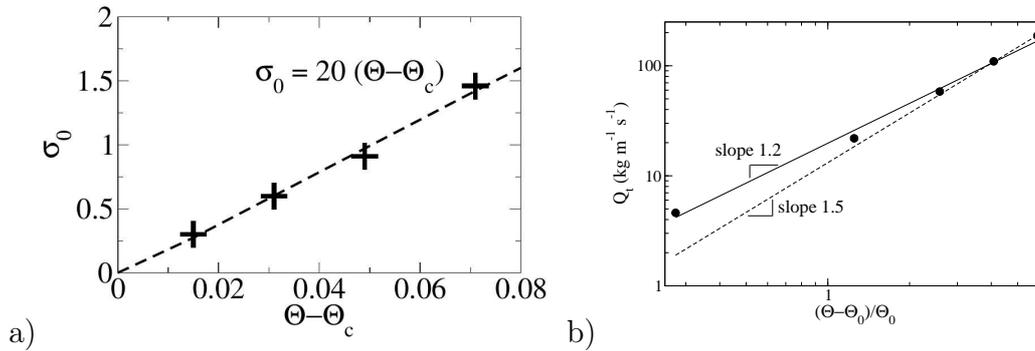


FIGURE 1.5 – a) Quantité critique de sédiments σ_0 , en fonction de l'écart au seuil et b) Flux massique saturé Q_t en fonction de l'écart relatif au seuil (*état de transport*) [6].

quantité à un taux de « couverture » du socle rocheux est un raccourci qui ne reflète pas la dynamique complexe des échanges entre couche statique et couche mobile. En définissant un seuil de vitesse, nous avons calculé la fraction du socle, C , effectivement couverte par une ou plusieurs couches de grains « statiques ». Comme le montre la figure 1.6, cette couverture augmente linéairement avec la masse de sédiments disponibles uniquement en-dessous du seuil de transport, et seulement jusqu'à un certain point. Dès que les particules sont mises en mouvement, la couverture statique est inférieure à la quantité de sédiments : $C < \sigma$. Toutefois, quelle que soit la valeur du nombre de Shields, la couverture devient complète ($C \rightarrow 1$) pour $\sigma \gtrsim 3$.

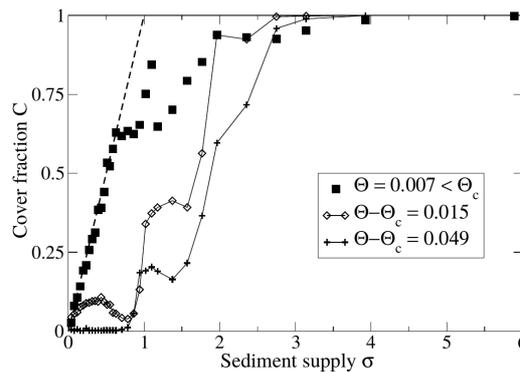


FIGURE 1.6 – Évolution du taux de couverture statique C en fonction de la quantité de sédiments disponibles. La ligne tiretée représente la droite $C = \sigma$.

Alors que les expériences comme celles de *Sklar et Dietrich* [2001] ne permettent pas un contrôle fin sur l'écoulement responsable du charriage, il est possible de faire varier

continûment le nombre de Shields dans les simulations numériques. On mesure alors Φ_E , la quantité d'énergie dissipée sur le socle par les impacts des galets en mouvement, par unité de temps et de surface. Comme le montre la figure 1.7, celle-ci varie avec le nombre de Shields comme une loi de puissance dont l'exposant dépend lui-même de la quantité de sédiments :

$$\Phi_E(\Theta, \sigma) = \Phi_1(\sigma) \times (\Theta - \Theta_c)^{m(\sigma)} \quad (1.8)$$

On note que l'exposant m est systématiquement supérieur à l'exposant n de la loi de

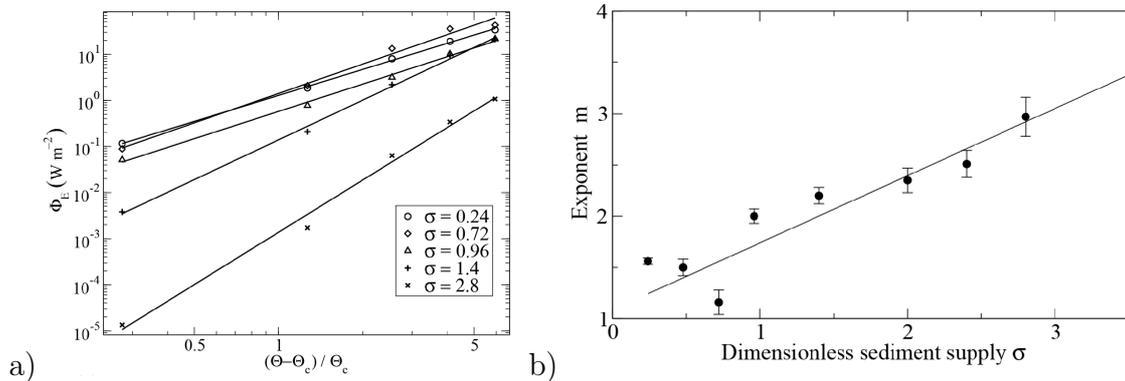


FIGURE 1.7 – a) Énergie dissipée sur le socle par les impacts de charriage, par unité de temps et de surface, en fonction de l'écart relatif au seuil de transport. b) Exposant de l'ajustement par une loi de puissance (cf. équation 1.8) [6].

transport, ce qui implique qu'à quantité *et* flux de sédiments constants, le taux d'incision devrait croître avec le nombre de Shields, conformément à la *Stream Power Law* (équation 1.3) dans laquelle on a en général $a > 0$. En revanche, le modèle de saltation/abrasion proposé par *Sklar* [2004] prédit un effet inverse, tandis que pour *Chatanantavet et Parker* [2009] et *Johnson et Whipple* [2010] le nombre de Shields n'a pas d'influence sur le taux d'abrasion, à flux charrié fixé. Notons finalement que l'exposant m est systématiquement supérieur à 1, ce qui implique un effet prépondérant des événements hydrologiques extrêmes dans l'incision globale (à quantité de sédiments fixée, ce qui est une hypothèse forte [*Lague*, 2010]).

Cependant, le paramètre critique dans la variation de Φ_E (et donc indirectement du taux d'incision I) est la quantité σ . Comme l'illustre la figure 1.8, notre modèle permet de retrouver le même comportement qualitatif que dans les expériences [*Sklar et Dietrich*, 2001] et les modèles théoriques [*Sklar*, 2004; *Turowski et al.*, 2007] : l'énergie dissipée

dans le socle augmente d'abord avec le nombre d'impacts directs, et donc avec la quantité de particules présentes, atteint un maximum puis décroît lorsque la couverture du socle devient trop importante. On observe que, comme dans les expériences, l'incision devient quasi-nulle quand $\sigma \gtrsim 3$. L'extrapolation du taux d'incision effectif à partir de l'énergie

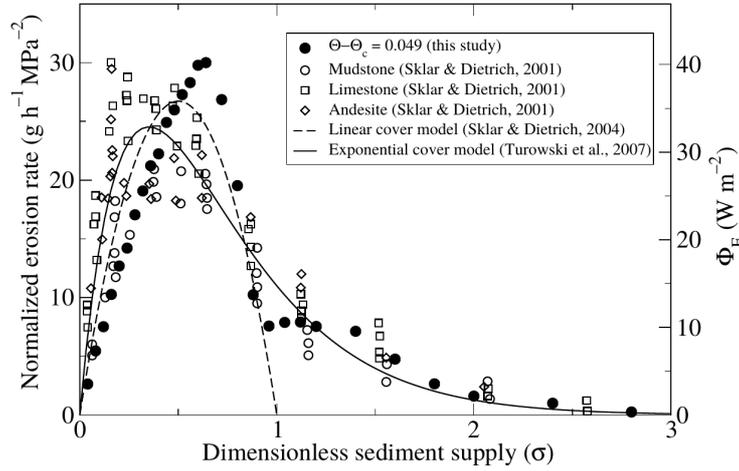


FIGURE 1.8 – Énergie dissipée sur le socle par les impacts de charriage, par unité de temps et de surface, en fonction de la quantité de sédiments disponibles [6] : comparaison entre nos résultats, les courbes expérimentales et deux modèles analytiques.

fournie au socle n'est pas aisée, puisque le phénomène recouvre des processus divers (abrasion microscopique, micro-fractures, détachement de grains, etc). Il est toutefois possible d'estimer en première approximation l'énergie volumique ε_V nécessaire à l'érosion de la roche à partir de ses propriétés mécaniques [Engle, 1978; Sklar, 2004], et on a alors

$$I = \frac{\Phi_E}{\varepsilon_V}, \quad \text{avec} \quad \varepsilon_V = 10^6 \times \frac{\sigma_T^2}{2Y} \quad (1.9)$$

où σ_T est la résistance en tension et Y le module élastique. Les valeurs obtenues lorsque la couverture sédimentaire est optimale (cf. figure 1.9) sont alors de l'ordre de quelques mm par jour. Cet ordre de grandeur est compatible avec des observations lors d'événements hydrologiques majeurs [Hartshorn et al., 2002]. Il convient néanmoins de ne pas extrapoler cette valeur sur des temps longs (on obtiendrait l'équivalent de plusieurs mètres par an) sans prendre en compte la grande variabilité, aussi bien du débit (donc du nombre de Shields) que de la quantité de sédiments disponibles dans une rivière donnée [Lague, 2010] : il n'est pas impossible qu'un taux d'incision significatif ne soit atteint, en pratique, que pendant quelques jours dans l'année (et ce d'autant plus que les événements hydrologiques extrêmes peuvent surcharger la rivière en sédiments et donc inhiber l'incision).

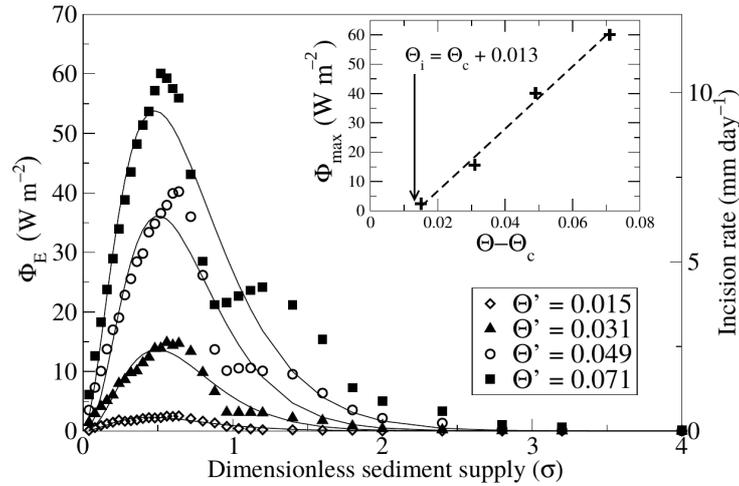


FIGURE 1.9 – Énergie Φ_E dissipée sur le socle par les impacts de charriage, par unité de temps et de surface, en fonction de la quantité de sédiments disponibles. Le taux d'incision équivalent est calculé via l'équation 1.9 [6].

Puisque nos simulations permettent de distinguer entre les trois quantités σ , C et F – seule σ étant un paramètre de contrôle direct, mesurable sur le terrain –, peut-on obtenir une définition plus précise de la fonction de couverture? Dimensionnellement, on peut supposer que l'énergie d'un impact varie comme $E_i \propto (\rho_s d^3) \times u_*^2 \propto g \rho_s d^4 (\Theta - \Theta_c)$ et le nombre d'impacts comme $n_i \propto Q_s / (\rho_s d^4)$ [Foley et al., 1994]. En adaptant l'équation 1.4 au flux d'énergie auquel les simulations nous donnent accès, il est donc pertinent de définir la fonction de couverture comme

$$F(\sigma, \Theta) = \frac{\Phi_E}{g Q_s (\Theta - \Theta_c)}. \quad (1.10)$$

La fonction de couverture ainsi définie en fonction de quantités observables, est tracée sur la figure 1.10 : on constate qu'elle est toujours inférieure à la fraction du socle libre de toute couverture statique, $(1 - C)$. Ceci implique que les particules en mouvement participent elles aussi à la couverture effective du socle et donc à réduire l'incision (ce qui n'est pas pris en compte dans les modèles de saltation-abrasion). On peut également conclure que les deux modèles de couverture, linéaire [Sklar, 2004] et exponentiel [Turowski et al., 2007], ont chacun une validité partielle : à faible couverture sédimentaire pour le premier, et à forte couverture sédimentaire pour le second.

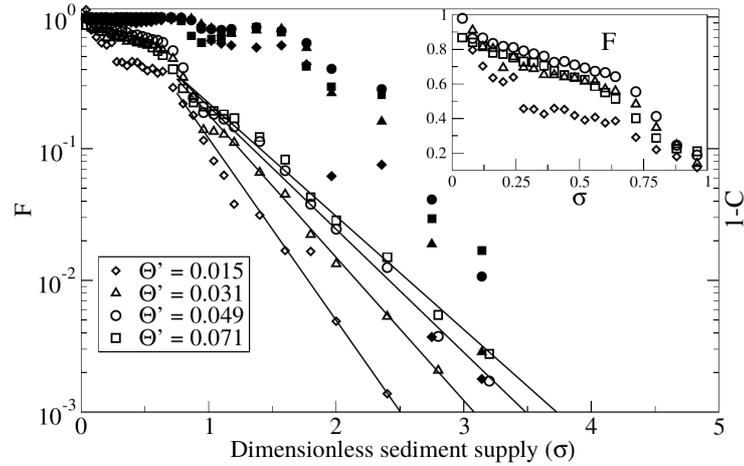


FIGURE 1.10 – Symboles creux : fonction de couverture F définie par l'équation 1.10 ; symboles pleins : fraction « libre » du socle rocheux, $1-C$, en fonction de la quantité de sédiments disponibles et pour plusieurs valeurs de l'écart au seuil $\Theta' = \Theta - \Theta_c$ [6].

1.2.4 Perspectives

Les perspectives de ce travail s'inscrivent dans la problématique plus générale du transport sédimentaire hors équilibre. Du point de vue numérique, les interactions réciproques entre particules et écoulement ont vocation à être modélisées de manière plus pertinente, tout en gardant à l'esprit que, si les différentes méthodes visant à équilibrer les contraintes moyennes entre couches de fluide et couches de particules sont plutôt bien adaptées au cas d'un lit d'épaisseur « infinie », elles auront toujours une adéquation limitée lorsque la densité surfacique de particules est faible, et la couche de charriage intrinsèquement hétérogène. Dans la continuité immédiate des simulations déjà réalisées, et en profitant de l'accélération fournie par les processeurs GPU, il sera possible de se rapprocher des conditions réelles en utilisant un plus grand nombre de particules, une distribution plus large de tailles de grains et éventuellement en modélisant des grains non-sphériques (par exemple en utilisant les liens cohésifs décrits dans les chapitres suivants... ce qui pose la question de modéliser correctement les forces hydrodynamiques qu'ils subissent). En ajoutant des parois latérales (verticales ou sub-verticales) au domaine de calcul, il sera possible d'accéder à un bilan complet de la dissipation d'énergie par la couche de charriage (cf. figure 1.11) : abrasion du socle, abrasion des galets entre eux (ce qui conduit à leur comminution au cours du transport [Attal et Lavé, 2009]), et abrasion des berges (laquelle est plus délicate à estimer et constitue un point critique dans les modèles d'évolution de rivière Lague

[2010]). Ces résultats numériques pourront notamment être comparés à des expériences

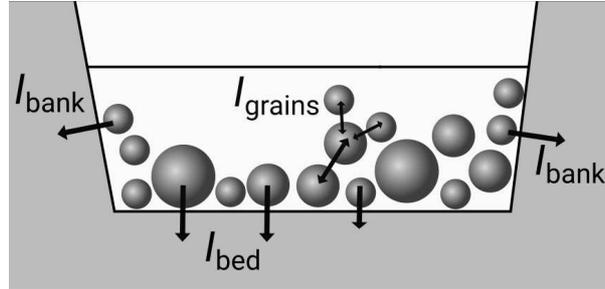


FIGURE 1.11 – Répartition de la dissipation d'énergie dans la couche de charriage d'une rivière à socle rocheux : incision du fond, des berges et comminution des galets charriés.

récentes telles que celles menées en chenal hydraulique par J. Lavé au CRPG (Nancy). On peut également envisager d'utiliser ces simulations pour extraire le signal spatio-temporel des forces dues aux impacts, et tenter de calculer les signaux sismiques générés par de telles forces pour améliorer les méthodes de mesure *in-situ* du charriage par inversion du bruit sismique ou acoustique (cf. un problème similaire dans la section 2.3).

1.3 Description lagrangienne du charriage

Le travail exposé ci-dessus a été initié dans le cadre de l'étude du charriage intermittent, qui est notamment l'objet d'une étude de terrain de longue durée menée en Guadeloupe par P. Allemand et E. Lajeunesse dans le cadre du service d'observation ObsERA [2], lequel a notamment permis de compiler des données de suivi de blocs par imagerie drone haute-résolution (cf. figure 1.12). Or les lois de transport classiques (comme celle de Meyer-Peter & Müller) constituent une approche eulérienne du charriage. De plus, elles sont souvent implicitement limitées à une disponibilité infinie en sédiments, et à une granulométrie étroite – le nombre de Shields, notamment, dépend étroitement de la taille des particules, d . En revanche, des méthodes comme celle du suivi de puces RFID placées dans des galets-traceurs individuels, actuellement testées par ObsERA, fournissent une information lagrangienne. Comme l'a montré l'analyse de la dispersion d'un paquet de traceurs de Lajeunesse *et al.* [2013], le lien entre les deux approches est loin d'être trivial. C'est dans ce cadre que nous avons commencé une étude préliminaire visant à reproduire de manière simplifiée le comportement lagrangien d'un ensemble de particules entraînées par un écoulement, tout en prenant en compte la très large distribution granulométrique et la

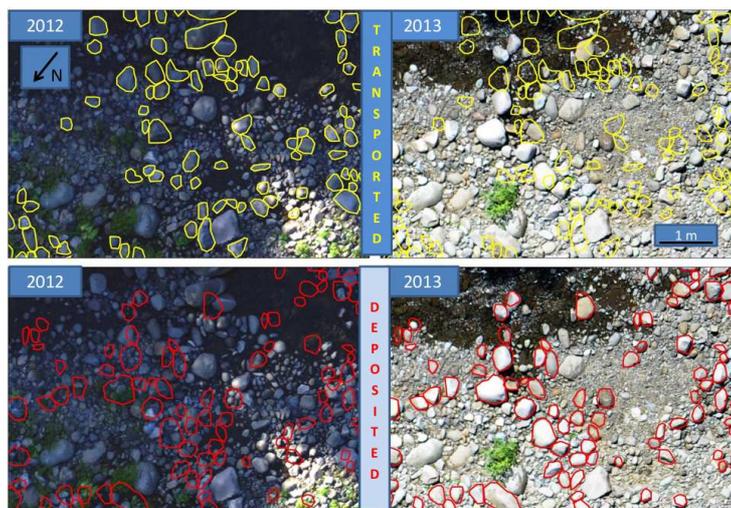


FIGURE 1.12 – Exemple de suivi de particules par imagerie drone haute résolution sur la rivière de Vieux-Habitants (Guadeloupe) [image P. Allemand].

forte variabilité des débits dans une rivière de montagne. La problématique est la suivante : si l'on connaît la courbe granulométrique en « entrée » (à la source de la rivière), quelle distribution observera-t-on en pratique à un instant et une position donnée ? Sur le terrain, la question est bien sûr le plus souvent inverse : qu'apprend-on en mesurant ponctuellement la courbe granulométrique d'une section de rivière [Sklar *et al.*, 2006] ? Les grosses particules étant moins souvent déplacées, et *a priori* sur de plus petites distances, on s'attend à observer un processus de type « chromatographie granulaire », avec un étalement et une ségrégation progressive, toutefois mitigés par le fait que des apports en sédiments par les berges peuvent également « nourrir » la rivière le long de son cours.

Dans la simulation, la rivière est modélisée comme une série de N segments de largeur $W(i)$ fixée. À chaque pas de temps, le débit est choisi dans une distribution de type loi de puissance ou fonction gamma (ou dans une distribution mesurée sur le terrain : on dispose par exemple d'un suivi toutes les 15 minutes à la station Barthole sur la rivière de Vieux-Habitants en Guadeloupe). L'estimation du coefficient de Manning permet de déduire pour chaque section la hauteur $H(i, t)$ et la vitesse du courant $V(i, t)$, et la contrainte turbulente à la base $\tau(i, t)$. Enfin, on dispose dans la rivière des « paquets » de particules solides (de volume donné), avec une large distribution granulométrique (typiquement entre 1 cm et 1 m). Pour chaque classe de taille dans chaque section, on détermine à chaque pas de temps

si la contrainte seuil, nécessaire à l'entraînement par l'écoulement, est atteinte.

L'étude expérimentale de *Lajeunesse et al.* [2010] a permis d'estimer, en fonction du

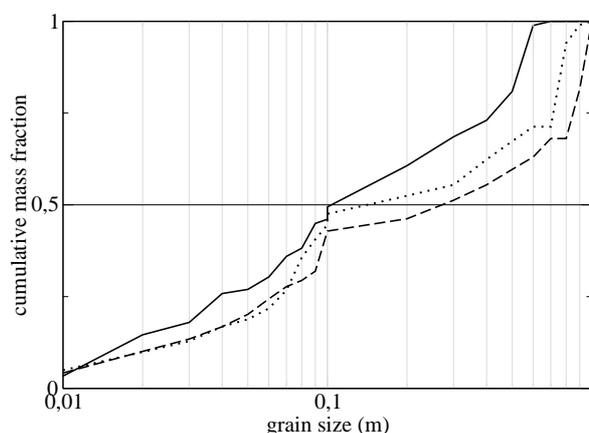


FIGURE 1.13 – Courbe granulométrique dans une section de rivière, à trois instants successifs, dans une simulation de transport lagrangien : on constate l'arrivée progressive des plus gros blocs venus de l'amont et la stabilisation de la quantité des particules plus fines.

nombre de Shields, la vitesse moyenne et la distribution des vitesses des particules charriées, ainsi que la longueur de leurs « vols ». Toutefois, en présence d'une distribution granulométrique très étalée, de nombreuses questions supplémentaires se posent : dans une section donnée de la rivière, comment la quantité de mouvement disponible est-elle « répartie » entre les différentes tailles susceptibles d'être charriées (*i.e.* celles pour lesquelles le seuil de transport est atteint) ? Comment réconcilier l'approche en trajectoires lagrangiennes (de longueur et vitesse fixées) avec l'approche eulérienne, qui revient à s'assurer que le flux total transporté (vu en terme de quantité de mouvement fournie par l'écoulement) reste bien inférieur ou égal à la capacité de transport ? En adoptant des hypothèses (très) simplificatrices, nous avons commencé à observer l'évolution de la distribution granulométrique au cours du temps (cf. figure 1.13), avec une très lente convergence vers l'équilibre.

Chapitre

2

(Pierres qui tombent)

Éboulements rocheux



FIGURE 2.1 – Dépôt de l'éboulement de Randa (Valais, Suisse) en 1991 : environ 30 millions de m³ de roches ont chuté d'une hauteur de 600-800 mètres dans la vallée de la Viège [photographie *La Liberté*].

2.1 Contexte

Les éboulements, avalanches rocheuses, coulées de débris ou encore laves torrentielles font partie des risques naturels majeurs. Dans le monde, on dénombre chaque année plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de victimes de tels événements. En 1999, les coulées de débris dans la province de Vargas au Vénézuéla ont causé la mort de 30 000 personnes. En France métropolitaine, la catastrophe géologique la plus meurtrière répertoriée est l'effondrement catastrophique du Mont Granier, en Savoie, en 1248, dont on estime qu'il a fait entre 1 000 et 2 000 victimes (cf. figure 2.2). À une échelle moindre mais néanmoins significative, la ville de Lyon elle-même est sujette à ce risque, avec notamment le glissement de terrain de Saint-Jean, qui a fait 40 morts en 1930. Ces processus géologiques font partie des thématiques abordées au LGLTPE, par exemple pour quantifier leur contribution aux taux d'érosion à long terme [Allemand *et al.*, 2014], ou pour caractériser les processus géologiques récents sur Mars [Quantin *et al.*, 2004], et c'est initialement en réponse à des questions concernant l'éboulement historique du Mont Granier que nous avons développé les simulations numériques détaillées dans ce chapitre.

Parmi les différents types de mouvements de terrain, les éboulements « secs », où la frac-



FIGURE 2.2 – La falaise calcaire du Mont Granier, au nord du massif de la Chartreuse, résulte du grand éboulement de 1248, l'événement gravitaire le plus meurtrier de l'Histoire en France.

tion en eau est négligeable, semblent les plus faciles à décrire puisqu'ils se « résument » à des écoulements granulaires. Toutefois, de nombreux paramètres naturels sont difficiles à prendre en compte explicitement dans les expériences analogiques comme dans les modèles théoriques : fracturation du massif initial, entraînement de matière pendant l'écoulement, fragmentation et ségrégation des blocs rocheux, rôle de l'air interstitiel, etc. Pendant longtemps, un problème en particulier a retenu l'attention de la communauté géologique :

celui de la portée de l'avalanche. Si l'on est capable sur le terrain d'estimer la hauteur de chute H et la distance horizontale L parcourue par le centre de masse du matériau mobilisé, on constate que la mobilité de la coulée $m = L/H$ *augmente* avec le volume de l'éboulement [Lajeunesse et al., 2004]. Un modèle (trop) simpliste de patin glissant conduit à identifier l'inverse de la mobilité avec un coefficient de friction *effectif*, dont on observe qu'il diminue avec le volume (mais qu'il serait erroné de confondre avec le coefficient de friction « microscopique » d'un bloc sur un autre). L'étalement d'une masse granulaire sur une topographie donnée a été modélisé grâce à des simulations hydrodynamiques « en couche mince », utilisant par exemple la rhéologie de Savage-Hutter [Savage et Hutter, 1991]. Là aussi on constate que pour reproduire correctement les dépôts observés à grand volume, il est parfois nécessaire d'adopter un angle de stabilité irréaliste, ou même une contrainte basale indépendante d'épaisseur de fluide [Mangeney-Castelnau et al., 2003; Kelfoun et Druitt, 2005; Kelfoun et al., 2009]. Or, si l'écoulement obéissait uniquement à la physique granulaire, le volume mobilisé ne devrait pas jouer un rôle sur sa mobilité. Divers mécanismes additionnels ont donc été proposés : fusion basale [De Blasio et Elverhøi, 2008], fluidification mécanique ou acoustique [Davies, 1982; Collins et Melosh, 2003], ségrégation en taille [Roche et al., 2005], entraînement de matière à la base du glissement [Mangeney et al., 2007], sans qu'il soit facile de trancher définitivement la question.

2.1.1 Effondrement de colonne granulaire

Au début des années 2000, une expérience modèle a été proposée pour étudier dans un cadre simplifié la dynamique des éboulements : l'effondrement spontané, sous son propre poids, d'une colonne granulaire. Le matériau granulaire est disposé dans un réservoir fermé par une paroi, laquelle est retirée (suffisamment rapidement), ce qui laisse les particules s'écouler sur un socle horizontal ou incliné. Avec ce dispositif expérimental très simple, on peut mesurer la distance d'arrêt de l'écoulement en fonction d'un nombre réduit de paramètres de contrôle. Cette expérience a été réalisée dans l'air [Lube et al., 2004; Balmforth et Kerswell, 2005; Lajeunesse et al., 2004, 2005], avec un matériau granulaire immergé [Thompson et Huppert, 2007] ou fluidisé par de l'air sous pression [Roche et al., 2011], et le tout aussi bien dans des configurations quasi-bidimensionnelles qu'axisymétriques. Des simulations numériques du phénomène observé en laboratoire ont été réalisées [Staron et Hinch, 2005; Zenit, 2005; Staron, 2008; Crosta et al., 2009] (le plus souvent grâce à la méthode de Dynamique des Contacts [Moreau, 1994]), afin d'explorer plus facilement l'espace des paramètres, et de parvenir à des modèles analytiques [Larrieu et al., 2006; Doyle et al.,

2007]. Des approches continues ont également tentées [Lagrée *et al.*, 2011], en résolvant sur maillage l'écoulement décrit par la rhéologie granulaire $\mu(I)$ [Jop *et al.*, 2006].

L'ensemble de ces approches a permis de montrer que la portée adimensionnée de la coulée, définie comme sa distance d'arrêt rapportée à la largeur initiale de la colonne, varie – indépendamment du volume de grains – comme une loi de puissance avec le rapport d'aspect initial de la colonne, l'exposant prenant deux valeurs distinctes selon que la colonne est large ou haute. Le préfacteur de cette loi (mais non son exposant) dépend de la nature du matériau granulaire utilisé (rugosité des grains, angle de repos, etc.) [Balmforth *et Kerswell*, 2005]. Si les événements naturels de volume modéré semblent obéir à cette loi obtenue expérimentalement, ce n'est pas le cas de ceux de très grand volume, et notamment des glissements observés sur les flancs de Valles Marineris sur Mars : en effet, et dans les limites que pose la délicate reconstruction du volume ayant rompu, on observe qu'ils suivent une loi de puissance similaire mais avec un préfacteur nettement supérieur à celui obtenu dans les expériences et les simulations : leur portée peut donc être près de deux fois plus longue que prédit (y compris par les expériences en granulaire fluidisé, à friction inter-grains effective très faible) [Lajeunesse *et al.*, 2006; Roche *et al.*, 2011].

2.1.2 Fragmentation dynamique des roches

Outre la géométrie simplifiée à l'extrême, l'expérience de l'effondrement de colonne a une limitation majeure par rapport à un éboulement naturel : dans l'expérience, le matériau est *déjà* divisé avant de commencer à s'écouler. Dans des conditions naturelles, le volume rocheux est initialement (au moins partiellement) cohésif. C'est à la rupture et durant l'écoulement que cette cohésion sera plus ou moins rompue, et que le matériau *deviendra* granulaire par la fragmentation progressive des blocs sous l'effet des chocs et des contraintes.

Il résulte de ce processus dynamique que les dépôts d'éboulement présentent souvent une granulométrie très étalée, avec des fragments rocheux pouvant aller de quelques microns à plusieurs mètres [Cruden *et Hungr*, 1986; Ui *et al.*, 1986; Fauque *et Strecker*, 1988; Glicken, 1998; Schneider *et Fisher*, 1998]. Cette large distribution de taille s'accompagne de processus de ségrégation : on retrouve les plus gros blocs en général accumulés à l'avant de la coulée et à sa surface, surmontant une couche de particules plus fines [Cruden *et Hungr*, 1986; Hewitt, 1988; Yarnold, 1993; Davies *et al.*, 1999; Bernard *et al.*, 2009]. Enfin, la fragmentation dynamique a été invoquée comme un mécanisme possible (par une redistribution des directions de contraintes dans l'épaisseur de la coulée) pour expliquer

la lubrification apparente dans les coulées de grand volume [Davies *et al.*, 1999, 2006; Davies *et McSaveney*, 2009; McSaveney *et Davies*, 2009; Davies *et al.*, 2010]. À l'inverse, Locat *et al.* [2006] et Crosta *et al.* [2007] estiment que l'énergie requise par le processus de fragmentation représente une fraction significative de l'énergie potentielle initialement disponible (jusqu'à 20 ou 30 %), ce qui impliquerait que la fragmentation réduise la portée de l'éboulement.

C'est afin d'étudier plus précisément cette dynamique, et de tenter de développer un modèle intermédiaire entre la colonne granulaire et l'éboulement naturel, que nous avons décidé de modéliser l'effondrement d'une colonne initialement cohésive, mais friable.

2.1.3 Matériaux granulaires friables

Le rôle des forces de cohésion dans les empilements et les écoulements granulaires a déjà été largement étudié, que ce soit numériquement [Taylor *et al.*, 2008], expérimentalement [Mason *et al.*, 1999; Mériaux *et Triantafillou*, 2008; Métayer *et al.*, 2010; Lumay *et Vandewalle*, 2010; Artoni *et al.*, 2013] et théoriquement [Restagno *et al.*, 2004]. Toutefois, dans ces études la force cohésive (qu'elle soit due à l'humidité (ponts capillaires) ou à des forces électrostatiques) est systématiquement restaurée dès que deux particules entrent en contact.

Ce n'est évidemment pas ce qui se produit dans le cas de la fragmentation dynamique des roches : une fois un bloc cohésif brisé en plusieurs fragments, la rupture est irréversible (à l'exception peut-être des fragments micrométriques pour lesquels de nouvelles forces cohésives pourraient entrer en jeu). Un tel processus de fragmentation irréversible est difficile à reproduire expérimentalement : on peut citer l'étude expérimentale de Bowman *et Take* [2012] avec des blocs de charbon, mais qui nécessite l'emploi d'une centrifugeuse géotechnique pour atteindre une gravité apparente de 50 *g*, ou celle de Haug *et al.* [2016] utilisant des blocs de sable consolidé par de la fécule ou de la poudre de gypse, mais qui s'apparente plus à une expérience d'impact que d'effondrement. Ces difficultés expérimentales rendent d'autant plus pertinente l'utilisation des simulations numériques pour modéliser le comportement d'un matériau initialement cohésif mais dans lequel les forces attractives peuvent être rompues définitivement au cours de la dynamique (cf. Introduction).

2.2 Effondrement d'une colonne granulaire friable

La première tentative d'exploitation de ce code numérique a consisté à reproduire l'expérience-modèle de l'effondrement d'une colonne granulaire, en ajoutant uniquement l'ingrédient de cohésion à rupture irréversible. On utilise la géométrie la plus simple (en 2D) : une colonne rectangulaire est produite par sédimentation gravitaire des particules frictionnelles, entre deux parois verticales. Les forces cohésives sont alors mises en place et on laisse la colonne revenir à l'équilibre, avant de retirer instantanément la paroi de droite (cf. figure 2.3). La gravité provoque l'effondrement de la colonne, qui s'accompagne de la rupture de certains liens cohésifs. La cohésion initiale est modélisée sous une forme

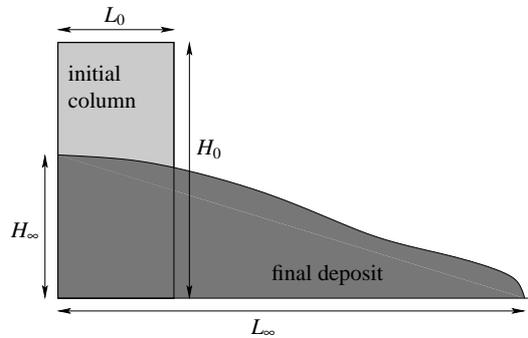


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'effondrement d'une colonne granulaire, et définition des caractéristiques géométriques.

volontairement simpliste, de façon à ne conserver qu'un unique paramètre de contrôle : le nombre de Bond granulaire Bo . La force de cohésion est purement normale, et s'applique initialement à toutes les paires de particules en « quasi-contact », c'est-à-dire soit en contact, soit séparées par une distance $\delta < d_c = d/8$. Pour des particules de masse m , la force cohésive est alors constante et vaut $F_c = Bo \times mg$. Le lien cohésif est rompu (de manière irréversible) si la distance entre les particules devient supérieure à d_c . La simulation numérique est préalablement validée dans le cas granulaire, c'est-à-dire en fixant $Bo = 0$.

On constate immédiatement que le dépôt obtenu après l'effondrement d'une colonne friable présente une topographie beaucoup plus rugueuse que dans le cas granulaire (cf. figure 2.4), et plus ressemblante à un dépôt naturel. Apparaît également l'affleurement en surface de matériel issu des couches inférieures de la colonne, ce qui ne se produit jamais dans le cas granulaire. Enfin, la présence d'une surface de rupture localisée est clairement visible au pied du talus. En reconstituant les réseaux de force cohésive (cf. Introduction), on peut calculer à quel bloc appartient chaque particule, et la taille de ce bloc. La figure 2.5

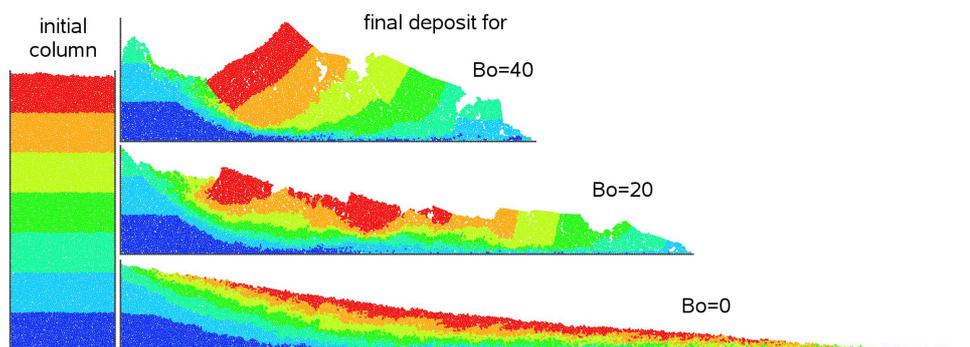


FIGURE 2.4 – Aspect du dépôt final pour des valeurs décroissantes du nombre de Bond initial. Les couleurs indiquent la provenance verticale des particules dans la colonne initiale [7].

illustre la répartition en taille des blocs du dépôt final (seules les particules ayant subi un déplacement significatif (plus de 5 fois leur diamètre) sont prises en compte). On constate

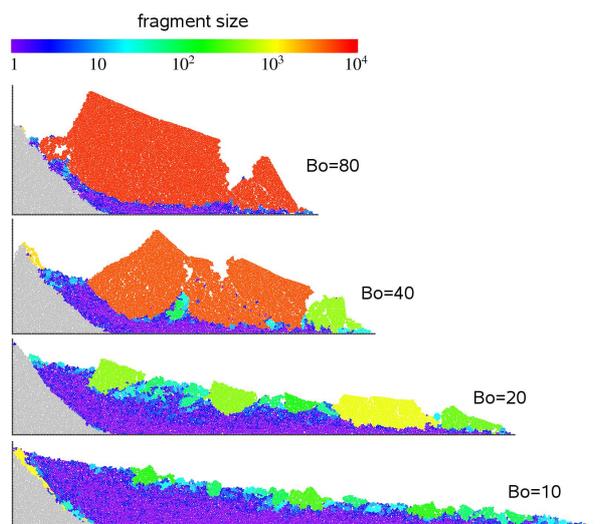


FIGURE 2.5 – Aspect du dépôt final pour des valeurs décroissantes du nombre de Bond initial. L'échelle logarithmique de couleur indique la taille des fragments [7].

que le dépôt est constitué de très gros blocs (de vert à rouge) au-dessus d'une matrice épaisse de particules très fines (en bleu-violet). Toutefois, cette ségrégation effective en taille ne reflète pas un véritable processus granulaire dynamique de type « effet noix du Brésil » : si on suit la trajectoire des blocs les plus volumineux, on observe qu'ils sont issus du haut de la colonne, et ils ne sont pas broyés puisqu'ils subissent des contraintes

cisaillantes plus faibles que la base de l'écoulement ¹.

Mesurons à présent la portée de l'éboulement $\eta = \frac{L_\infty - L_0}{L_0}$ en fonction du rapport d'aspect $a = H_0/L_0$ (cf. figure 2.6). Pour le cas granulaire, on vérifie que notre simulation donne le même résultat que les simulations avec la méthode *Contact Dynamics* réalisées par *Staron et Hinch* [2005], qui obéit à deux lois de puissance :

$$\eta_0 = \begin{cases} 2,5 \times a & \text{pour } a \leq 3 \\ 3,6 \times a^{0,7} & \text{pour } a \geq 3 \end{cases} \quad (2.1)$$

Notons que la portée est systématiquement plus grande que celle obtenue expérimentalement par *Lajeunesse et al.* [2005] : en effet, dans la simulation en 2 dimensions les particules ne subissent aucun frottement de la part des parois latérales, contrairement au cas de l'expérience.

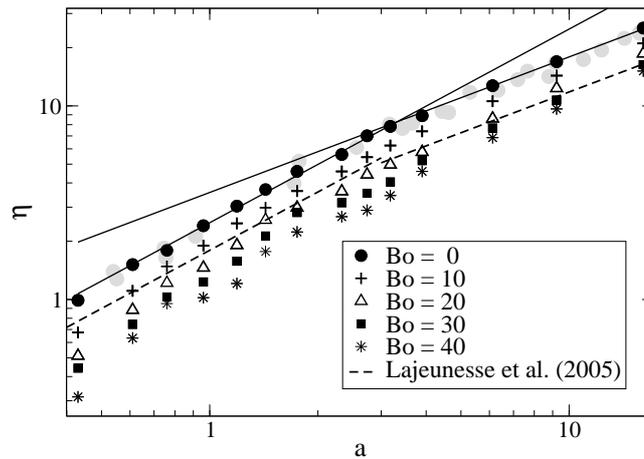


FIGURE 2.6 – Portée (normalisée) de l'éboulement en fonction du rapport d'aspect initial de la colonne, pour des valeurs croissantes du nombre de Bond. La courbe tiretée représente les résultats expérimentaux de *Lajeunesse et al.* [2005] et les disques grisés les résultats numériques de *Staron et Hinch* [2006]. Les deux droites sont les ajustements par des lois de puissance (équations 2.1) [7].

1. Il est toutefois difficile d'exclure totalement la possibilité de mouvements verticaux de ségrégation dans le cas général, étant donné que dans notre étude l'écoulement est relativement bref et ne permet peut-être pas leur mise en place.

Traçons la courbe granulométrique observée dans le dépôt final (la taille des fragments étant toujours exprimée en nombre de particules) : la figure 2.7 illustre l'influence du nombre de Bond sur la distribution en taille. On observe qu'à forte cohésion initiale, la distribution finale est quasi-bimodale, ce qui est compatible avec des observations sur le terrain de coulées pyroclastiques dans lesquelles une épaisse matrice de particules très fines est surmontée de blocs de taille métrique ou plus. Suivant *Bowman et Take* [2012], on peut

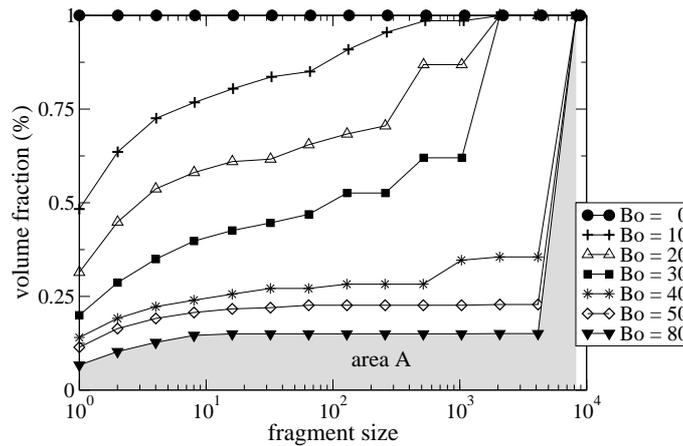


FIGURE 2.7 – Courbe granulométrique (distribution cumulée) du dépôt final en fonction du nombre de Bond initial [7]. La distribution obtenue est de plus en plus bimodale quand la cohésion initiale augmente. L'aire d'emprise A permet de définir le taux de fragmentation Φ .

alors définir le taux de fragmentation du dépôt comme $\Phi = A/A_0$, avec A l'aire située sous la courbe granulométrique et A_0 l'aire obtenue dans le cas granulaire. Traçons alors la portée relative η/η_0 (η_0 étant la portée de l'effondrement granulaire), en fonction de ce taux de fragmentation (cf. figure 2.8). Les résultats pour différents rapports d'aspect s'alignent approximativement sur une courbe maîtresse parabolique. On constate que, comme observé sur des dépôts naturels², la portée augmente avec la fragmentation. Toutefois, contrairement à l'argument apporté par *Davies et McSaveney* [2002], le paramètre Φ ne mesure que l'état final et non le processus dynamique de fragmentation : par conséquent une valeur élevée de Φ traduit soit une fragmentation dynamique (et donc une contrainte cisailante effective) intrinsèquement importante, soit une roche initiale déjà très fragmentée, ou peu consolidée. La corrélation peut donc être interprétée dans les deux sens : une colonne plus

2. Avec toutes les limitations inhérentes à l'extrapolation d'une courbe granulométrique à partir d'un échantillonnage partiel du dépôt.

fragile s’effondre sur une plus grande distance, tout comme un écoulement plus long favorise une fragmentation plus importante. Toutefois, il est important de noter que le cas granulaire représente toujours la *limite supérieure* de la portée : la fragmentation dynamique *ne peut donc pas expliquer* l’anomalie des avalanches à longue portée.

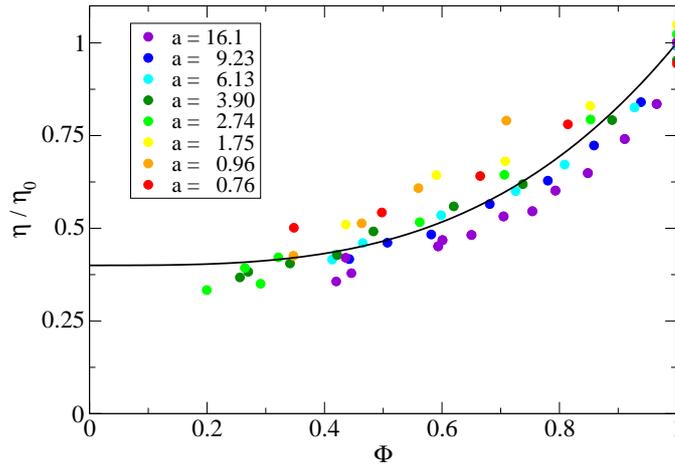


FIGURE 2.8 – Portée normalisée par la portée de l’effondrement granulaire η_0 , en fonction du taux de fragmentation observé dans le dépôt final [7].

2.3 Signaux de forces et entraînement de matière

Les simulations réalisées dans le cadre de l’étude des éboulements friables permettent très facilement d’avoir accès à l’ensemble des paramètres dynamiques, notamment les forces normale et tangentielle qui s’exercent sur le socle sur lequel s’écoule le matériau. On peut ainsi tracer, par exemple, le diagramme spatio-temporel du signal de force verticale transmis par l’éboulement au sol (cf. figure 2.9). Les forces ainsi exercées sur le socle par un éboulement se traduisent par la propagation d’ondes sismiques, lesquelles peuvent ensuite être enregistrées par un sismomètre placé aux environs (un éboulement de plusieurs millions de mètres cube représente une énergie équivalente à un séisme de magnitude 3 à 4). L’inversion des signaux sismiques enregistrés pour en déduire des informations sur le glissement de terrain (volume mobilisé, vitesse du front, etc) est loin d’être triviale [Dammeier *et al.*, 2011; Moretti *et al.*, 2015; Manconi *et al.*, 2016], notamment pour des événements sur lesquels le sismogramme est quasiment la seule information disponible. En collaboration avec

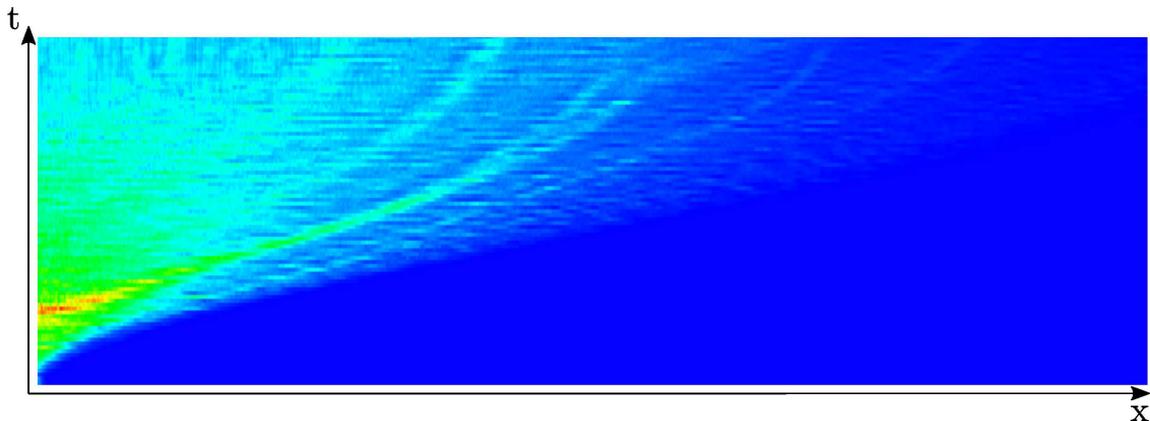


FIGURE 2.9 – Amplitude de la force normale exercée par la coulée sur le sol, en fonction de la distance x au pied de la colonne et du temps.

Thomas Bodin et Stéphanie Durand, chercheurs CNRS au LGLTPE et spécialistes de la propagation des ondes sismiques et du traitement du signal, nous chercherons à comprendre si les profils spatio-temporels de la force exercée par l'éboulement, et les ondes sismiques qui en résultent, permettent d'obtenir des informations sur les processus de fragmentation dynamique au sein de l'éboulement.

Outre le fait qu'elles sont la source d'un signal mesurable, les forces que l'éboulement exerce sur le socle (ici supposé horizontal, mais qui en pratique peut naturellement être un plan incliné) peuvent aussi être responsable d'un processus d'entraînement de matière à la base de la coulée. Si le talus est lui-même érodable – puisqu'il est souvent constitué par les dépôts non consolidés d'éboulements précédents –, du matériel nouveau peut être incorporé par la coulée au fur et à mesure de sa progression [Mangeney *et al.*, 2007]. On peut même observer, *in situ* et expérimentalement, l'entraînement de gros blocs par une coulée de particules fines [Roche *et al.*, 2013]. Ce phénomène est aisément reproductible avec notre code de simulation qui permet de modéliser un substrat de grosses particules (créées comme des particules composites incassables³), sur lequel on laisse la colonne s'effondrer. Il est également possible de modéliser une colonne et un substrat tous deux composés d'un matériau plus ou moins cohésif, et friable. On constate sur la figure 2.10 que la quantité de matière arrachée au substrat peut varier fortement selon la configuration (colonne granulaire ou

3. Les simulations granulaires faisant intervenir des particules unitaires sphériques de tailles très différentes peuvent s'avérer délicates, notamment pour l'étape de recherche des voisins par la méthode des cellules liées.

cohésive, substrat granulaire ou cohésif). Ce sujet a fait l'objet du stage de M1 de M. de

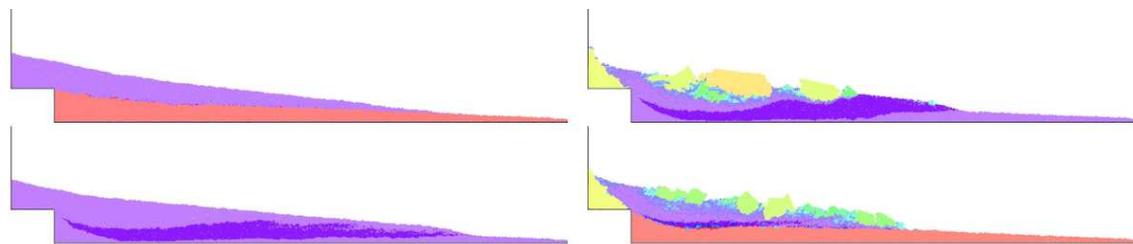


FIGURE 2.10 – Dépôt final observé après l'éboulement d'une colonne sur un substrat érodable (initialement en pente douce). Les particules du substrat ayant été entraînées sont représentées avec une saturation plus importante. L'échelle de couleur donne, comme précédemment, la taille logarithmique des blocs.

san Feliciano au printemps 2019, qui nous a permis de quantifier l'influence de l'épaisseur du substrat disponible sur la quantité de matériel érodé, et de ces deux paramètres (ainsi que des deux nombres de Bond) sur la portée de l'éboulement (cf. figure 2.11).

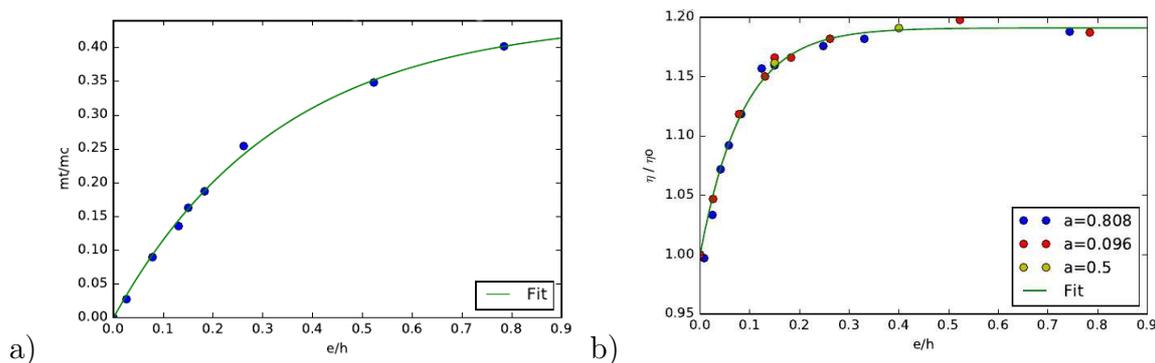


FIGURE 2.11 – a) Masse entraînée par la coulée, rapportée à sa masse « initiale », en fonction de l'épaisseur du substrat érodable. b) Portée de l'éboulement (rapportée au cas d'un effondrement sur socle rigide) en fonction de l'épaisseur du substrat granulaire (rapporté à la hauteur de la colonne) : on observe une saturation exponentielle, quelque soit le rapport d'aspect initial.

2.4 Statistiques d'éboulements et recul de falaise

Comme nous l'avons vu, la modélisation d'un matériau friable permet de rapprocher l'expérience de l'effondrement de colonne d'un éboulement réel. Cependant, cet effondrement demeure spontané, sous le seul effet du poids de la colonne. Or, les éboulements de grand échelle affectent des parois qui étaient stables et doivent donc être déclenchées par

un mécanisme extérieur : précipitations intenses, cycles gel/dégel, séisme, etc. Or, si la force cohésive initiale dans notre empilement est suffisamment importante, il est possible de créer une colonne ou un talus stable sous son propre poids. Nous avons donc poursuivi



FIGURE 2.12 – Illustration de la simulation de l'évolution d'un massif initialement cohésif, et fragilisé de manière aléatoire sur une certaine épaisseur le long de la falaise. On note la croissance progressive d'un talus issu des débris des éboulements successifs, et qui vient protéger le pied de la falaise. Pour s'affranchir de cet effet, il est également possible d'éliminer ces débris au fur et à mesure.

l'étude précédente en investigant la déstabilisation d'une paroi : un long talus horizontal est constitué d'environ 1 million de particules reliées par les barreaux cohésifs. La face avant de ce talus est inclinée d'un angle ϕ par rapport à l'horizontale. Les propriétés du matériau peuvent être affinées, par exemple en créant des couches d'épaisseur e et de pendage α ayant des propriétés distinctes. On peut par exemple créer des barreaux moins rigides entre deux particules situées dans deux couches différentes que dans la même couche, ou rendre une couche sur deux plus fragile. Le talus est affaibli de manière stochastique par des effets de surface : sur une épaisseur caractéristique λ à partir de la falaise, chaque barreau a, à chaque pas de temps, une probabilité donnée de voir son seuil de rupture abaissé. Comme l'illustre la figure 2.12, la dynamique résultante est une succession stochastique d'événements de plus ou moins gros volume – pour des soucis de temps de calcul, la durée séparant deux événements est très courte en comparaison de la durée d'un événement unique. L'objectif du projet est désormais d'identifier le rôle des différents paramètres de contrôle (épaisseur et pendage des couches, mode de déstabilisation du massif, etc.) sur la

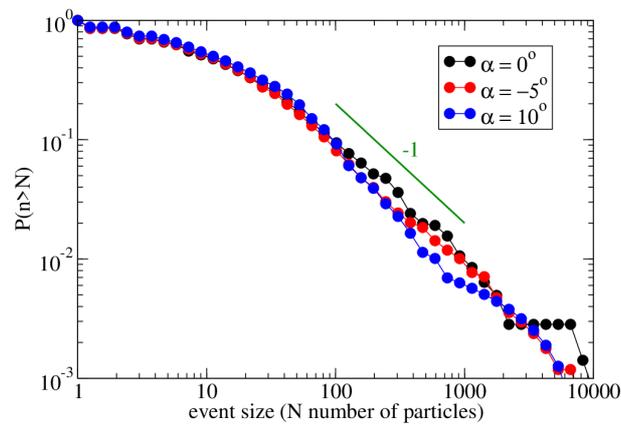


FIGURE 2.13 – Distribution des tailles d’éboulements observés dans la simulation, en fonction du pendage des couches lithologiques. Comme sur le terrain, on observe une décroissance en loi de puissance (similaire à la loi de Gutenberg-Richter pour les séismes).

vitesse de recul de la falaise et la distribution en taille (cf. figure 2.13) et en temps des éboulements. Les données du modèle pourront être comparées à des mesures de terrain, notamment celles acquises, grâce à des suivis photogrammétriques, par l’équipe de Laurent Baillet au laboratoire ISTerre de Grenoble [D’Amato *et al.*, 2016; D’Amato, 2019].

Chapitre 3

(Pierres qui volent)

Cratères d'impact



FIGURE 3.1 – Vue d'artiste d'un impact de météorite à la surface de Mars [illustration W.K. Hartmann].

3.1 Motivations

Les cratères dus aux impacts de météorites sont parmi les structures de surface les plus présentes sur les planètes et satellites telluriques du système solaire. Sur certains corps comme la Lune ou Mercure, dont l'activité géologique est limitée, ils représentent l'essentiel des reliefs observables. Sur Terre, les quelques cratères visibles sont le témoignage d'un risque naturel rare mais aux conséquences souvent dévastatrices. Sur d'autres surfaces planétaires, leur observation peut fournir des informations sur la nature des matériaux dans lesquels ils ont été formés. Enfin, les cratères constituent pour les planétologues un outil de choix dans l'objectif de dater la formation des surfaces géologiques. La méthode est

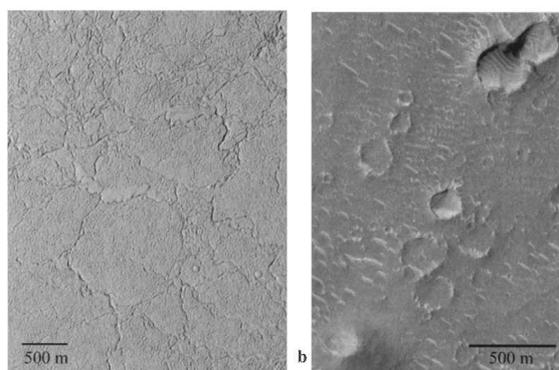


FIGURE 3.2 – Deux régions de Mars : celle de gauche, ne présentant aucun cratère, est plus jeune que celle de droite, riche en cratères [*images MGS*].

d'abord celle d'une datation relative : entre deux régions, celle qui présente la plus faible densité de cratères d'impact est celle qui a subi les processus de *resurfaçage* (érosion, coulée de lave, ...) les plus récents (cf. figure 3.2). Depuis les années 1970, plusieurs échantillons de roches lunaires datés de la formation de différents cratères ont pu être rapportés par les missions Apollo et datés par les méthodes radiochronologiques. D'autre part, les modèles de dynamique des petits corps dans le système solaire (de sa formation à l'époque actuel) permettent de contraindre le taux d'impact sur une planète donnée. L'ensemble de ces données permet d'obtenir des courbes de calibration de la distribution en taille des cratères sur une surface en fonction de son âge (cf. figure 3.3). L'une des difficultés majeures dans l'application du comptage de cratères à la datation des surfaces est de parvenir à isoler les *cratères secondaires*.

Lors d'un impact à forte énergie, une quantité importante de matériel est projetée à

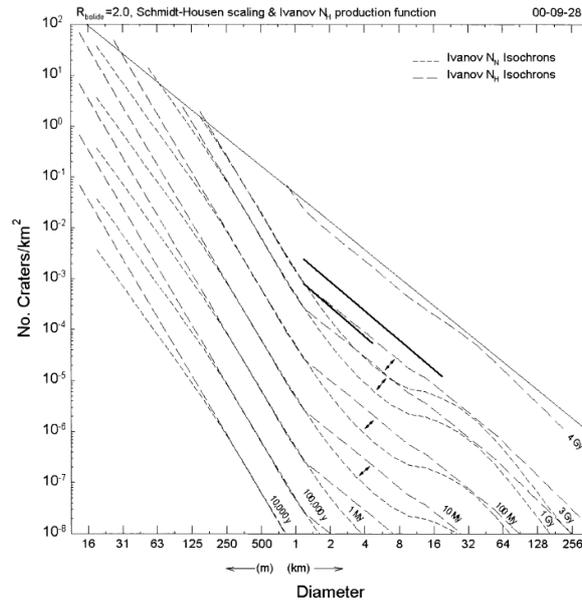


FIGURE 3.3 – Courbes isochrones de la distribution de densité surfacique des cratères sur Mars [Hartmann et Neukum, 2001].

grande vitesse autour du cratère. La retombée de ce matériel se traduit par la formation, autour des murs du cratère, d'une « couverture » d'éjectats. Les plus gros blocs éjectés peuvent à leur tour, lorsqu'ils retombent, former des petits cratères. On constate souvent que ces petits cratères, dit *secondaires*, sont regroupés par paquets, lesquels forment parfois des « cratères rayés » (cf. figure 3.4). La formation d'un cratère d'impact est intrinsèquement très difficile à observer *in situ*. Depuis plusieurs décennies, de nombreuses simulations numériques ont donc été développées pour mieux comprendre la dynamique de ce processus complexe. La plupart sont basées sur les *hydrocodes* comme iSALE [Pierazzo et al., 2008], développé initialement pour modéliser le comportement du sol à la suite d'une explosion. Les déformations dans un sol de rhéologie donnée sont simulées par des méthodes continues classiques sur maillage. Ces études ont permis d'obtenir de nombreux résultats quant à la géométrie des cratères, le taux de déformation subi par les roches du sous-sol, etc. Toutefois, même si la mesure locale des taux de contrainte ou de déformation peut permettre d'extrapoler des taux de fragmentation, ces méthodes ne sont pas adaptées pour la simulation explicite des processus de fragmentation dynamique, à l'inverse des méthodes en éléments discrets (comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent).

En parallèle, plusieurs études expérimentales analogiques ont également été menées, notamment en étudiant l'impact d'un projectile dense dans un lit granulaire [Michikami et al.,

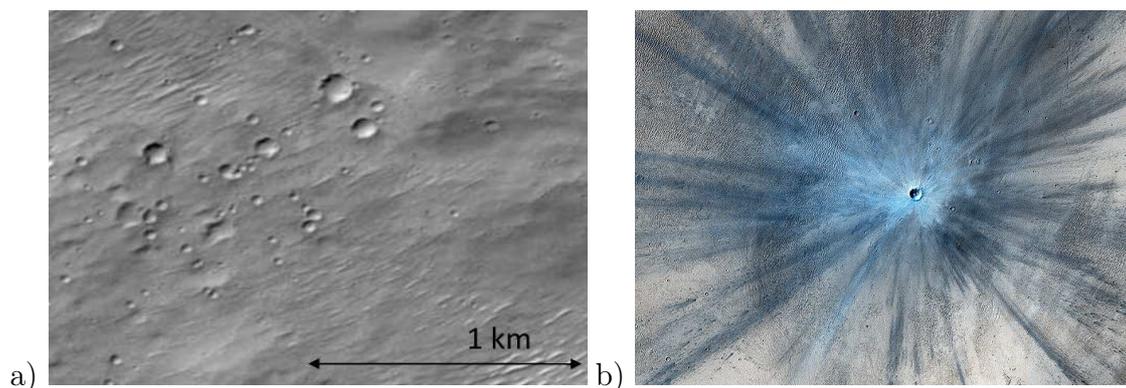


FIGURE 3.4 – a) Photographie de petits cratères au voisinage d'un grand cratère martien : comment distinguer les cratères primaires des cratères secondaires? b) Exemple de cratère rayé [image HiRISE NASA/JPL].

2007; Deboeuf *et al.*, 2009; Buhl *et al.*, 2014]. Toutefois, comme pour l'expérience de l'effondrement de colonne granulaire, cette expérience (outre les problèmes de dimensionnement qu'elle pose) ne permet pas de modéliser des fracturations localisées du matériau-cible, et la distribution en taille dans les débris éjectés. De plus, une grande partie des études d'impact ne sont pas dédiées à l'éjection de matériel mais plutôt à la dynamique de pénétration du projectile à l'intérieur du milieu granulaire (alors que dans le cas d'un impact météorique, la quasi-totalité de la masse du projectile est instantanément désintégrée à l'impact). Il paraissait donc judicieux de tester notre approche numérique sur cette problématique, sujet d'étude de longue date dans l'équipe e-Planets menée par Cathy Quantin au sein du LGLTPE [Quantin *et al.*, 2007; Hartmann *et al.*, 2010; Quantin *et al.*, 2016].

3.2 Formation du cratère

Nous avons appliqué le même code numérique que précédemment, en modélisant (pour le moment en 2 dimensions seulement) un milieu cohésif friable, constitué d'environ 800 000 particules liées entre elles par des barreaux élastiques fragiles. Un projectile, constitué du même matériau, est lancé vers la surface (verticalement ou avec un angle d'impact non normal) à une vitesse donnée (cf. figure 3.5). Afin d'estomper partiellement la réflexion de l'onde de choc sur les parois inférieure et latérales du domaine de calcul, une « surviscosité » est attribuée aux couches de particules les plus proches des parois. Pour valider notre approche nous avons commencé par étudier les propriétés du cratère formé, pour les comparer avec les résultats couramment obtenus grâce aux simulations de type *hydrocode*.

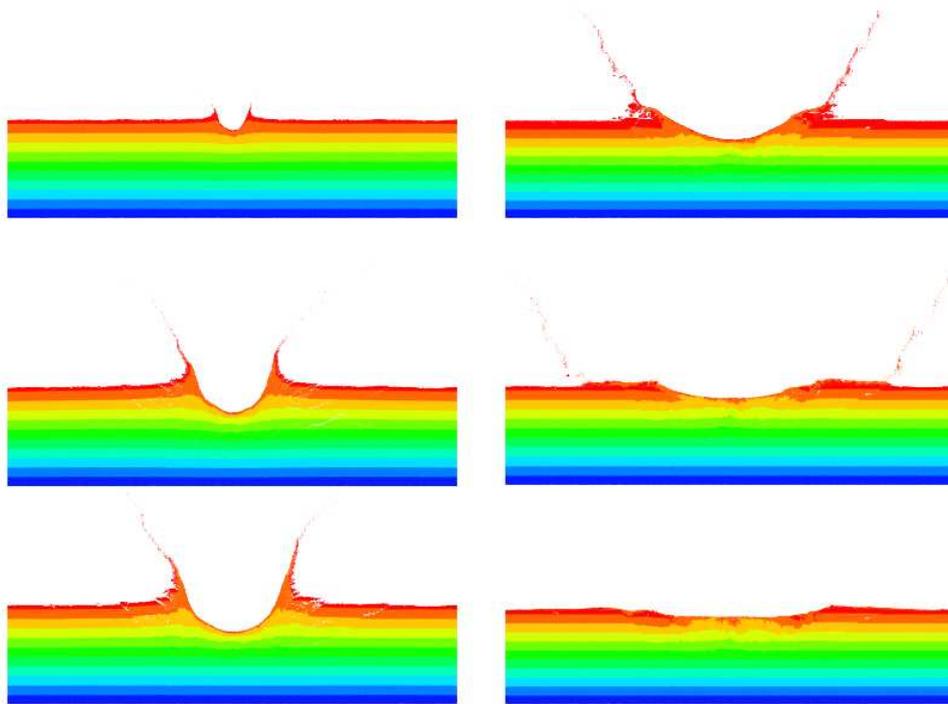


FIGURE 3.5 – Étapes successives de formation du cratère après impact. Les couleurs indiquent la position verticale d'origine des particules dans une cible homogène. On observe la formation d'un cratère provisoire, grossièrement semi-circulaire, avant sa relaxation vers le cratère final. Notons qu'elle s'accompagne de l'apparition de failles, signe de la localisation de la déformation dans un milieu friable. Contrairement aux simulations en hydrocode, les nappes d'éjectats peuvent être résolues à la taille des particules.

Les paramètres de contrôle de la simulation sont la vitesse d'impact V , le diamètre du projectile a , et la résistance adimensionnée du matériau, S , définie comme la force exercée par un barreau au seuil de rupture (en extension), rapportée au poids d'une particule. Une fois les éjectats retombés et la relaxation des déformations dans la cible terminée, on peut reconstituer le profil d'altitude du cratère : à vitesse et taille donnée, on constate aisément l'influence de la résistance sur la forme globale du cratère (cf. figure 3.6). En augmentant

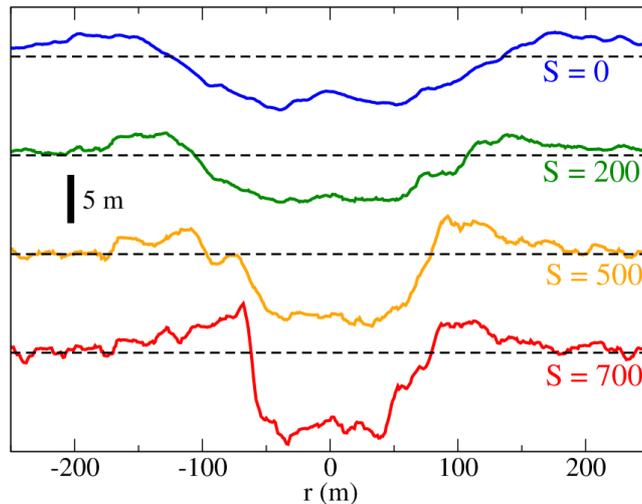


FIGURE 3.6 – Profil du cratère final obtenu après l'impact d'un projectile de diamètre $a = 4$ m à $V = 2$ km/s, sur un substrat de résistance S .

la résistance du matériau (par rapport à une expérience en milieu granulaire), on facilite la formation de murs à forte pente, et on préserve mieux la structure finale de l'affaissement latéral des murs. Notons que dans certains cas, on voit apparaître lors de la phase de relaxation un mouvement de remontée de matériel au centre du cratère, qui peut éventuellement se traduire par la formation d'un pic central (et ce, alors qu'aucun processus de liquéfaction n'est simulé par notre modèle). Pour un matériau granulaire, on observe l'apparition du pic central au-delà d'une vitesse critique ($V_c = 1,5$ km/s pour $a = 4$ m).

Pendant le régime transitoire de formation du cratère, on peut approximer la forme de celui-ci par un demi-cercle, dont le rayon augmente sous l'effet de l'impact, avant de diminuer pendant la phase de relaxation. On peut alors caractériser le cratère transitoire par la valeur maximale de ce rayon, et le cratère final par son diamètre (distance entre les deux « points culminants » des bords du cratère) et sa profondeur (définie comme la

différence entre l'altitude moyenne des deux bords et l'altitude médiane sous le niveau 0). Ces caractéristiques géométriques varient comme des lois de puissance en fonction de la taille du projectile et de la vitesse d'impact (cf. figure 3.7). L'influence de la résistance du

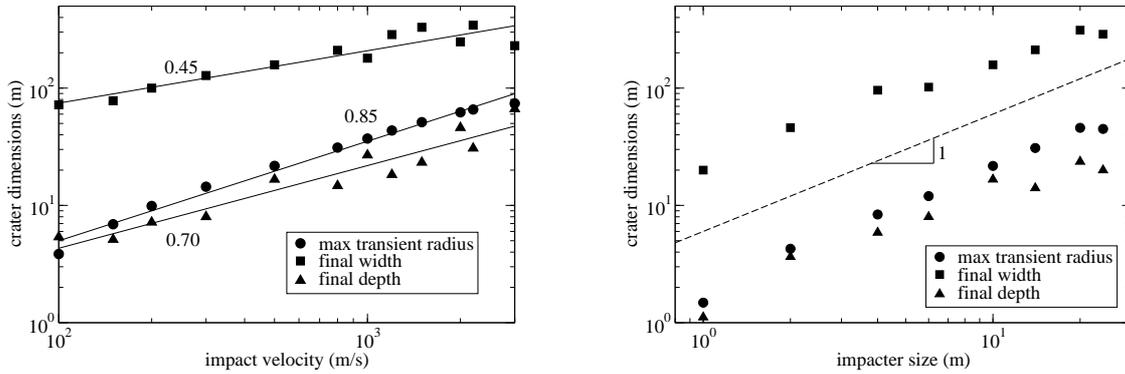


FIGURE 3.7 – Propriétés géométriques du cratère final, en fonction de la vitesse d'impact, pour une cible de résistance $S = 500$ et a) un impacteur de taille $a = 4$ m ; b) une vitesse $V = 500$ m/s.

matériau cible est particulièrement significative sur la taille maximale atteinte par le cratère transitoire (cf. figure 3.8). On constate que, quelle que soit l'énergie cinétique d'impact,

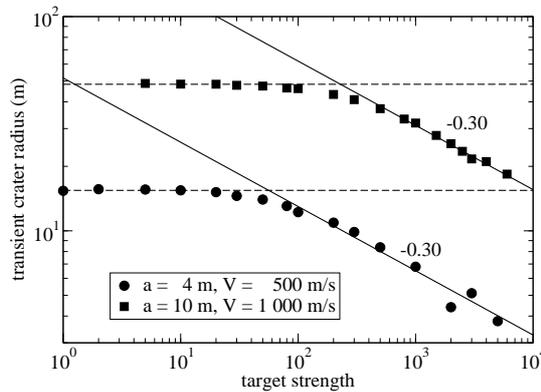


FIGURE 3.8 – Rayon maximal du cratère transitoire (quasi-circulaire) en fonction de la résistance du matériau cible, pour deux impacts d'énergie cinétique différente.

deux régimes se distinguent : pour les faibles valeurs de S , la profondeur d'excavation est constante. La profondeur maximale décroît ensuite comme une loi de puissance d'exposant

$-0,3$ avec la résistance S . La transition entre ces deux régimes (qui se fait pour une valeur critique S_c croissante avec l'énergie d'impact) peut être assimilée à la transition entre les régimes classiquement identifiés dans la dynamique des impacts : le régime « gravitaire » (dans lequel la résistance mécanique n'intervient pas : la phase de croissance du cratère transitoire est arrêtée par la gravité) et le régime « de force » (dans lequel c'est la résistance mécanique qui limite cette croissance).

3.3 Dynamique des éjectats

Si la simulation en éléments discrets permet facilement de suivre les trajectoires de toutes les particules, la définition de celles que l'on qualifiera d'éjectats reste difficile, et doit faire l'objet d'un critère arbitraire. Ci-après nous avons identifié comme *éjectats* toutes les particules (ou blocs de particules) qui ont été soulevées au-dessus d'une altitude critique et ont parcouru horizontalement une distance minimale (cf. figure 3.9). Un premier résul-

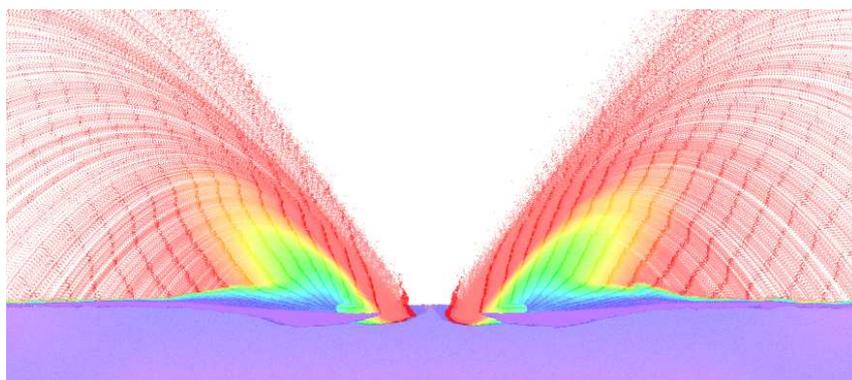


FIGURE 3.9 – Nappe d'éjectats : trajectoire intégrée de toutes les particules éjectées, coloriées selon leur vitesse instantanée. Les lignes plus saturées représentent la forme de la nappe à des instants successifs.

tat exploitable est la quantité totale d'énergie qui est transmise à l'ensemble des éjectats (c'est-à-dire qui n'est pas dissipée par l'ensemble des processus inélastiques à l'intérieur de la cible). En ordre de grandeur, on constate sur la figure 3.10 que cette fraction est toujours comprise entre 15 et 25%. À taille de projectile et résistance de la cible données, elle augmente logarithmiquement avec l'énergie d'impact, avant d'atteindre un maximum et de décroître légèrement pour les très grandes vitesses. La figure 3.11 montre comment, pour une taille de projectile et une résistance donnée, le volume d'éjectats (exprimé comme le nombre de particules éjectées) augmente comme une loi de puissance de la vitesse d'impact.

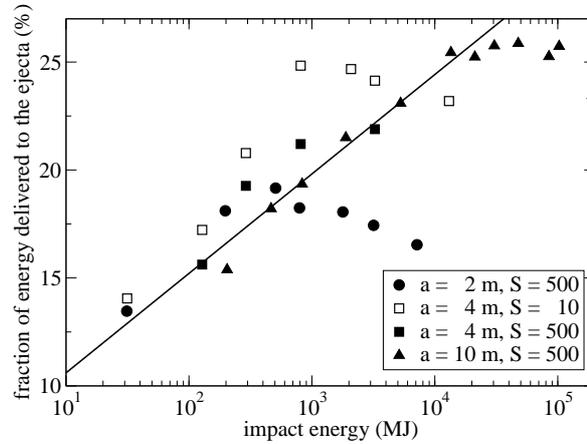


FIGURE 3.10 – Fraction de l'énergie cinétique d'impact convertie en énergie cinétique des éjectats. La droite représente une évolution logarithmique.

L'exposant de celle-ci semble parfaitement compatible avec les données issues des simulations de type milieu continu et des observations expérimentales [Deboeuf *et al.*, 2009] : $N_{ej} \propto V^{1.4}$. D'autre part, on constate que la résistance mécanique du matériau-cible a , sur le volume d'éjectats, un effet comparable à celui qu'elle a sur la taille du cratère transitoire : le nombre d'éjectats est constant à faible résistance puis décroît comme une loi de puissance quand celle-ci augmente, ce qui traduit un changement de régime comparable à la distinction entre les régimes *gravity* et *strength*.

Une fois les particules (éventuellement rassemblées en blocs plus ou moins volumineux) éjectées, elles ne subissent que la gravité et, éventuellement, des collisions entre elles (mais aucune force de frottement due à l'atmosphère). Leurs trajectoires sont calculées explicitement par le code numérique jusqu'à ce qu'elles entrent à nouveau en collision avec le sol. Les blocs éjectés étant de petite taille (par rapport à la taille des particules individuelles), il ne nous est pas possible de simuler explicitement la formation des cratères secondaires. On dispose toutefois de toutes les grandeurs physiques nécessaires à la prédiction de ceux-ci, c'est-à-dire la taille des blocs éjectés et leur vitesse (module et angle) à l'impact : la figure 3.12 présente un exemple de cette répartition en vitesse pour deux impacts différents. Une fois connue la distribution en vitesse et donc en énergie cinétique, il sera possible d'extrapoler la densité et la taille des cratères secondaires en fonction de la

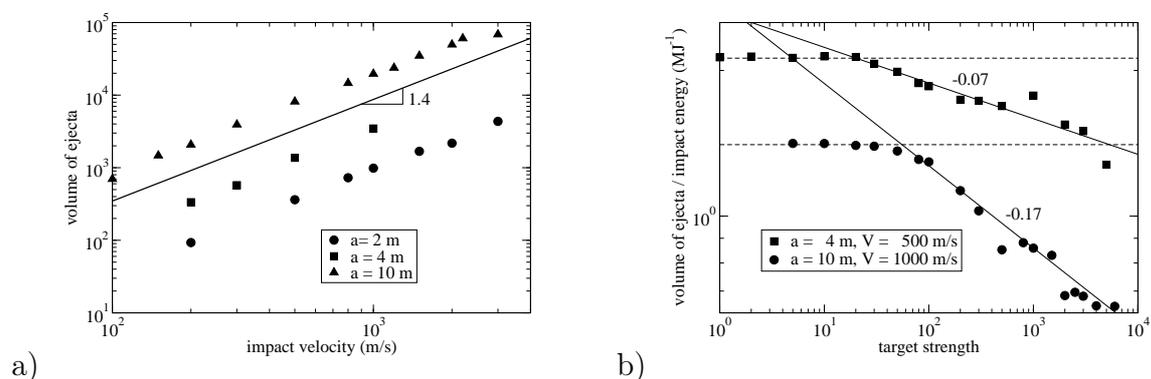


FIGURE 3.11 – a) Volume d'éjectats (exprimé en nombre de particules) en fonction de la vitesse d'impact ; pour une cible de résistance $S = 500$ et trois tailles de projectile. b) Volume d'éjectats, rapporté à l'énergie d'impact, en fonction de la résistance de la cible.

distance au cratère principal. Cette distribution prédictive pourra ensuite être soustraite des distributions effectivement observées autour des grands cratères, afin d'isoler les seuls cratères primaires devant être pris en compte dans la datation de la surface.

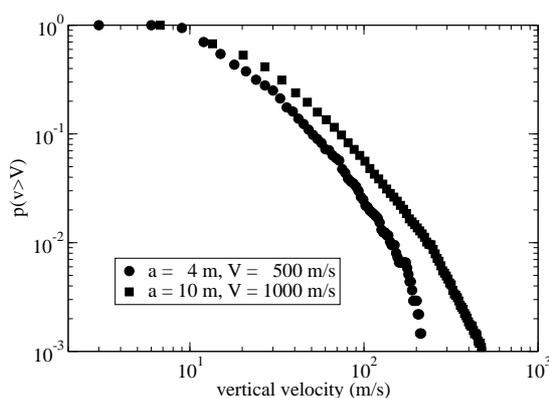


FIGURE 3.12 – Fonction de répartition de la vitesse verticale des éjectats à leur impact au sol, pour deux impacts de taille et vitesse distinctes.

3.4 Perspectives

Pour poursuivre cette étude, l'étape suivante est naturellement d'étendre la simulation au cas tridimensionnel, à symétrie axiale, notamment dans l'objectif de pouvoir produire des cratères rayonnants et expliquer leur formation. Pour ne pas rendre le temps de calcul prohibitif tout en conservant une résolution spatiale satisfaisante (nécessitant d'avoir un assez grand nombre de particules dans les éjectats), il sera pertinent de se limiter à la simulation d'un secteur angulaire (ce qui restreint au cas des impacts verticaux). Grâce à la souplesse des simulations en éléments discrets, il est également possible de modéliser des substrats plus complexes, notamment en adoptant des paramètres mécaniques différenciés pour les couches superficielle et profonde du sous-sol (pour reproduire par exemple des cratères sur une surface couverte de régolithe (de faible résistance), ou une croûte de glace).

Enfin, nous avons démarré une collaboration avec R. Deguen (ISTerre Grenoble) dans le cadre de son projet ERC SEIS, consacré aux impacts géants. L'objectif est de tenter de rapprocher les expériences d'impact des phénomènes géologiques de grande échelle, notamment en réalisant des impacts d'un fluide non-newtonien dans un autre. En variant les propriétés des fluides complexes (dans l'expérience) et les forces inter-particules (dans la simulation), il sera possible d'étudier les différents régimes d'impact, entre les limites granulaire et newtonienne.

Chapitre

4

(Pierres qui frottent)

Projets en tectonique active



FIGURE 4.1 – Vue aérienne de la faille de San Andreas, en Californie.

4.1 Friction, fragmentation et séismes

En 2019, à l’initiative d’Osvanny Ramos, du laboratoire ILM (Institut Lumière Matière) de Lyon, un consortium de chercheurs et chercheuses lyonnais s’est réuni autour de la problématique du frottement désordonné. L’idée de ce projet, soumis à l’appel d’offres Idex Breakthrough, est de faire le lien entre la tribologie à petite échelle (laboratoire LTDS), la dynamique des systèmes granulaires frictionnels (ILM, LPENSL, LGLTPE) et enfin le comportement d’une faille sismique (LGLTPE). Même si ce projet n’a finalement pas été sélectionné, différents axes d’interaction pluridisciplinaire ont pu être identifiés et un projet de périmètre plus restreint (centré sur les expériences et simulations granulaires) a notamment été soumis à l’appel d’offres ANR 2020 (figure 4.2). Le premier objectif de ce

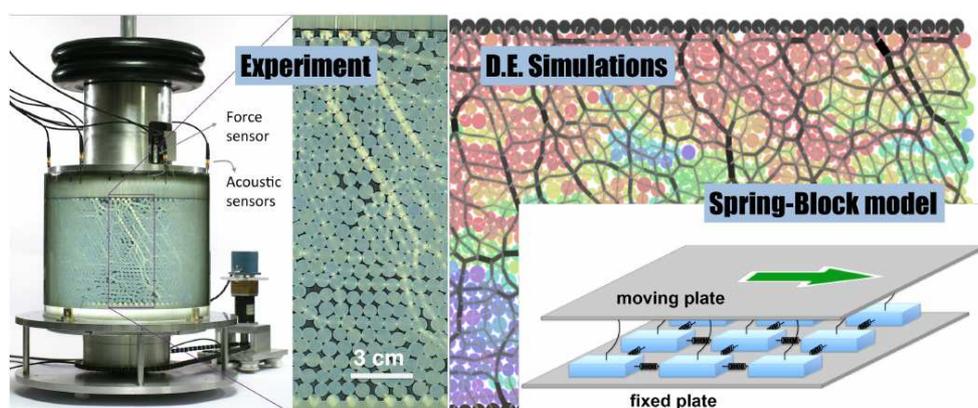


FIGURE 4.2 – Résumé graphique du projet ANR *CrackingQuakes*, porté par O. Ramos.

projet sera de reproduire numériquement les résultats des expériences de cisaillement granulaire menées par l’équipe d’O. Ramos à l’ILM et notamment d’étudier les fluctuations fines du couple nécessaire au maintien d’un taux de cisaillement donné. Expérimentalement, il s’avère que ces fluctuations se caractérisent par des phases longues d’accumulation de contrainte, suivies de très courts événements de relaxation (de manière analogue aux phases inter-sismique et co-sismique pour le déplacement le long d’une faille géologique). Expérimentalement, ces sauts de contrainte sont associés à des très petits réarrangements des grains, et à des pics acoustiques plus faciles à détecter. Leur distribution en amplitude est une décroissance en loi de puissance [Lherminier *et al.*, 2019], très similaire à la loi de Gutenberg-Richter qui quantifie (empiriquement) la distribution en magnitude¹ des

1. Qui est elle-même une fonction logarithmique de l’énergie libérée.

séismes (cf. Figure 4.3). Un premier test sera de vérifier si, malgré ses limitations dans

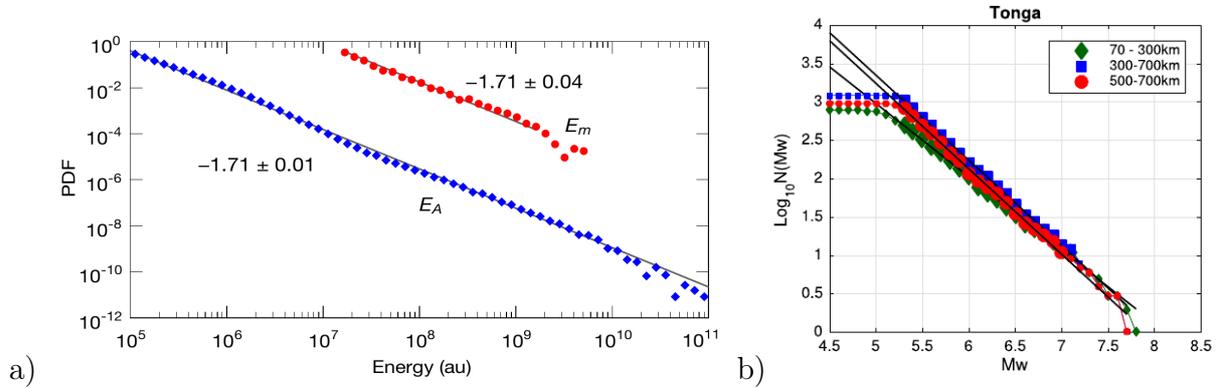


FIGURE 4.3 – a) Distribution de l'énergie acoustique et mécanique des « sauts » de moment dans l'expérience de cisaillement granulaire [Lherminier et al., 2019]; b) Distribution de Gutenberg-Richter pour les séismes de magnitude de moment $M_w > 4,5$ dans la région des Tonga [Zhan, 2017].

la modélisation des forces frictionnelles, la simulation en dynamique moléculaire (par opposition à la méthode « Contact Dynamics » (CD)) est pertinente pour l'étude d'un tel écoulement quasi-statique, et suffisante pour obtenir les mêmes statistiques de réarrangements que dans l'expérience (cf. figure 4.4). L'utilisation des processeurs GPU garantit de pouvoir travailler à très faible taux de cisaillement tout en obtenant une résolution temporelle suffisante pour avoir accès aux fluctuations de contrainte. Pour faire davantage le lien

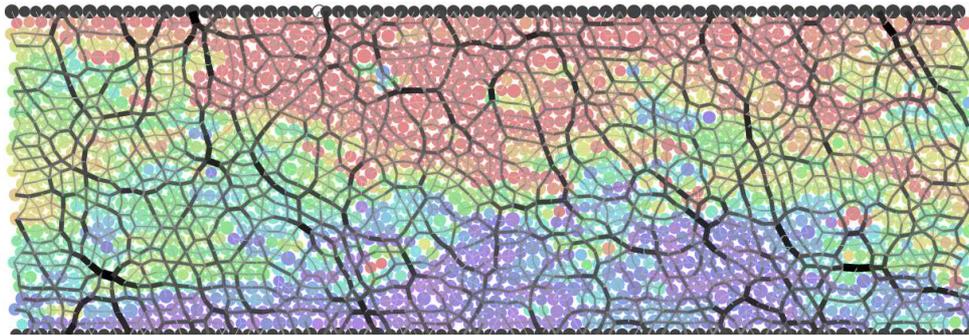


FIGURE 4.4 – Exemple de chaînes de force obtenues dans une simulation granulaire en cisaillement simple. L'épaisseur des traits noirs encode l'amplitude de la force de répulsion. La couleur encode la vitesse longitudinale des particules.

avec l'étude de la dynamique des failles sismiques, représentée au LGLTPE notamment par Marianne Métois et Cécile Lasserre, un autre objectif est de modéliser un matériau

granulaire plus complexe que celui de l'expérience menée à l'ILM, en utilisant le modèle de barreaux friables. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la dynamique d'un éboulement dans lequel le matériau subit une fragmentation dynamique est différente de celle d'un matériau granulaire *simple* (que l'on peut décrire à l'aide de la rhéologie $\mu(I)$). Cependant, l'effondrement de colonne constitue un écoulement intrinsèquement instationnaire, dans lequel la géométrie même de la coulée varie au cours du temps. En plaçant notre matériau friable dans un dispositif de cisaillement simple (cf. figure 4.5), il est possible d'avoir accès simultanément au coefficient de friction μ , au cisaillement (qu'il devient délicat d'adimensionner puisque le nombre inertiel classique I fait intervenir la taille des particules), et à une mesure de l'état de fragmentation Φ . Peut-on alors parvenir à formuler une loi rhéologique sous la forme $\mu(I, \Phi)$, couplée à une équation d'évolution $\dot{\Phi}(I)$?

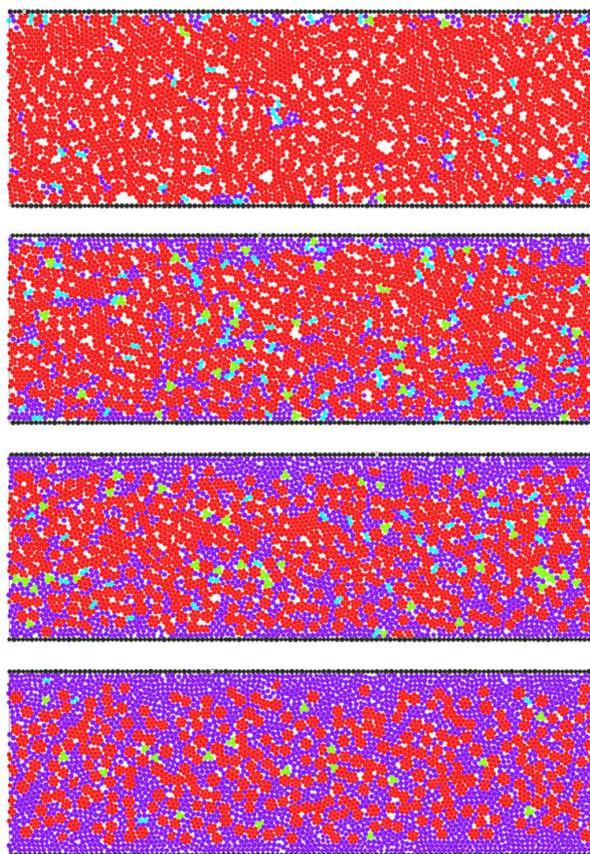


FIGURE 4.5 – Exemple de fragmentation progressive d'un matériau granulaire initialement constitué de particules composites (assemblages de 7 disques), sous l'effet d'un cisaillement simple. On constate l'effet de ségrégation en taille qui se couple avec la localisation de la déformation.

4.2 Structures tectoniques de grande échelle

Un autre projet visant à rapprocher la physique des matériaux granulaires de la modélisation des processus géologiques à plus grande échelle est la réalisation de simulations de dynamique crustale à l'aide des méthodes en éléments discrets. Comme nous l'avons constaté dans les chapitres 2 et 3, ces méthodes présentent l'inconvénient de ne pas pouvoir imposer une rhéologie globale, mais l'avantage de permettre une localisation spontanée de la déformation. Cette propriété est particulièrement intéressante pour modéliser des déformations d'un matériau à la fois élastique, plastique et fragile, comme le sont les roches à faible profondeur : les déplacements tectoniques se traduisent par une localisation très marquée de la déformation au niveau des failles, ce qui est délicat à modéliser à l'aide de simulations avec maillage sans les nucléer artificiellement. Les simulations en éléments

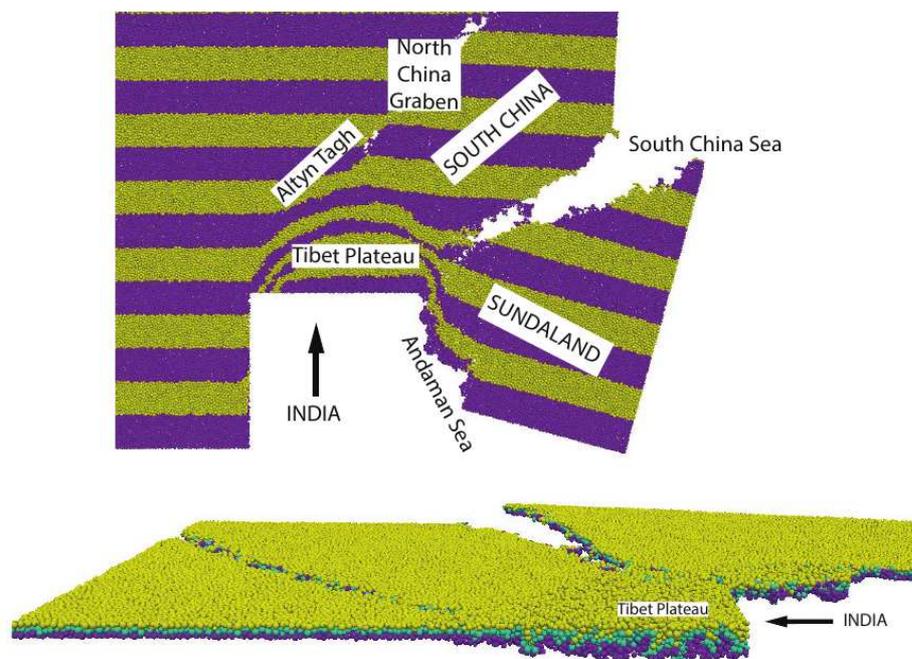


FIGURE 4.6 – Exemple de simulation en éléments discrets de la déformation lithosphérique due à la collision Inde-Asie [Jiao, 2016].

discrets pourraient donc constituer un prolongement naturel aux nombreuses expériences analogiques de dynamique lithosphérique, menées par exemple en déformant des superpositions de couches d'huile silicone et de sable (*e.g.* [Allemand et Brun, 1991; Brun, 1999; Corti, 2012]). L'intérêt évident de l'approche numérique est de pouvoir contrôler beaucoup plus librement les paramètres de friction, cohésion, élasticité du matériau, mais l'incon-

vénient potentiel est la limitation en terme de nombre de particules, qui peut se traduire par une résolution spatiale insuffisante. De telles études ont toutefois récemment été menées, avec notamment des simulations reproduisant les expériences analogiques de déformation (horizontale) de la plaque eurasiatique sous la poussée de l'Inde (cf. figure 4.6 [Jiao, 2016]).

En utilisant le code de simulation développé pour les éboulements et les impacts, nous avons mené quelques essais préliminaires de déformation crustale en coupe verticale, afin de modéliser des processus tels que la formation d'un prisme d'accrétion dans un système en compression, et d'un rift dans un système en extension (cf. figure 4.7). La méthode paraît prometteuse puisqu'on observe en effet l'apparition d'une succession de failles normales, à géométrie listrique, et de blocs basculés. Puisqu'il est très facile de moduler (éventuellement en différentes couches) les propriétés du matériau (y compris de le rendre plus élastique ou même visqueux (cf. section 5.1)), cette méthode ouvre de larges perspectives quant à la compréhension des paramètres contrôlant la dynamique de structures tectoniques simples.

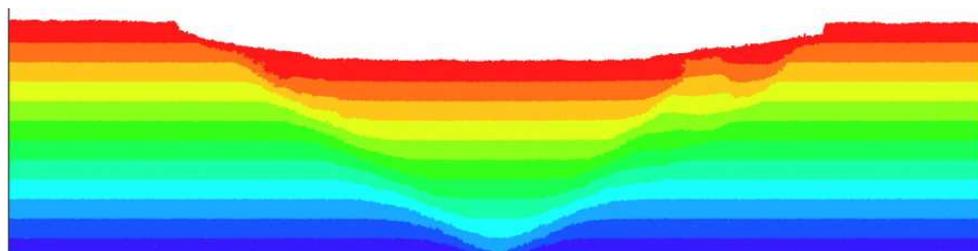


FIGURE 4.7 – Résultat préliminaire d'une simulation de la déformation d'un matériau granulaire cohésif et friable sous l'effet d'une extension, imposée ici *via* une vitesse radiale fixe des particules constituant la paroi inférieure.

Chapitre 5

(Mousses et autres petits cailloux)

Miscellanées



FIGURE 5.1 – Milieux granulaires, mousse et plancton : plage de sable australienne, envahie par la mousse due à l'efflorescence des algues unicellulaires *Phaeocystis*.

5.1 Dynamique des mousses liquides

5.1.1 La mousse comme matériau granulaire

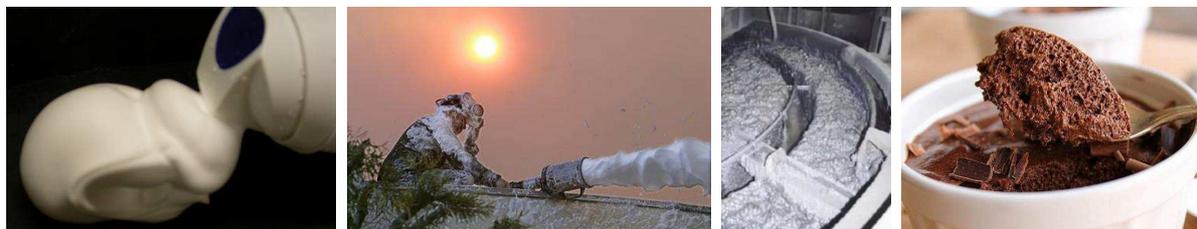


FIGURE 5.2 – Exemple de mousses utilisées dans différents domaines : cosmétique, lutte contre les incendies, industrie minière, gastronomie.

Que ce soit dans l'alimentation, dans l'industrie minière, dans les cosmétiques, dans l'isolation ou bien sûr dans les détergents, les mousses sont des matériaux omniprésents. Elles présentent des comportements très riches et présentent encore de nombreux défis aux physiciens [Cantat *et al.*, 2010]. Si au premier abord la physique des mousses peut paraître très éloignée des problématiques géologiques présentées dans les chapitres précédents, elles peuvent être abordées par des méthodes numériques très similaires (cf. Introduction). Durant mon post-doctorat à Trinity College Dublin (Irlande), nous avons rédigé une revue sur l'ensemble des problèmes dans lesquels on peut rapprocher le comportement d'une mousse liquide de celui d'un milieu granulaire [18] : radeaux de bulles, cristallisation de mousses monodisperses, drainage (par analogie avec les écoulements en milieu poreux), dilatance, tambour tournant, sablier, etc.

En effet, deux approches complémentaires peuvent être utilisées pour décrire une mousse liquide. Dans la limite des très faibles fractions liquides ($\simeq 1 - 2\%$), les bulles sont des polyèdres (à faces courbes) et il est pertinent de modéliser la mousse comme un réseau tridimensionnel de films, de bords de Plateau (à l'intersection de 3 films) et de nœuds (reliant 4 bords de Plateau). Dans l'hypothèse de déformations quasi-statiques, la structure est alors bien reproduite si on cherche à minimiser l'énergie totale des interfaces : c'est l'approche utilisée par le logiciel Surface Evolver [Brakke]. À l'opposé, quand la mousse a une fraction liquide importante (c'est-à-dire légèrement en-dessous de la transition de blocage¹), les bulles deviennent approximativement sphériques et sont séparées par des

1. Au-dessus de celle-ci, grossièrement pour une fraction liquide $\phi \gtrsim 16\%$, on ne parle plus de « mousse »

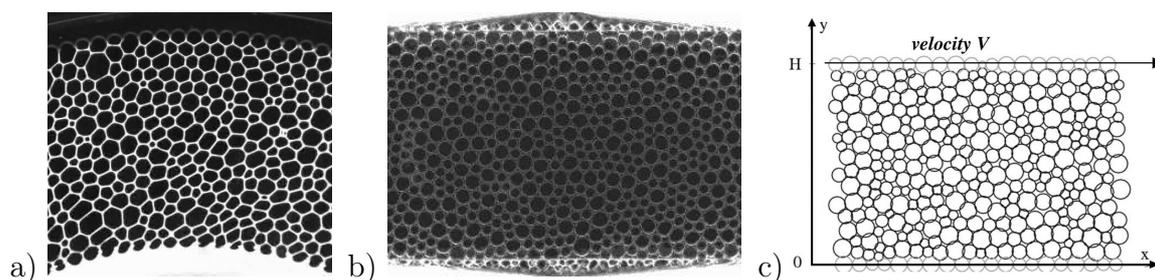


FIGURE 5.3 – Mousses bidimensionnelles : a) à faible fraction liquide (« mousse sèche ») dans une cellule de Hele-Shaw [Kabla et Debrégeas, 2003]; b) à forte fraction liquide (« mousse humide ») en « radeau » [Katgert et al., 2008]; c) modélisée par notre *bubble model* [12].

volumes de fluide importants. On peut alors réduire le rôle de la tension de surface au maintien d’une élasticité effective aux bulles, lesquelles peuvent être modélisées comme un milieu granulaire dans lequel les forces de frottement solide auraient été remplacées par des forces visqueuses. C’est l’approche que nous avons choisie pour modéliser différentes propriétés dynamiques ayant trait à l’écoulement des mousses.

5.1.2 Rhéologie des mousses

Le comportement rhéologique de la mousse est naturellement une problématique de première importance dans les nombreuses applications qui font appel à ce matériau : quelle chute de pression appliquer pour obtenir le débit voulu ? En 2008, pour modéliser une expérience de tambour tournant à bulles, nous avons « accidentellement » reconstruit le modèle développé dans les années 1990 par Durian [1995] pour modéliser les déformations quasi-statiques d’une mousse. À son instar, nous modélisons les interactions entre bulles par une force de répulsion élastique (résultante de la tension de surface) et par une dissipation visqueuse proportionnelle à leur différence de vitesses (reproduisant la dissipation dans les films entre bulles). Contrairement au modèle original où un profil de vitesse moyen était adopté par souci d’économie de temps de calcul, le mouvement de toutes les bulles est résolu simultanément par les méthodes classiques de Dynamique Moléculaire (cf. Introduction). Ce modèle, bien que très simpliste, permet néanmoins de reproduire les caractéristiques les plus notables de la rhéologie d’une mousse liquide, et ce y compris si la fraction liquide « effective » est faible (quelques pourcents). Alors que l’approximation de Durian [1995],

mais de « liquide à bulles ».

en inhibant les fluctuations de vitesses, se traduisait par une rhéologie de type Bingham, le comportement rhéologique de notre assemblée de bulles obéit à une loi de Herschel-Bulkley [12], plus proche des observations expérimentales (cf. figure 5.4a) :

$$\sigma = \sigma_0 + \eta \dot{\gamma}^{0,5} \quad (5.1)$$

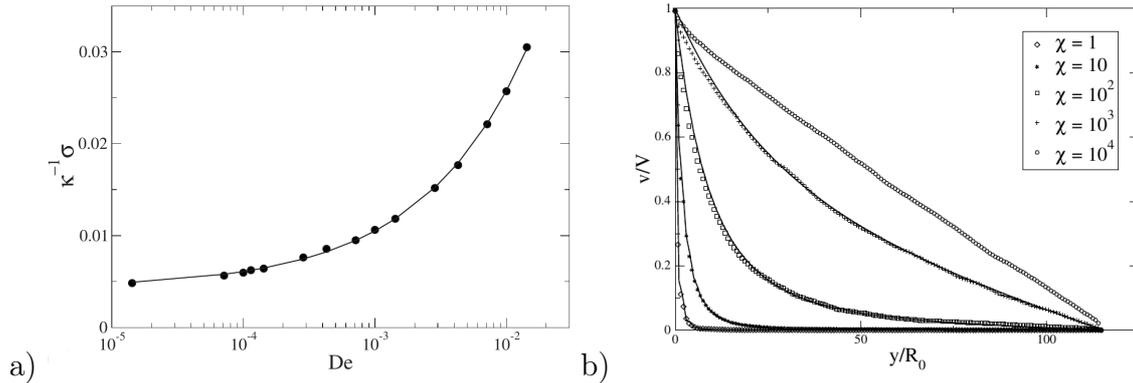


FIGURE 5.4 – a) Contrainte tangentielle (adimensionnée) en fonction du nombre de Deborah (taux de cisaillement adimensionné) dans une mousse en cisaillement simple [12]. b) Profil de vitesses dans la mousse en fonction du rapport χ entre la viscosité inter-bulles et la viscosité bulle-parois.

La mousse présente donc à la fois un seuil en contrainte, un seuil en cisaillement et un comportement rhéo-fluidifiant. Nos simulations nous ont également permis de résoudre la contradiction apparente entre plusieurs types d'expériences de cisaillement de mousses, dont certaines seulement montraient l'apparition de bandes de cisaillement. En modélisant numériquement un système parfaitement bidimensionnel (soit l'équivalent d'un « radeau » de bulles, flottant sur l'eau), le profil de vitesses obtenu est linéaire. En revanche, comme le montre la figure 5.4b, si on ajoute une force de frottement visqueux à la dynamique des bulles (correspondant à leur friction contre les parois dans une expérience en cellule de Hele-Shaw), le cisaillement est de plus en plus localisé. La largeur de la bande de cisaillement peut être prédite par un modèle analytique relativement simple [13].

Ces travaux ont ensuite pu être poursuivis en appliquant le même « bubble model » à différents problèmes relatifs aux mousses, notamment l'écoulement-test à travers une constriction [8]. La simulation numérique en éléments discrets se prête naturellement très bien à l'application des outils tensoriels développés notamment par *Graner et al.* [2008] pour décrire la plasticité induite par les changements topologiques (événements dits « T1 »), la texture et la déformation dans un milieu cellulaire. Nous avons ainsi pu tester la validité

d'une prédiction de *Marmottant et al.* [2008] sur l'alignement entre les axes propres des tenseurs de plasticité et de déformation élastique (cf. figure 5.5).

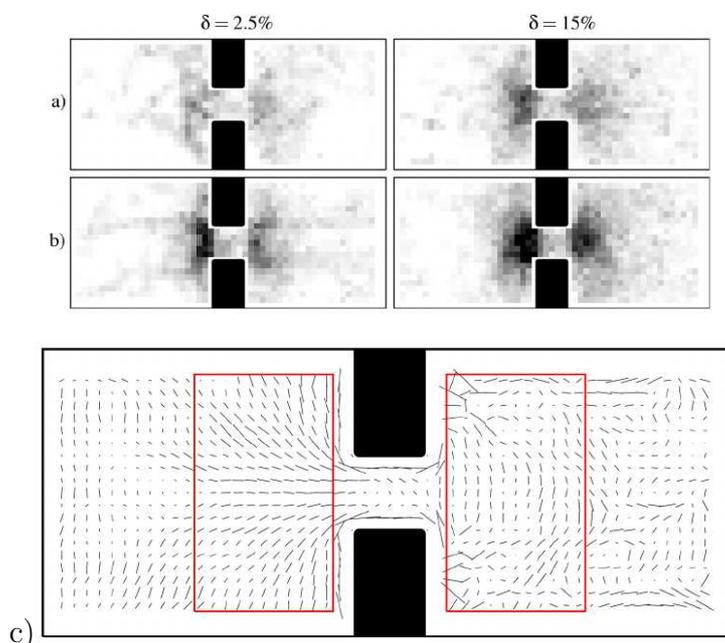


FIGURE 5.5 – a et b) Densité surfacique des T1 (norme du tenseur de plasticité) pour différentes valeurs de la polydispersité δ et du saut de pression ; c) Direction principale d'extension de la mousse [8].

Enfin, nous avons mené une étude comparative entre différents modèles numériques de mousse (*bubble model* et PLAT) pour la modélisation des propriétés topologiques (évolution du nombre moyen de contacts en fonction de la fraction liquide) [4].

5.1.3 Projet en cours : nouveaux matériaux fibreux

Un nouveau projet sur les mousses a émergé de ma collaboration avec l'équipe de S. Hutzler à Dublin lorsqu'un partenariat a été mis en place, dans le cadre d'un projet financé par la *Science Foundation Ireland* avec, entre autres, l'équipe de T. Hjelt à VTK (Finlande) pour étudier les propriétés des suspension de fibres dans une mousse liquide. L'objectif du projet est de parvenir à des méthodes améliorées de production de papier, la mousse permettant une meilleure homogénéisation de la densité et de l'orientation des fibres de bois dans la pâte (cf. figure 5.6). Des méthodes similaires pourraient ensuite être généralisées à la production de différents matériaux à base de fibres (isolation, construction, emballage...). En parallèle des études expérimentales menées à Dublin, nous avons incorporé des fibres

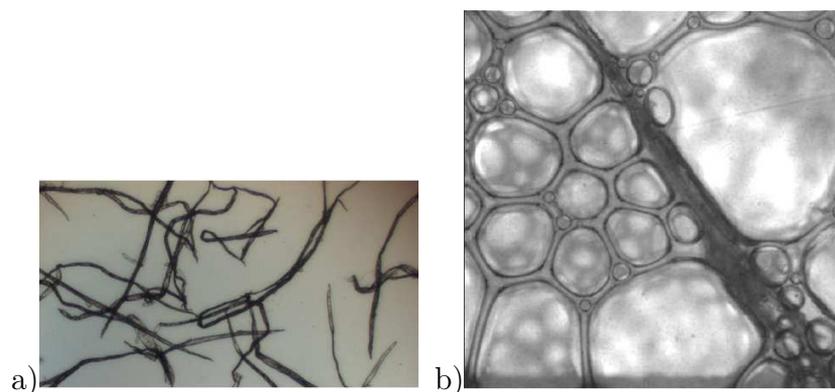


FIGURE 5.6 – a) Exemple de fibres de bois vues au microscope, et b) une de ces fibres dans les bulles (millimétriques) d’une mousse [Jäsberg *et al.*, 2015].

élastiques dans le modèle de bulles, en utilisant des liens similaires à ceux utilisés pour les matériaux friables présentés dans le chapitre 3, mais qui ici ne peuvent pas rompre. Dans un premier temps nous avons observé l’instabilité d’une fibre unique dans un écoulement de mousse cisailant [5]. L’objectif suivant est de déterminer l’influence d’une concentration donnée en fibres (en fonction de leur longueur, leur rigidité, leur adhésion aux bulles) sur la rhéologie globale de la mousse, ainsi que l’influence de l’écoulement sur leur orientation moyenne et leur distribution spatiale (cf. figure 5.7).

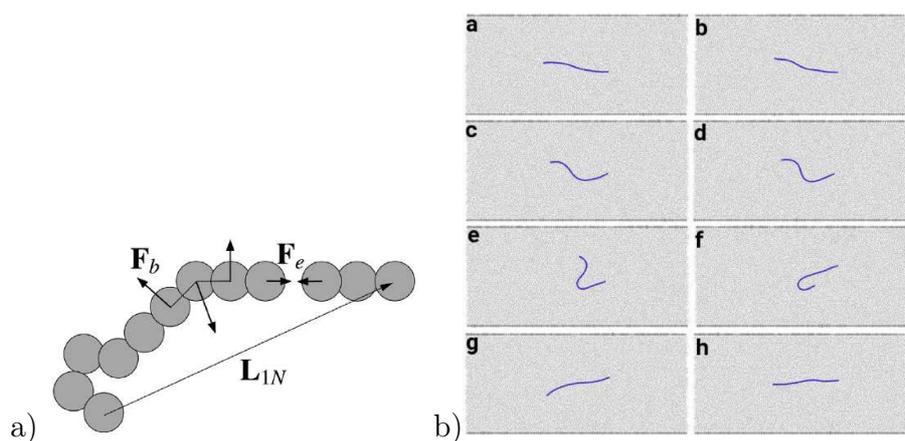


FIGURE 5.7 – a) Forces s’appliquant sur les particules qui modélisent une fibre déformable dans le modèle en éléments discrets. b) Simulation numérique de la dynamique d’une fibre dans une mousse en cisailant : détail d’un cycle de l’instabilité de « flip » [5].

5.1.4 Projet en cours : réticulites

Il est rare que deux domaines scientifiques, aussi éloignés puissent-ils paraître, aient une intersection strictement vide. Pour la géologie et la physique des mousses, on peut notamment mentionner les procédés de séparation des minerais par flottation, largement utilisées dans l'industrie minière : les poudres minérales sont mélangées à une solution mousseuse, et ainsi triées selon leur hydrophilie. Une autre de ces intersections se trouve sur le flanc sud du Kilauea, le volcan actif de l'île de Hawaï. À une dizaine de kilomètres à l'ouest du cratère Pu'u O'o, on trouve des coulées de lave relativement récentes (années 1970) descendant en pente douce vers l'océan. Ces coulées de type *pahoehoe* présentent souvent un faciès de refroidissement dit « laves cordées ». C'est dans les replis des cordes qu'il est possible de trouver du basalte sous une forme particulièrement rare et fragile : la réticulite. La réticulite constitue une mousse totalement ouverte : seuls les bords de

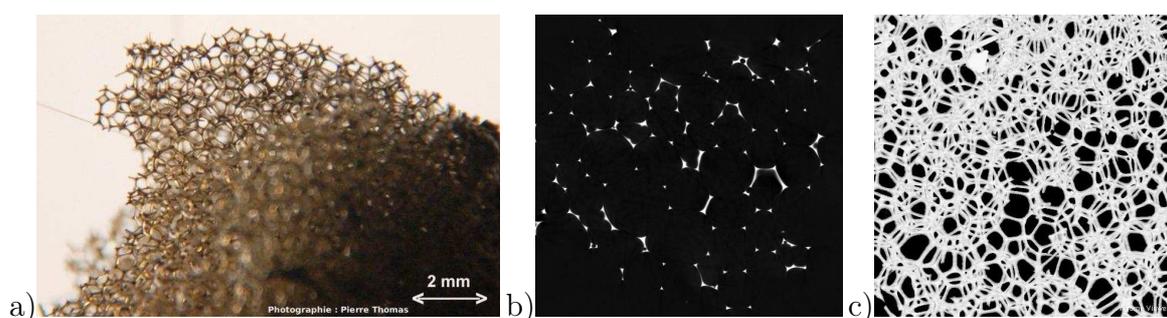


FIGURE 5.8 – a) Échantillon de réticulite [photographie P. Thomas]; b) Aspect d'une tranche en tomographie X (seuls les nœuds et bords de Plateau sont visibles); c) Essai de reconstruction de la structure 3D.

Plateau et les nœuds du réseau de la mousse de basalte liquide ont été préservés lors de sa solidification. Elle est donc très peu dense mais, à l'inverse d'une pierre ponce, ne flotte pas. Cette structure se forme dans le même environnement que les « cheveux de Pélé », c'est-à-dire dans les fontaines de lave qui apparaissent parfois ponctuellement au-dessus du cratère Pu'u O'o. Les alizés orientés NE-SO transportent des petits fragments (1–3 cm) de réticulite qui se retrouvent piégés (et protégés) dans les anfractuosités des coulées cordées.

Pour tenter de caractériser les propriétés de cette mousse très particulière, nous avons effectué un test préliminaire en réalisant une tomographie aux rayons X au laboratoire Matis de l'INSA Lyon, sur un échantillon récolté par Pierre Thomas (cf. figure 5.8). L'opacité des fines membranes de basalte est suffisante pour pouvoir obtenir une série de coupes permettant ensuite de reconstruire la structure tridimensionnelle de la mousse. L'objectif sera

de reproduire cette mesure sur de nouveaux échantillons récoltés en 2015 à Hawaii afin de pouvoir réaliser des statistiques sur les propriétés de la réticulite : distribution de taille des bulles, nombre de voisins, présence éventuelle de cellules de Kelvin (ou, mieux, de Weaire-Phelan !)

5.2 Morphogénèse glaciaire

Depuis 2018 nous menons avec N. Taberlet et N. Plihon (Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon, LPENSL) une étude sur la formation de structures glacio-sédimentaires observables à la surface des glaciers alpins peu pentus, comme la Mer de glace à Chamonix (cf. figure 5.9). Ces objets parfois spectaculaires apparaissent lorsque la surface du glacier



FIGURE 5.9 – a) « Les pierres sur le glacier de l'Aar » [aquarelle J. Hürlimann, 1822]; b) table glaciaire sur le glacier du Talèfre [photographie R. Vivian]; c) Cône de débris sur le glacier de l'Unteraar (Suisse) [photographie J. Alean].

est partiellement recouverte, soit de blocs rocheux soit de fins débris : lorsque les blocs dépassent une taille critique de l'ordre de 10 cm, un « pied » de glace apparaît en-dessous, formant ainsi une structure appelée « table glaciaire » (cf. figure 5.9a-b et 5.10). Lorsque c'est une fine couche de sédiments (sable grossier ou petits graviers) qui recouvre la glace, il arrive que se forment des cônes de débris (cf. figure 5.9c). Ces objets sont engendrés par un processus d'ablation différentielle, et sont donc analogues aux « roches-champignons » et aux « demoiselles coiffées », structures qui résultent d'une érosion différentielle (par le vent ou la pluie) entre deux matériaux de résistance différente.

Pour étudier la formation, la dynamique et la disparition de ces structures péri-glaciaires, nous avons mené une étude expérimentale en laboratoire couplée à une étude de terrain, qui ont notamment fait l'objet du stage de M2 de Marine Vicet (janvier-juillet 2019) et ont bénéficié de la collaboration de J. Vessaire, doctorant au LPENSL. Au cours de plusieurs missions menées aux printemps et étés 2018 et 2019, nous avons posé sur la mer de Glace et le glacier d'Argentière des stations autonomes permettant un suivi photographique aux

temps longs (quelques semaines à quelques mois, à raison d'une image grand angle toutes les 15 à 30 minutes). La pose de jalons verticaux permet d'obtenir une référence pour la vitesse absolue de fonte du glacier (de l'ordre de 5 à 10 cm/jour). Pour l'étude des tables glaciaires, nos observations ont été faites sur : (i) des disques de polystyrène (*styrodur*) de diamètre et épaisseur variable, (ii) des blocs de grande taille déjà présents, et (iii) des pierres déplacées par nos soins sur une surface plane. Il apparaît notamment que la formation des tables de taille modeste est très rapide (moins de deux semaines), et qu'au-delà d'une certaine date toutes les tables disparaissent : les blocs tombent du pied devenu trop étroit, avec semble-t-il une direction privilégiée (hypothèse que nous chercherons à vérifier via un suivi photogrammétrique par drone), ce qui peut éventuellement se traduire à grande échelle par une migration diffusive des blocs à la surface du glacier, influençant ainsi la dynamique globale d'ablation. Ce suivi in-situ des tables, couplé aux relevés météorologiques effectués par des stations permanentes dans le massif, doit nous permettre de quantifier l'effet d'inertie thermique à l'origine de l'apparition des tables pour des blocs de taille suffisante. Pour reproduire le même phénomène en laboratoire, nous avons produit des blocs de glace de 40 cm de diamètre, qui sont ensuite laissés à l'air libre à température ambiante, et partiellement surmontés d'un bloc plus ou moins isolant. L'influence du vent et de l'insolation directe a ensuite été testée grâce à un ventilateur et une lampe infra-rouge. Si des galets n'ont pas permis d'observer (sur la durée de l'expérience) la formation d'un pied, celle-ci est très nettement visible lorsque la table est un disque de polystyrène (cf. figure 5.10b). Pour l'étude des cônes *in situ*, nous avons disposé sur la glace vive un

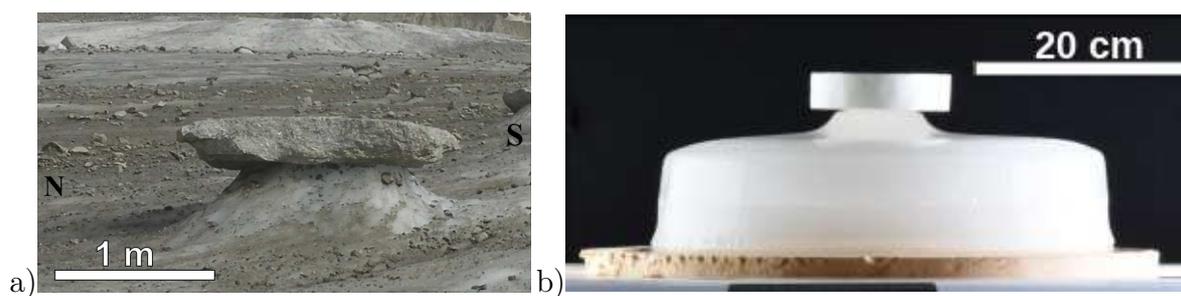


FIGURE 5.10 – Exemples de tables glaciaires suivies (a) sur la Mer de glace et (b) en laboratoire [stage M. Vicet].

lit de débris de granulométrie, surface et épaisseur contrôlées (cf. figure 5.11). En laboratoire, le bloc de glace est localement recouvert d'une fine couche de polystyrène broyé (cf. figure 5.11b) et laissé à température ambiante (ou sous une lampe infra-rouge) jusqu'à formation d'un cône. L'exploitation des données acquises en laboratoire et sur le terrain

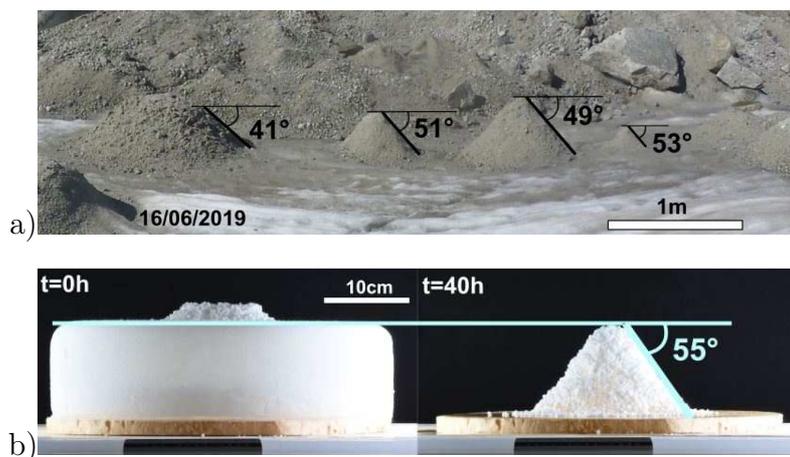


FIGURE 5.11 – a) Exemple de cônes créés sur le terrain à partir de dépôts (plats) contrôlés ; b) Structure analogue obtenue en laboratoire.

s'accompagnera du développement d'un modèle numérique simple de formation et d'évolution de ces structures, basé sur la diffusion différentielle de la chaleur entre la glace et le bloc isolant, et, dans le cas des cônes, un transport diffusif des particules selon la pente.

5.3 Hydrodynamique du plancton

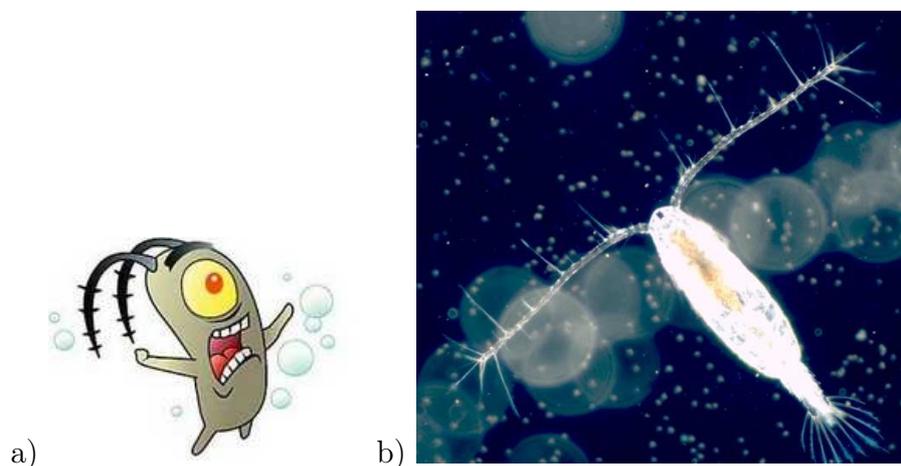


FIGURE 5.12 – a) Sheldon J. Plankton, le méchant de la série animée *Bob l'éponge*, et le plus connu des copépodes (on le reconnaît à ses larges antennes et à son œil unique). b) Copépode vu du dessus en laboratoire.

Cette dernière section, beaucoup plus disjointe de l'ensemble des thèmes abordés ci-

dessus, présente des travaux effectués à l'interface entre la mécanique des fluides, l'océanologie et la biologie animale. Après mon post-doctorat à Copenhague pendant lequel j'avais travaillé sur la simulation des effets hydrodynamiques dans les mécanismes de nutrition des organismes unicellulaires [11], nous avons poursuivi une collaboration sur l'hydrodynamique de la locomotion des copépodes (du grec *κώπη*, la rame). Les quelques milliers d'espèces de ces petits crustacés de taille millimétrique (cf. figures 5.12 et 5.13) constituent la très vaste majorité du zooplancton et probablement la plus grande biomasse animale sur Terre [Humes, 1994]². Les copépodes sont les premiers consommateurs de phytoplancton, et représentent à leur tour une source essentielle de nourriture pour les plus gros organismes marins (petits crustacés comme le krill, juvéniles, petits poissons...). Même leurs déjections constituent une composante importante de la « neige marine », responsable du transfert de matière organique de la surface vers les grandes profondeurs. Le rôle des copépodes est donc primordial à la base des réseaux trophiques marins, ainsi que dans la régulation du cycle du carbone dans l'océan.

Comme la plupart des animaux, les copépodes doivent pour survivre accomplir trois fonctions : se reproduire, se nourrir, et ne pas succomber à leurs prédateurs [Kjørboe, 2010]. La reproduction est elle-même un défi, sachant qu'en moyenne on trouve un copépode par litre dans l'eau de mer : la probabilité de rencontre aléatoire entre individus mâles et femelles est donc très faible, et les différentes espèces utilisent la chimiotaxie [Bagøien et Kjørboe, 2005]. Les deux autres tâches sont compliquées par la nécessité, pour le copépode, de se déplacer très rapidement (soit pour attaquer, soit pour fuir) alors qu'il évolue à nombre de Reynolds relativement bas. Grâce à la collaboration entre le Centre de Mécanique des Fluides et l'Institut National des Ressources Aquatiques de l'Université Technique du Danemark (DTU), nous avons réussi à filmer pour la première fois, à l'aide d'une caméra à haute fréquence, les déplacements des copépodes dans différentes circonstances. Cette observation nous a permis notamment de résoudre en temps les mouvements très rapides des pattes (cf. figure 5.14), alors qu'un film à 25 Hz laisse penser que le copépode se sert de ses antennes pour nager. Grâce à l'analyse d'images, nous sommes ensuite parvenus à quantifier les vitesses atteintes par les copépodes pendant leurs sauts de fuite ou d'attaque. On observe que celles-ci peuvent atteindre les valeurs très impressionnantes

2. On compare souvent les copépodes aux insectes en terme de nombre d'individus, mais il est cependant intéressant de noter que ces derniers comptent plus d'un million d'espèces : on peut y voir la traduction d'une plus grande homogénéité des conditions environnementales en mer que sur terre.

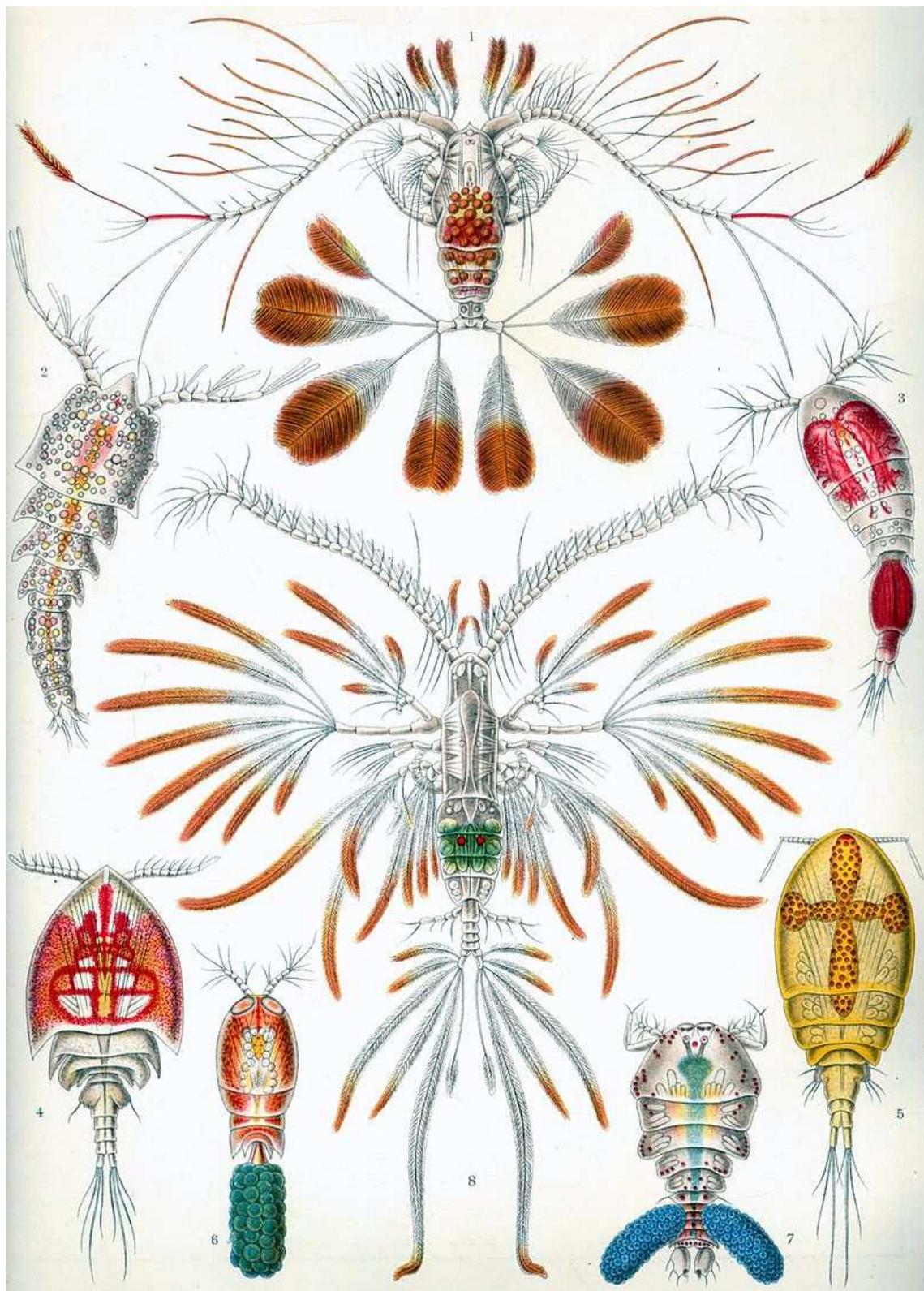


FIGURE 5.13 – Quelques espèces de copépodes marins [*Kunstformen der Natur*, Ernst Haeckel (1904)]. Celles aux appendices les plus spectaculaires ne vivent qu'en eaux profondes et ne se prêtent (hélas) pas à l'élevage en laboratoire.

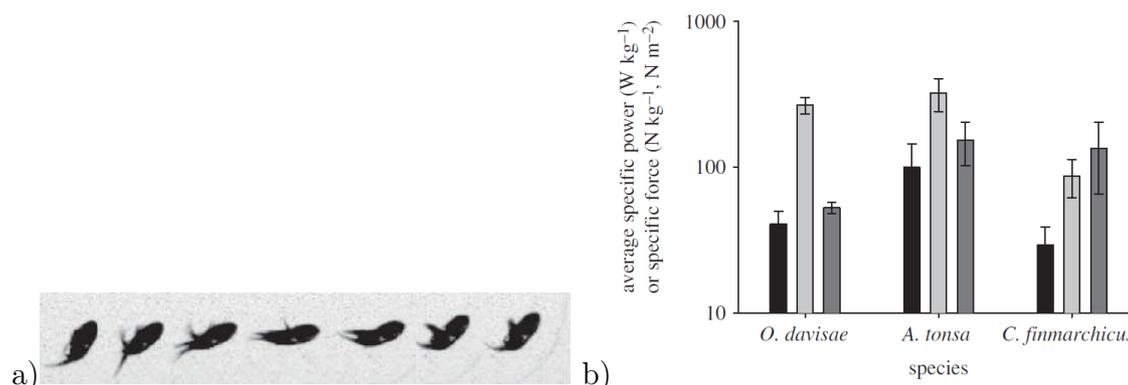


FIGURE 5.14 – a) Détail des étapes du mouvement des pattes pendant un cycle de mouvement de fuite chez un copépode ; b) Puissance et force spécifiques nécessaires à ce mouvement, mesurées chez trois espèces différentes [9].

de plusieurs centaines de mm/s [9,10], soit plusieurs centaines de fois leur taille par seconde ! À l'aide d'une modélisation numérique simplifiée des écoulements mis en jeu par ces déplacements, nous avons pu estimer les grandeurs dynamiques, notamment la force et la puissance développées par ces crustacés. Il est apparu que la force de poussée spécifique produite par les muscles du copépode lors de sa fuite est de l'ordre de 1000 N/kg muscle [9], alors que la valeur communément admise pour les invertébrés et vertébrés de plus grande taille est 57 N/kg muscle [9]. Grâce à cette puissance musculaire exceptionnelle (et à la détection par ses antennes de très petites perturbations hydrodynamiques), le copépode est capable de fuir efficacement ses prédateurs. En étudiant la cinématique d'une attaque sur un unicellulaire, nous avons également pu modéliser l'écoulement généré par un saut. Si celui-ci est suffisamment rapide, le nombre de Reynolds devient assez grand pour que la couche limite autour du copépode reste mince³ : ainsi la proie n'est pas repoussée par la masse d'eau déplacée, et elle n'est pas non plus alertée par la propagation du taux de cisaillement, ce qui rend l'attaque plus efficace (cf. figure 5.15) [10].

3. La capacité du copépode à attaquer « plus vite que sa couche limite » a poussé T. Kiørboe à le baptiser « Lucky Luke aquatique ».

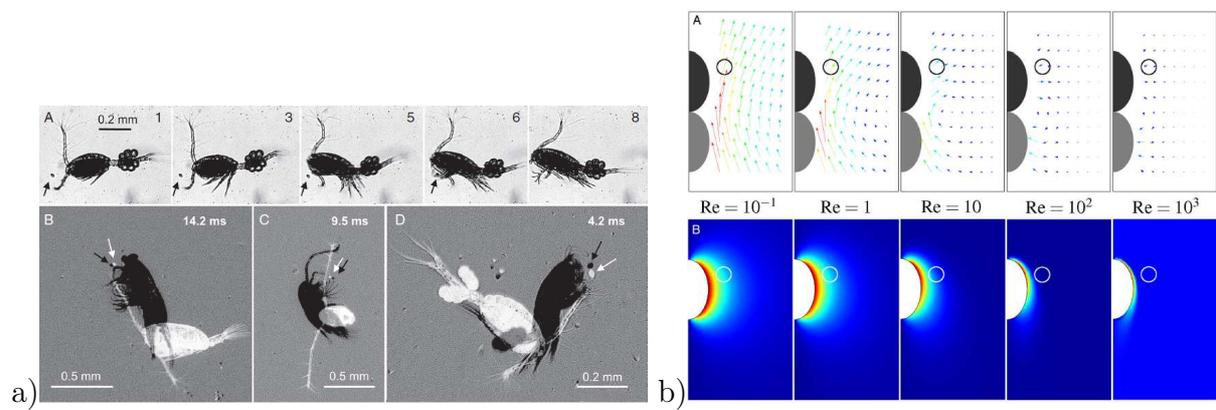


FIGURE 5.15 – a) Attaque d'un organisme unicellulaire par un copéode : les flèches indiquent la position de la proie aux instants initial et final. On constate qu'elle n'a quasiment pas bougé sous l'effet du saut. b) Modèle hydrodynamique des déplacements induits au voisinage du copéode par son mouvement d'attaque : on observe que le nombre de Reynolds doit dépasser un certain seuil pour que la proie ne soit ni repoussée ni avertie par un cisaillement significatif [10].

Conclusion

L'ensemble des travaux décrits dans les chapitres 1 à 4 démontre, je l'espère, l'intérêt et la complémentarité de la démarche du physicien, et notamment ici des méthodes issues de la mécanique des milieux granulaires, dans l'appréhension d'une grande variété de phénomènes géologiques, par ailleurs également étudiés au sein de mon laboratoire avec tout l'éventail des techniques de la géologie de terrain, de la sédimentologie, de la télédétection, de la géodésie, etc. Les méthodes numériques exposées ici, notamment, permettent d'atteindre un compromis utile entre la simplicité des expériences de type granulaire et la complexité des phénomènes géologiques naturels.

Comme c'est l'usage, ce manuscrit avait pour but de résumer ceux de mes travaux ayant – plus ou moins – abouti. Il va de soi que sous le tapis on trouve aussi un projet ANR, un projet ERC, trois projets INSU et deux projets INEE qui n'auront pas obtenu de financement ; des sujets d'examen à fignoler et quelques paquets de copies ; un chenal hydraulique qui fuit et qui rouille ; des idées de collaborations un peu au point mort ; des sujets de thèse avortés faute de bourse ; des bugs en pagaille et des clusters qui tombent en rade ; des expériences qui n'auront pas donné grand chose... mais c'est la vie de la recherche !

Les annexes regroupées dans les pages suivantes donnent quelques détails sur mon parcours, la liste de mes publications et communications scientifiques, ainsi qu'un résumé de mes activités d'enseignement et de vulgarisation.

Bibliographie

- ABE S. et MAIR K. (2005), Grain fracture in 3D numerical simulations of granular shear, *Geophysical Research Letters*, **32**(5).
- AL-FUTAISI A. et PATZEK T. W. (2003), Extension of Hoshen–Kopelman algorithm to non-lattice environments, *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, **321**(3-4), 665–678.
- ALLEMAND P. et BRUN J.-P. (1991), Width of continental rifts and rheological layering of the lithosphere, *Tectonophysics*, **188**(1-2), 63–69.
- ALLEMAND P., DELACOURT C., LAJEUNESSE E., DEVAUCHELLE O., et BEAUDUCCEL F. (2014), Erosive effects of the storm Helena (1963) on Basse Terre Island (Guadeloupe—Lesser Antilles Arc), *Geomorphology*, **206**, 79–86.
- ANDERSON R. S. (1994), Evolution of the Santa Cruz Mountains, California, through tectonic growth and geomorphic decay, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, **99**(B10), 20,161–20,179.
- ARTONI R., SANTOMASO A. C., GABRIELI F., TONO D., et COLA S. (2013), Collapse of quasi-two-dimensional wet granular columns, *Physical Review E*, **87**(3), 032,205, doi : 10.1103/PhysRevE.87.032205.
- ATTAL M. et LAVÉ J. (2009), Pebble abrasion during fluvial transport : Experimental results and implications for the evolution of the sediment load along rivers, *Journal of Geophysical Research*, **114**(F4), F04,023, doi :10.1029/2009JF001328.
- BAGØIEN E. et KIØRBOE T. (2005), Blind dating and mate finding in planktonic copepods. I. Tracking the pheromone trail of *Centropages typicus*, *Marine Ecology Progress Series*, **300**, 105–115.
- BALMFORTH N. J. et KERSWELL R. R. (2005), Granular collapse in two dimensions, *Journal of Fluid Mechanics*, **538**, 399–428, doi :10.1017/S0022112005005537.
- BARRIÈRE J., OTH A., HOSTACHE R., et KREIN A. (2015), Bed load transport monitoring using seismic observations in a low-gradient rural gravel bed stream, *Geophysical Research Letters*, **42**(7), 2294–2301.
- BERNARD B., WYK DE VRIES B., et LEYRIT H. (2009), Distinguishing volcanic debris avalanche deposits from their reworked products : the Perrier sequence (French Massif Central), *Bulletin of Volcanology*, **71**(9), 1041–1056, doi :10.1007/s00445-009-0285-7.
- BOWMAN E. et TAKE W. (2012), Physical models of rock avalanche spreading behaviour with dynamic fragmentation, *Canadian Geotechnical Journal*, **476**, 460–476, doi :10.1139/T2012-007.
- BRASSE K. (), Surface Evolver, <http://www.susqu.edu/facstaff/b/brakke/evolver/>.

- BRUN J.-P. (1999), Narrow rifts versus wide rifts : inferences for the mechanics of rifting from laboratory experiments, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **357**(1753), 695–712.
- BUHL E., SOMMER F., POELCHAU M. H., DRESEN G., et KENKMANN T. (2014), Ejecta from experimental impact craters : Particle size distribution and fragmentation energy, *Icarus*, **237**, 131–142.
- CANTAT I., COHEN-ADDAD S., ELIAS F., GRANER F., HÖHLER R., PITOIS O., ROUYER F., et SAINT-JALMES A. (2010), *Les mousses : structure et dynamique*, Belin.
- CARMONA H., WITTEL F., KUN F., et HERRMANN H. (2008), Fragmentation processes in impact of spheres, *Physical Review E*, **77**(5), 051,302.
- CASSEL M., DÉPRET T., et PIÉGAY H. (2017), Assessment of a new solution for tracking pebbles in rivers based on active RFID, *Earth Surface Processes and Landforms*, **42**(13), 1938–1951.
- CHARRU F., MOUILLERON H., et EIFF O. (2004), Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **519**, 55–80.
- CHATANANTAVET P. et PARKER G. (2009), Physically based modeling of bedrock incision by abrasion, plucking, and macroabrasion, *Journal of Geophysical Research*, **114**(F4), F04,018, doi :10.1029/2008JF001044.
- COLLINS G. S. et MELOSH H. J. (2003), Acoustic fluidization and the extraordinary mobility of sturzstroms, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **108**(B10), 2473, doi :10.1029/2003JB002465.
- COOK K. L., TUROWSKI J. M., et HOVIUS N. (2013), A demonstration of the importance of bedload transport for fluvial bedrock erosion and knickpoint propagation, *Earth Surface Processes and Landforms*, **38**(7), 683–695.
- COOK K. L., TUROWSKI J. M., et HOVIUS N. (2014), River gorge eradication by downstream sweep erosion, *Nature Geoscience*, **7**(9), 682.
- CORTI G. (2012), Evolution and characteristics of continental rifting : Analog modeling-inspired view and comparison with examples from the East African Rift System, *Tectonophysics*, **522**, 1–33.
- CROSTA G., IMPOSIMATO S., et RODDEMAN D. (2009), Numerical modeling of 2-D granular step collapse on erodible and nonerodible surface, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **114**(F3).
- CROSTA G. B., FRATTINI P., et FUSI N. (2007), Fragmentation in the Val Pola rock avalanche, Italian Alps, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, **112**(F1).
- CRUDEN D. M. et HUNGR O. (1986), The debris of the Frank Slide and theories of rockslide-avalanche mobility, *Canadian Journal of Earth Sciences*, **23**(3), 425–432, doi :10.1139/e86-044.

- D'AMATO J., HANTZ D., GUERIN A., JABOYEDOFF M., BAILLET L., et MARISCAL A. (2016), Influence of meteorological factors on rockfall occurrence in a middle mountain limestone cliff, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, **16**(3), 719–735.
- DAMMEIER F., MOORE J. R., HASLINGER F., et LOEW S. (2011), Characterization of alpine rockslides using statistical analysis of seismic signals, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **116**(F4).
- DAVIES T. et MCSAVENEY M. (2002), Dynamic simulation of the motion of fragmenting rock avalanches, *Canadian Geotechnical Journal*, **798**, 789–798, doi :10.1139/T02-035.
- DAVIES T. et MCSAVENEY M. (2009), The role of rock fragmentation in the motion of large landslides, *Engineering Geology*, **109**(1-2), 67–79, doi :10.1016/j.enggeo.2008.11.004.
- DAVIES T., MCSAVENEY M., et BEETHAM R. (2006), Rapid block glides : slide-surface fragmentation in New Zealand's Waikaremoana landslide, *Quarterly journal of engineering geology and hydrogeology*, **39**(2), 115–129.
- DAVIES T., MCSAVENEY M., et KELFOUN K. (2010), Runout of the Socompa volcanic debris avalanche, Chile : a mechanical explanation for low basal shear resistance, *Bulletin of Volcanology*, **72**, 933–944, doi :10.1007/s00445-010-0372-9.
- DAVIES T. R. (1982), Spreading of rock avalanche debris by mechanical fluidization, *Rock Mechanics*, **15**(1), 9–24.
- DAVIES T. R., MCSAVENEY M. J., et HODGSON K. (1999), A fragmentation-spreading model for long-runout rock avalanches, *Canadian Geotechnical Journal*, **36**(6), 1096–1110, doi :10.1139/t99-067.
- DE BLASIO F. V. et ELVERHØI A. (2008), A model for frictional melt production beneath large rock avalanches, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **113**(F2), F02,014, doi : 10.1029/2007JF000867.
- DEBOEUF S., GONDRET P., et RABAUD M. (2009), Dynamics of grain ejection by sphere impact on a granular bed, *Physical Review E*, **79**(4), 041,306.
- DOYLE E. E., HUPPERT H. E., LUBE G., MADER H. M., et SPARKS R. S. J. (2007), Static and flowing regions in granular collapses down channels : Insights from a sedimenting shallow water model, *Physics of Fluids*, **19**(10), 106601, doi :10.1063/1.2773738.
- DURAN O., ANDREOTTI B., et CLAUDIN P. (2012), Numerical simulation of turbulent sediment transport, from bed load to saltation, *Physics of Fluids*, **24**(10), 103,306, doi :10.1063/1.4757662.
- DURIAN D. (1995), Foam mechanics at the bubble scale, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4780–4783, doi : 10.1103/PhysRevLett.75.4780.
- D'AMATO J. (2019), Apport d'une base de données d'éboulements rocheux obtenue par scanner laser dans la caractérisation des conditions de rupture et processus associés, *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, **78**(1), 653–668.

- ENGLE P. A. (1978), *Impact Wear of Materials*, Elsevier Sci., New York.
- FAUQUE L. et STRECKER M. (1988), Large rock avalanches (Sturzströme, sturzstorms) at Sierra Aconquija, northern Sierras Pampeanas, Argentina, *Eclogae geologicae Helvetiae*, **81**, 579–592.
- FOLEY J., DAM A. V., FEINER S., HUGHES J., et PHILLIPS R. (1994), *Introduction to Computer Graphics*, Addison-Wesley Publishing Company.
- GLICKEN H. (1998), Rockslide-debris avalanche of May 18, 1980, Mount St. Helens volcano, Washington, *Bulletin of the Geological Survey of Japan*, **49**, 55–106.
- GRANER F., DOLLET B., RAUFASTE C., et MARMOTTANT P. (2008), Discrete rearranging disordered patterns, part I : Robust statistical tools in two or three dimensions, *Eur. J. Phys. E*, **25**, 349–369.
- HARTMANN W. K. et NEUKUM G. (2001), Cratering chronology and the evolution of Mars, in *Chronology and evolution of Mars*, pp. 165–194, Springer.
- HARTMANN W. K., QUANTIN C., WERNER S. C., et POPOVA O. (2010), Do young martian ray craters have ages consistent with the crater count system ?, *Icarus*, **208**(2), 621–635.
- HARTSHORN K., HOVIUS N., DADE W. B., et SLINGERLAND R. L. (2002), Climate-driven bedrock incision in an active mountain belt, *Science*, **297**(5589), 2036–2038.
- HAUG Ø. T., ROSENAU M., LEEVER K., et ONCKEN O. (2016), On the energy budgets of fragmenting rockfalls and rockslides : Insights from experiments, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121**(7), 1310–1327.
- HEWITT K. (1988), Catastrophic landslide deposits in the Karakoram Himalaya, *Science*, **242**(4875), 64–67.
- HOWARD A. D., DIETRICH W. E., et SEIDL M. A. (1994), Modeling fluvial erosion on regional to continental scales, *Journal of Geophysical Research*, **99**(B7), 13,971, doi :10.1029/94JB00744.
- HUMES A. G. (1994), How many copepods ?, in *Ecology and morphology of copepods*, pp. 1–7, Springer.
- JÄSBERG A., SELENIUS P., et KOPONEN A. (2015), Experimental results on the flow rheology of fiber-laden aqueous foams, *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, **473**, 147–155, doi :10.1016/j.colsurfa.2014.11.041.
- JIAO L. (2016), Discrete element modeling of continental deformation and volcanic spine extrusion, Thèse de doctorat, Asian School of the Environment.
- JOHNSON J. P. L. et WHIPPLE K. X. (2010), Evaluating the controls of shear stress, sediment supply, alluvial cover, and channel morphology on experimental bedrock incision rate, *Journal of Geophysical Research*, **115**(F2), F02,018, doi :10.1029/2009JF001335.
- JOP P., FORTERRE Y., et POULIQUEN O. (2006), A constitutive law for dense granular flows, *Nature*, **441**, 727–730.

- KABLA A. et DEBRÉGEAS G. (2003), Local stress relaxation and shear banding in dry foam under shear, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 258,303.
- KATGERT G., MÖBIUS M. E., et VAN HECKE M. (2008), Rate Dependence and Role of Disorder in Linearly Sheared Two-Dimensional Foams, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 058,301.
- KELFOUN K. et DRUITT T. H. (2005), Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **110**, B12,202.
- KELFOUN K., SAMANIEGO P., PALACIOS P., et BARBA D. (2009), Testing the suitability of frictional behaviour for pyroclastic flow simulation by comparison with a well-constrained eruption at Tungurahua volcano (Ecuador), *Bulletin of Volcanology*, **71**, 1057–1075, doi : 10.1007/s00445-009-0286-6.
- KIØRBOE T. (2010), What makes pelagic copepods so successful ?, *Journal of Plankton Research*, **33**(5), 677–685.
- KOMURA Y. (2015), GPU-based cluster-labeling algorithm without the use of conventional iteration : Application to the Swendsen–Wang multi-cluster spin flip algorithm, *Computer Physics Communications*, **194**, 54–58.
- LAGRÉE P.-Y., STARON L., et POPINET S. (2011), The granular column collapse as a continuum : validity of a two-dimensional Navier-Stokes model with a $\mu(I)$ -rheology, *Journal of Fluid Mechanics*, **686**, 378–408, doi :10.1017/jfm.2011.335.
- LAGUE D. (2010), Reduction of long-term bedrock incision efficiency by short-term alluvial cover intermittency, *Journal of Geophysical Research*, **115**(2), F02,011, doi :10.1029/2008JF001210.
- LAGUE D. (2014), The stream power river incision model : evidence, theory and beyond, *Earth Surface Processes and Landforms*, **39**(1), 38–61.
- LAJEUNESSE E., MANGENEY-CASTELNAU A., et VILOTTE J. P. (2004), Spreading of a granular mass on a horizontal plane, *Physics of Fluids*, **16**(7), 2371–2381, doi :10.1063/1.1736611.
- LAJEUNESSE E., MONNIER J. B., et HOMSY G. M. (2005), Granular slumping on a horizontal surface, *Physics of Fluids*, **17**(10), 103302, doi :10.1063/1.2087687.
- LAJEUNESSE E., QUANTIN C., ALLEMAND P., et DELACOURT C. (2006), New insights on the runout of large landslides in the Valles-Marineris canyons, Mars, *Geophysical research letters*, **33**(4).
- LAJEUNESSE E., MALVERTI L., et CHARRU F. (2010), Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **115**(F4).
- LAJEUNESSE E., DEVAUCHELLE O., HOUSSAIS M., et SEIZILLES G. (2013), Tracer dispersion in bedload transport, *Advances in Geosciences*, **37**, 1–6.
- LAMB M. P. et FONSTAD M. A. (2010), Rapid formation of a modern bedrock canyon by a single flood event, *Nature Geoscience*, **3**(7), 477.

- LAMB M. P., DIETRICH W. E., et SKLAR L. S. (2008), A model for fluvial bedrock incision by impacting suspended and bed load sediment, *Journal of Geophysical Research*, **113**(F3), F03,025, doi :10.1029/2007JF000915.
- LARRIEU E., STARON L., et HINCH E. J. (2006), Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains, *Journal of Fluid Mechanics*, **554**, 259–270, doi :10.1017/S0022112005007974.
- LHERMINIER S., PLANET R., DIT VEHEL V. L., SIMON G., VANEL L., MÅLØY K., et RAMOS O. (2019), Continuously sheared granular matter reproduces in detail seismicity laws, *Physical Review Letters*, **122**(21), 218,501.
- LOCAT P., COUTURE R., LEROUÉIL S., LOCAT J., et JABOYEDOFF M. (2006), Fragmentation energy in rock avalanches, *Canadian geotechnical journal*, **43**(8), 830–851.
- LUBE G., HUPPERT H. E., SPARKS R. S. J., et HALLWORTH M. A. (2004), Axisymmetric collapses of granular columns, *Journal of Fluid Mechanics*, **508**, 175–199, doi :10.1017/S0022112004009036.
- LUMAY G. et VANDEWALLE N. (2010), Flow of magnetized grains in a rotating drum, *Phys. Rev. E*, **82**, 040,301, doi :10.1103/PhysRevE.82.040301.
- MANCONI A., PICOZZI M., COVIELLO V., DE SANTIS F., et ELIA L. (2016), Real-time detection, location, and characterization of rockslides using broadband regional seismic networks, *Geophysical Research Letters*, **43**(13), 6960–6967.
- MANGENEY A., TSIMRING L. S., VOLFSOON D., ARANSON I. S., et BOUCHUT F. (2007), Avalanche mobility induced by the presence of an erodible bed and associated entrainment, *Geophysical Research Letters*, **34**(22), L22,401, doi :10.1029/2007GL031348.
- MANGENEY-CASTELNAU A., VILOTTE J.-P., BRISTEAU M., PERTHAME B., BOUCHUT F., SIMIONI C., et YERNENI S. (2003), Numerical modeling of avalanches based on Saint Venant equations using a kinetic scheme, *Journal of Geophysical Research*, **108**(B11), 2527.
- MARMOTTANT P., RAUFASTE C., et GRANER F. (2008), Discrete rearranging disordered patterns, part II : 2D plasticity, elasticity and flow of a foam, *Eur. J. Phys. E*, **25**, 371–384.
- MASON T. G., LEVINE A. J., ERTAŞ D., et HALSEY T. C. (1999), Critical angle of wet sandpiles, *Phys. Rev. E*, **60**, R5044–R5047, doi :10.1103/PhysRevE.60.R5044.
- MCSAVENEY M. et DAVIES T. (2009), Surface energy is not one of the energy losses in rock comminution, *Engineering Geology*, **109**, 109 – 113, doi :10.1016/j.enggeo.2008.11.001.
- MÉRIAUX C. et TRIANTAFILLOU T. (2008), Scaling the final deposits of dry cohesive granular columns after collapse and quasi-static fall, *Physics of Fluids*, **20**, 033,301.
- MÉTAYER J.-F., RICHARD P., FAISANT A., et DELANNAY R. (2010), Electrically induced tunable cohesion in granular systems, *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, **2010**(08), P08,003.

- MICHIKAMI T., MORIGUCHI K., HASEGAWA S., et FUJIWARA A. (2007), Ejecta velocity distribution for impact cratering experiments on porous and low strength targets, *Planetary and Space Science*, **55**(1-2), 70–88.
- MOREAU J.-J. (1994), Some numerical methods in multibody dynamics : application to granular materials, *European journal of mechanics. A. Solids*, **13**, 93–114.
- MORETTI L., ALLSTADT K., MANGENEY A., CAPDEVILLE Y., STUTZMANN E., et BOUCHUT F. (2015), Numerical modeling of the Mount Meager landslide constrained by its force history derived from seismic data, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **120**(4), 2579–2599.
- PEUCKER-EHRENBRINK B. (2009), Land2Sea database of river drainage basin sizes, annual water discharges, and suspended sediment fluxes, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **10**(6).
- PIERAZZO E., ARTEMIEVA N., ASPHAUG E., BALDWIN E., CAZAMIAS J., COKER R., COLLINS G., CRAWFORD D., DAVISON T., ELBESHAUSEN D., et OTHERS (2008), Validation of numerical codes for impact and explosion cratering : Impacts on strengthless and metal targets, *Meteoritics & Planetary Science*, **43**(12), 1917–1938.
- PÖSCHEL T. et SCHWAGER T. (2005), *Computational granular dynamics : models and algorithms*, Springer Science & Business Media.
- QUANTIN C., ALLEMAND P., et DELACOURT C. (2004), Morphology and geometry of Valles Marineris landslides, *Planetary and Space Science*, **52**(11), 1011–1022.
- QUANTIN C., MANGOLD N., HARTMANN W. K., et ALLEMAND P. (2007), Possible long-term decline in impact rates : 1. Martian geological data, *Icarus*, **186**(1), 1–10.
- QUANTIN C., POPOVA O., HARTMANN W. K., et WERNER S. C. (2016), Young Martian crater Gratteri and its secondary craters, *Journal of Geophysical Research : Planets*, **121**(7), 1118–1140.
- RAPAPORT D. C. (2004), *The art of molecular dynamics simulation*, Cambridge university press.
- RESTAGNO F., BOCQUET L., et CHARLAIX E. (2004), Where does a cohesive granular heap break?, *The European physical journal. E, Soft matter*, **14**(2), 177–83, doi :10.1140/epje/i2004-10013-5.
- RICKENMANN D., TUROWSKI J. M., FRITSCHI B., WYSS C., LARONNE J., BARZILAI R., REID I., KREISLER A., AIGNER J., SEITZ H., et HABERSACK H. (2014), Bedload transport measurements with impact plate geophones : comparison of sensor calibration in different gravel-bed streams, *Earth Surface Processes and Landforms*, **39**(7), 928–942.
- ROCHE O., GILBERTSON M., PHILLIPS J., et SPARKS R. (2005), Inviscid behaviour of fines-rich pyroclastic flows inferred from experiments on gas-particle mixtures, *Earth and Planetary Science Letters*, **240**(2), 401 – 414, doi :10.1016/j.epsl.2005.09.053.
- ROCHE O., ATTALI M., MANGENEY A., et LUCAS A. (2011), On the run-out distance of geophysical gravitational flows : Insight from fluidized granular collapse experiments, *Earth and Planetary Science Letters*, **311**(3-4), 375–385, doi :10.1016/j.epsl.2011.09.023.

- ROCHE O., NIÑO Y., MANGENEY A., BRAND B., POLLOCK N., et VALENTINE G. (2013), Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows, *Geology*, **41**(10), 1107–1110.
- ROTH D. L., BRODSKY E. E., FINNEGAN N. J., RICKENMANN D., TUROWSKI J. M., et BADOUX A. (2016), Bed load sediment transport inferred from seismic signals near a river, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121**(4), 725–747.
- ROTH D. L., FINNEGAN N. J., BRODSKY E. E., RICKENMANN D., TUROWSKI J. M., BADOUX A., et GIMBERT F. (2017), Bed load transport and boundary roughness changes as competing causes of hysteresis in the relationship between river discharge and seismic amplitude recorded near a steep mountain stream, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **122**(5), 1182–1200.
- SAVAGE S. et HUTTER K. (1991), The Dynamics of Avalanches of Granular Materials from Initiation to Runout. Part I : Analysis, *Acta Mechanica*, **86**, 201.
- SCHEINGROSS J. S., BRUN F., LO D. Y., OMERDIN K., et LAMB M. P. (2014), Experimental evidence for fluvial bedrock incision by suspended and bedload sediment, *Geology*, **42**(6), 523–526.
- SCHNEIDER J.-L. et FISHER R. V. (1998), Transport and emplacement mechanisms of large volcanic debris avalanches : evidence from the northwest sector of Cantal Volcano (France), *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **83**(1), 141–165.
- SCHOLTÈS L. et DONZÉ F.-V. (2012), Modelling progressive failure in fractured rock masses using a 3D discrete element method, *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, **52**, 18 – 30, doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2012.02.009>.
- SCHOLTÈS L. et DONZÉ F.-V. (2013), A DEM model for soft and hard rocks : role of grain interlocking on strength, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **61**(2), 352–369.
- SEIDL M. et DIETRICH W. (1993), The problem of channel erosion into bedrock, *Catena supplement*, **23**, 101–101.
- SEXTON M., HARDIMAN S., MÖBIUS M., et HUTZLER S. (2014), Sheared disk packings as a model system for complex dynamics, *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, **394**, 312–319.
- SKLAR L. S. (2004), A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load, *Water Resources Research*, **40**(6), W06,301, doi :[10.1029/2003WR002496](https://doi.org/10.1029/2003WR002496).
- SKLAR L. S. et DIETRICH W. E. (2001), Sediment and rock strength controls on river incision into bedrock, *Geology*, **29**(12), 1087, doi :[doi:10.1130/0091-7613\(2001\)](https://doi.org/10.1130/0091-7613(2001)29<1087:SR&st=abs).
- SKLAR L. S. et DIETRICH W. E. (2008), Implications of the saltation–abrasion bedrock incision model for steady-state river longitudinal profile relief and concavity, *Earth Surface Processes and Landforms*, **33**(7), 1129–1151.

- SKLAR L. S., DIETRICH W. E., FOUFOULA-GEORGIU E., LASHERMES B., et BELLUGI D. (2006), Do gravel bed river size distributions record channel network structure?, *Water Resources Research*, **42**(6), W06D18, doi :10.1029/2006WR005035.
- STARON L. (2008), Mobility of long-runout rock flows : a discrete numerical investigation, *Geophysical Journal International*, **172**(1), 455–463, doi :10.1111/j.1365-246X.2007.03631.x.
- STARON L. et HINCH E. J. (2005), Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation, *Journal of Fluid Mechanics*, **545**(-1), 1, doi :10.1017/S0022112005006415.
- STARON L. et HINCH E. J. (2006), The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions, *Granular Matter*, **9**(3-4), 205–217, doi :10.1007/s10035-006-0033-z.
- SYVITSKI J. P. et SAITO Y. (2007), Morphodynamics of deltas under the influence of humans, *Global and Planetary Change*, **57**(3-4), 261–282.
- TAYLOR K., KING P. J., et SWIFT M. R. (2008), Influence of magnetic cohesion on the stability of granular slopes, *Phys. Rev. E*, **78**, 031,304, doi :10.1103/PhysRevE.78.031304.
- THOMPSON E. L. et HUPPERT H. E. (2007), Granular column collapses : further experimental results, *Journal of Fluid Mechanics*, **575**, 177, doi :10.1017/S0022112006004563.
- TSAI V. C., MINCHEW B., LAMB M. P., et AMPUERO J.-P. (2012), A physical model for seismic noise generation from sediment transport in rivers, *Geophysical Research Letters*, **39**(2).
- TUCKER G. E. et SLINGERLAND R. (1996), Predicting sediment flux from fold and thrust belts, *Basin Research*, **8**(3), 329–349.
- TUROWSKI J. M., LAGUE D., et HOVIUS N. (2007), Cover effect in bedrock abrasion : A new derivation and its implications for the modeling of bedrock channel morphology, *Journal of Geophysical Research*, **112**(F4), F04,006, doi :10.1029/2006JF000697.
- UI T., KAWACHI S., et NEALL V. E. (1986), Fragmentation of debris avalanche material during flowage? Evidence from the Pungarehu Formation, Mount Egmont, New Zealand, *Journal of volcanology and geothermal research*, **27**(3), 255–264.
- WHIPPLE K. X. et TUCKER G. E. (1999), Dynamics of the stream-power river incision model : Implications for height limits of mountain ranges, landscape response timescales, and research needs, *Journal of Geophysical Research*, **104**(B8), 17,661, doi :10.1029/1999JB900120.
- WHIPPLE K. X. et TUCKER G. E. (2002), Implications of sediment-flux-dependent river incision models for landscape evolution, *Journal of Geophysical Research*, **107**, doi :10.1029/2000JB000044.
- WILLET S. D. (1999), Orogeny and orography : The effects of erosion on the structure of mountain belts, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, **104**(B12), 28,957–28,981.

- YANITES B. J., EHLERS T. A., BECKER J. K., SCHNELLMANN M., et HEUBERGER S. (2013), High magnitude and rapid incision from river capture : Rhine River, Switzerland, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **118**(2), 1060–1084, doi :10.1002/jgrf.20056.
- YARNOLD J. C. (1993), Rock-avalanche characteristics in dry climates and the effect of flow into lakes : Insights from mid-Tertiary sedimentary breccias near Artillery Peak, Arizona, *Geological Society of America Bulletin*, **105**(3), 345–360.
- ZENIT R. (2005), Computer simulations of the collapse of a granular column, *Physics of Fluids*, **17**(3), 031703, doi :10.1063/1.1862240.
- ZHAN Z. (2017), Gutenberg–Richter law for deep earthquakes revisited : A dual-mechanism hypothesis, *Earth and Planetary Science Letters*, **461**, 1–7.

Curriculum Vitæ

Cursus

- Depuis 2009 **Maître de Conférences** à l'Université Claude Bernard Lyon 1 (CNU section 35), associé au Laboratoire de Sciences de la Terre, puis Laboratoire de Géologie de Lyon : Terre, Planètes, Environnement (CNRS UMR5276).

Enseignement (192h eq. TD/an), département de sciences de la Terre (OSUL).
- 2008 **Post-doctorat** à l'Université Technique du Danemark (DTU), encadré par Tomas Bohr et Thomas Kiørboe.
Étude expérimentale et numérique des écoulements générés par la locomotion du plancton (unicellulaires flagellés et copépodes).
- 2006-2007 **Post-doctorat** à Trinity College Dublin (Irlande), encadré par Denis Weaire et Stefan Hutzler.
Simulations numériques sur la rhéologie des mousses liquides.
Vacations (30h eq. TD/an), School of Physics.
- 2002-2005 **Thèse de doctorat** à l'université Rennes 1, sous la direction d'Alexandre Valance.
Mécanique des fluides et physique granulaire : étude expérimentale, analytique et numérique de l'apparition et de la croissance des rides de sables sous un écoulement d'eau unidirectionnel.
Monitorat (64h eq. TD/an), département de physique.
- 2002 DEA « Physique statistique et Phénomènes non-linéaires ».
- 1999-2002 École Normale Supérieure de Lyon, département des Sciences de la Matière.
Licence & maîtrise de Physique.

Stages, formations, séjours scientifiques

- 2014 Séjour d'une semaine, Trinity College Dublin (Irlande).
Collaboration avec S. Hutzler et S. Murray.
- 2013 Séjour d'une semaine, Trinity College Dublin (Irlande).
Collaboration avec S. Hutzler.
- 2009 2 séjours d'une semaine, DTU Fluids / DTU Aqua (Danemark).
Collaboration avec T. Bohr et T. Kiørboe.
- 2008 École d'été : Dynamics in soft condensed matter (Cargèse).
- 2007 École d'été : Complex motion in fluids (Krogerup, Danemark).
- 2006 École d'hiver : Physics of foams (Les Houches).
- 2004 École « Chaos, non-linéarités, morphogénèse » (Grenoble).
- 2002 *Formation et évolution de rides granulaires sous-marines*, stage de DEA,
sous la direction d'A. Valance, au G.M.C.M. (Université Rennes 1).
- 2001 *Influence du nombre de Prandtl sur la convection thermique*, stage de maîtrise,
sous la direction de Ulrich Hansen, à l'Institut de Géophysique de
Münster, Allemagne.
- 2000 *Propriétés d'un halo galactique de naines blanches*, stage de licence, sous la
direction de Gilles Chabrier, au CRAL (Lyon).

Projets financés

- 2020 ? Participation projets ANR et SBP. *Friction granulaire et séismes*.
- 2018 Participation projet FRAMA : 8 k€. *Morphogénèse glaciaire*.
- 2018 P.I. financement INSU-Tellus/ALEA : 4 k€. *Éboulements*.
- 2016 P.I. financement PEPS (Mission Interdisciplinaire du CNRS) : 24 k€. *Éboulements*.
- 2014-18 Participation projet SFI (Irlande). *Mousses et fibres*.
- 2014 P.I. Financement INSU-PNP : 6 k€. *Éboulements*.
- 2012-16 Participation ANR ExoDunes.
- 2011-14 Participation ANR CocoRisko.
- + différents financements propres au laboratoire et à l'Université.

Missions de terrain

- 2018-19 6 missions Chamonix (Glacier d'Argentière et Mer de Glace) : instrumentation pour l'observation *in situ* des tables glaciaires et cônes de débris.
- 2015 Vacances studieuses à Hawaii : collecte d'échantillons de réticulite.
- 2014 Mission ObsErA (Guadeloupe) : mesures de transport sédimentaire (imagerie drone) et prospection électrique du sous-sol.

Responsabilités

Commissions

- 2017-2014-2017 Membre de la commission « Formation » de l'OSU de Lyon.
Membre de la commission « Services d'observation » de l'OSU de Lyon.
- 2013-2016 Membre du Comité Consultatif sections CNU 34/35/36 (UCBL).
- 2012 Membre du comité de sélection, concours MdC section 35 (UCBL).

Organisation

- 2016 Co-organisation du rassemblement national (sur le campus La Doua-LyonTech) du dispositif européen *Chain Reaction*.
- 2014 Organisation d'une réunion du GDR TransSNat (Lyon).

Thèses

- 2016 Membre du comité de thèse de Y. Corre (LGLTPE, Lyon).
- 2015 Examineur, thèse de doctorat de J. Mathé (Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand).
- 2011-14 Co-encadrant (80%) de la thèse de doctorat de G. Aubert, *Processus d'incision dans les rivières à fond rocheux*, soutenue à Lyon le 5 décembre 2014.
- 2013 Rapporteur (*External examiner*), thèse de doctorat de Michael Sexton (Trinity College Dublin, Irlande).

Jurys

- 2009-2019 Membre des jurys d'admissibilité et admission au premier concours d'admission aux ENS (filière BCPST) : conception et correction des épreuves écrite et orale de physique.
- 2019 Président du jury de baccalauréat, lycée Descartes (Saint-Genis Laval).
- 2013 Président du jury de baccalauréat, lycée Ampère (Lyon).

Divers

- Co-responsable de la plateforme expérimentale PHEDRE (canal hydraulique).
- Relecteur pour les revues PRL, PRE, COLSUA, EPJE, Sci. Rep., Science, Langmuir, JGR, EPSL, Geology.

Liste des publications

Articles dans des revues internationales à comité de lecture

1. **V.J. Langlois** *et al.*, Evolution of a cliff by successive rockslides, *en préparation* (2019).
2. P. Allemand, E. Lajeunesse, A. Quiquerez, **V.J. Langlois**, O. Devauchelle, P. Grandjean, C. Delacourt, Threshold for bedload transport measured from diachronic drone images on the example of Vieux Habitants River (Guadeloupe), *en préparation* (2019).
3. **V.J. Langlois** & C. Quantin, Dynamics of ejecta during the formation of an impact crater : insights from discrete numerical simulations, *soumis* (2019).
4. J. Winkelmann, F.F. Dunne, **V.J. Langlois**, M.E. Möbius, D. Weaire, S. Hutzler, 2D foams above the jamming transition : Deformation matters, *Coll. Surf. A*, **534** : 52-57 (2017).
5. **V.J. Langlois** & S. Hutzler, Dynamics of a flexible fibre in a sheared two-dimensional foam : numerical simulations, *Coll. Surf. A*, **534** :105-111 (2017).
6. G. Aubert, **V.J. Langlois**, P. Allemand, Bedrock incision by bedload : insights from direct numerical simulations, *Earth Surf. Dynam.*, **4** : 327-342 (2016).
7. **V.J. Langlois**, A. Quiquerez et P. Allemand, Collapse of a two-dimensional brittle granular column : implications for understanding dynamic rock fragmentation in a landslide, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, **120** (2015).
8. **V.J. Langlois**, The two-dimensional flow of a foam through a constriction : insights from the bubble model, *J. Rheol.*, **58** : 799 (2014).
9. T. Kiørboe, A. Andersen, **V.J. Langlois**, H.H. Jakobsen, Unsteady motion : escape jumps in planktonic copepods, their kinematics and energetics, *J. Roy. Soc. Interface*, **7** : 1591-1602 (2010).
10. T. Kiørboe, A. Andersen, **V.J. Langlois**, H.H. Jakobsen, T. Bohr, Mechanisms and feasibility of prey capture in ambush feeding zooplankton, *P.N.A.S.* **106** : 12394-12399 (2009).
11. **V.J. Langlois**, A. Andersen, T. Bohr, A. Wisser, T. Kiørboe, Significance of swimming and feeding currents for nutrient uptake in osmotrophic and interception feeding flagellates, *Aquat. Microb. Ecol.* **54** : 35-44 (2009).
12. **V.J. Langlois**, S. Hutzler et D. Weaire, Rheological properties of the soft disk model for 2D foams, *Phys. Rev. E* **78** : 021401 (2008).

13. D. Weaire, S. Hutzler, **V.J. Langlois**, R.J. Clancy, Velocity dependence of shear localization in a 2D foam, *Philos. Mag. Lett.* **88** : 387-396 (2008).
14. **V. Langlois** et A. Valance, Formation and evolution of current ripples on a flat sand bed under turbulent water flow, *Eur. Phys. J. E*, **22** : 201-208 (2007).
15. **V. Langlois** et A. Valance, Three-dimensionality of sand ripples under a laminar shear flow, *J. Geophys. Res. (Earth Surface)*, **110** : F04S09 (2005).
16. **V. Langlois** et A. Valance, Two-dimensional sand ripples under continuous laminar shear flow, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 248001 (2005).
17. A. Valance et **V. Langlois**, Ripple formation over a sand bed submitted to a laminar shear flow, *Eur. Phys. J. B*, **43** : 283-294 (2005).

Chapitres de livres

18. D. Weaire, **V. Langlois**, M. Saadatfar, S. Hutzler, Foam as granular matter, *in* Granular and complex materials, eds. T. Aste, T. Di Matteo, A. Tordesillas, World Scientific Publishing (2007).

Actes de conférences à comité de lecture

19. **V.J. Langlois** et C. Quantin, Dynamics of Ejecta during the formation of an impact crater : discrete numerical simulations, *Proceedings of the 50th Lunar and Planetary Science Conference 2019 (Houston, États-Unis)*.
20. **V.J. Langlois** et P. Allemand, On the influence of dynamic rock fragmentation in a landslide, *Proceedings of the 2013 JAG Meeting (Grenoble, France)*.
21. T. Kiørboe, A. Andersen, **V. Langlois**, H.H. Jakobsen, H. Jiang, Copepod power : kinematics, energetics and scaling of copepod escape jumps, *Proceedings from the 2010 AGU Ocean Sciences Meeting* (Portland, États-Unis).
22. D. Weaire, S. Hutzler et **V.J. Langlois**, Foam rheology in two dimensions, *XVth International Congress on Rheology, 2008* (Monterey, États-Unis).
23. **V. Langlois** et A. Valance, Three-dimensional sand patterns under shear flow, *Powders and Grains 2005* (Stuttgart, Allemagne).
24. **V. Langlois** et A. Valance, 2D and 3D stability analysis of sand ripple formation, *MARID 2004* (Twente, Pays-Bas).

Liste des communications

Présentations dans des conférences internationales

- 2020 Workshop « Particle breakage in granular flows » (Nantes, France).
Dynamic rock fragmentation.
- 2019 European Planetary Science Conference (Genève, Suisse).
Dynamics of ejectas in the formation of an impact crater (poster).
Lunar and Planetary Science Conference (Houston, États-Unis).
Dynamics of ejectas in the formation of an impact crater (poster).
- 2018 American Geophysical Union Fall Meeting (Washington, États-Unis).
Dynamics of ejectas in the formation of an impact crater (poster).
- 2017 Conférence « Bubble and Drop » (Lyon, France).
Dynamics of a fibre-laden foam.
- 2016 European Fluid Mechanics Conference (Séville, Espagne).
Numerical simulations of bedrock incision by bedload.
Dynamics of a fibre-laden foam.
Collapse of a brittle granular column.
StatPhys 26 (Lyon, France).
Dynamics of a fibre-laden foam (poster).
EuFoam 2016 (Dublin, Irlande).
Dynamics of a fibre-laden foam.
European Geosciences Union Spring Meeting (Vienne, Autriche).
Cobble deposits observed by drone in Vieux-Habitants River (Guadeloupe, France) : consequences on bedload transport (poster).
- 2014 APS Division of Fluid Dynamics Meeting (San Francisco, États-Unis).
Dynamic rock fragmentation in a landslide.
- 2013 European Geosciences Union Spring Meeting (Vienne, Autriche).
Dynamic rock fragmentation in a landslide (poster).
- 2012 Soft matter physics and solid earth sciences : unifying concepts (Tokyo, Japon).
Rupture, collapse and flow of a brittle granular column.
Dissipative Rheology of Foams CECAM Workshop (Dublin, Irlande).
2D foam in a Poiseuille flow : effect of the walls.
- 2011 American Geophysical Union Fall Meeting (San Francisco, États-Unis).
Failure and collapse of a brittle granular column (poster).

- 2010 Franco-Japanese Joint Seminar : Deformation, Flow and Rupture of Soft Matter (Lyon, France).
The rheology of two-dimensional foams.
 European Geosciences Union (Vienne, Autriche).
Numerical simulations of bedload sediment transport.
- 2009 5th Annual European Rheology Conference (Cardiff, R.-U.).
Simulations of flow localization in 2D foams.
Rheology of 2D foams.
 IMA Dense Granular Flows (Cambridge, R.-U.).
Foam as a soft granular material.
- 2008 APS DFD Annual Meeting (San Antonio, États-Unis).
Can unicells increase their nutrient uptake by swimming ?
 DynaSoft 2008 (Cargèse, France).
Rheology of 2D foams (poster).
 EuFoam Conference (Noordwijk, Pays-Bas).
Recent progress in 2D foam rheology (poster).
 Colloidal Suspensions, Granular Media, Foams, and Complex Plasmas (Leiden, Pays-Bas).
A numerical approach to foam rheology.
 Workshop on Foam Mechanics (Grenoble, France).
Rheology and shear-banding in 2D foams : the soft-disk model.
- 2007 Complex motion in fluids (Krogerup, Danemark).
Sediment transport in a laminar flow (poster).
 StatPhys 2007 : Granular media and colloidal suspensions (Naples, Italie).
Sediment transport in a laminar flow (poster).
Wet foam as soft granular medium : bubbles in a rotating drum (poster).
- 2006 DyGraM 2006 : Jamming, rheology and instabilities (Rennes, France).
Long-time evolution of sand ripples.
- 2005 Granular matter Symposium (Reggio di Calabria, Italie).
Linear and nonlinear stability analysis of 3D sand ripple formation.
 Powders and Grains 2005 (Stuttgart, Allemagne).
Linear and nonlinear stability analysis of 3D sand ripple formation (poster).
- 2004 Gordon Research Conference : Granular and Granular-fluid flows (USA).
Dynamics of ripples and sand piles under steady flow - experimental study (poster).
 International workshop on Dune formation and migration (Carré-le-Rouët).
3D patterns under steady unidirectional flow.
 International workshop MARID 2004 (Universiteit Twente, P.-B.)
Ripple formation under a steady flow : 2D and 3D stability analysis.
- 2003 Newton Inst. : Geophysical granular and particle-laden flows (Bristol, RU).
Instability of a granular bed sheared by a steady flow (poster).

Ateliers, GdR, séminaires invités

- 2020 Séminaire invité, LPG (Nantes). *Éboulements et cratères d'impact*.
- 2018 Réunion GDR MePhy (Paris). *Éboulements et recul de falaise*.
- 2017 Séminaire invité, ISTERre (Grenoble). *Glissements de terrain*.
- 2016 Symposium du pôle de compétitivité Axelera (Lyon). *Mousses*.
- 2015 Réunion GDR TransNat (Paris). *Glissements de terrain*.
- 2014 Fibres & Foams workshop (Dublin, Irlande). *Mousses*.
- 2013 Séminaire invité, Trinity College Dublin (Irlande). *Glissements de terrain*.
Journées Aléa Gravitaire (Grenoble). *Glissements de terrain*.
Séminaire invité, I.P.G.P (Paris). *Glissements de terrain*.
- 2012 Séminaire invité, M.S.C. (Paris). *Plancton*.
Réunion du GdR TransNat, Tours. *Glissements de terrain*.
- 2011 Réunion du GdR TransNat, Clermont-Ferrand. *Glissements de terrain*.
- 2010 Séminaire invité, Séminaire Rhône-Alpin de Modélisation du Vivant (Lyon).
Plancton.
Séminaire invité, ENS Paris. *Transport sédimentaire*.
- 2009 Réunion du GdR TransNat, Roscoff. *Transport sédimentaire*.
Séminaire invité, Institut de Physique de Rennes. *Plancton*.
- 2008 Réunion du GdR Mousses, Dourdan-la-Forêt. *Mousses*.
Réunion du GdR Phoenix, ENS Lyon. *Rides et transport*.
Fluid DTU Seminar (Lyngby, Danemark). *Plancton*.
Séminaire invité, Institut d'Alembert (Paris). *Mousses*.
Séminaire invité, DTU Fluid Center (Lyngby, Danemark). *Mousses*.
- 2007 Séminaire invité, GRASP (Liège). *Mousses*.
Séminaire invité, Institut for Fysik (Copenhague). *Rides et transport sédimentaire*.
Séminaire invité, Institut d'Alembert (Paris). *Rides de courant*.
- 2006 Séminaire invité, Géosciences Rennes. *Rides de courant*.
- 2005 Séminaire invité, Trinity College, Dublin (Irlande). *Rides de courant*.
Réunion du GdR MiDi (CARRY-le-Rouët). *Rides et dunes*.
- 2003 Congrès général de la SFP (Lyon). *Rides de courant*.
Réunion du GdR Milieux Divisés (Roscoff). *Rides de courant*.
- 2002 Journées de la Matière Condensée (JMC8, Marseille). *Ride de courant*.

Activités d'enseignement

Ayant suivi un cursus en physique, je me suis retrouvé peu ou prou au même niveau que les étudiants lorsque j'ai dû enseigner pour la première fois géophysique ou géotechnique. Cependant après quelques années j'ai pu acquérir assez de culture générale en géologie pour pouvoir m'impliquer progressivement davantage dans la formation en sciences de la Terre et j'ai ainsi pris la responsabilité de l'année de L2 (première année propre au département de sciences de la Terre) depuis 2014.

J'ai particulièrement créé ou développé les enseignements dans les modules suivants :

- Mathématiques et informatique pour géosciences (L2 UCBL) ;
- Introduction à la géophysique (L2 UCBL) ;
- Risques naturels (L3 UCBL/ENSL et enseignement transversal de licence) ;
- Mécanique des fluides en géophysique (L3 UCBL/ENSL) ;
- Méthodes géophysiques pour l'environnement (M1 IG2E) ;
- Physique du transport sédimentaire (M2 UCBL/ENSL).

Dans le cadre de ces modules, j'ai contribué à mettre en place des évaluations sur projets en analyse de données (sismologie, télédétection, géotechnique, mécanique des sols, etc) ou en simulations numériques (évolution des paysages) et des enseignements pratiques (TP sur les écoulements de sédimentation et en milieu poreux, mesure de g). Je participe également régulièrement, mais avec une implication horaire moindre, aux enseignements de géosciences générales en L1, chimie (atomistique) en L2 et méthodes numériques en M1.

Depuis 2018 j'ai travaillé de concert avec le département de physique de l'UCBL pour concevoir un nouveau module de « Physique pour les géosciences » qui sera proposé en 2020-21 aux étudiants de L1 intéressés pour poursuivre en sciences de la Terre. Ce module remplacera pour eux celui de physique pour les sciences de la vie (traitant d'électricité et optique), et comportera à part égale des introductions à la mécanique du point et à la thermodynamique qui faciliteront la présentation des concepts en géochimie et géophysique à partir du L2. Cette première collaboration s'inscrit dans la démarche de conception des « Nouveaux Cursus Universitaires », pour lesquels je participe à la réflexion sur plusieurs autres pistes : offrir la possibilité aux étudiants de L1 de choisir une coloration soit *biologie* soit *physique-chimie* avant d'intégrer le L2 en sciences de la Terre, et proposer sur cette année un parcours renforcé afin de faciliter la transition L2-L3.

Enfin, je suis également impliqué dans le concours d'entrée aux ENS/ENTPE en tant que membre du jury pour la physique en BCPST : correction des copies d'écrit (2011-2019), conception de 2 sujets d'écrit (2011 et 2017), 4 ans en tant qu'interrogateur à l'oral (2013-2017).

Services d'enseignement

2009-	Maître de Conférences, Université Lyon 1 - ENS Lyon (200 h/an). Université Lyon 1 - ENS de Lyon - IG2E - Université Ouverte Lyon. Risques Naturels (U.O., L2-L3 UCBL) Géologie générale (L1 UCBL). Mathématiques, Introduction à la Géophysique, Atomistique (L2 UCBL). Mécanique des fluides, Gravimétrie, Risque naturels (L3 ENSL). Techniques géophysiques pour l'environnement (M1 IG2E). Physique du transport sédimentaire (M2 ENSL).
2006-2007	Vacations, Trinity College Dublin (40 h/an). TP et TD de physique générale (2 ^e année). Encadrement de projets en simulation numérique (4 ^e année).
2003–2005	Monitorat à l'université Rennes 1 (64 h/an). Physique de l'environnement, physique générale, mécanique du point, mécanique des fluides, électronique, thermodynamique.
2003-2009	Rédaction d'annales de concours (éditions H&K).

Encadrement d'étudiants

2019	Stage M1 M. de san Feliciano, M2 M. Vicet (LPENSL).
2018	Stages L3 M. Erpeldinger, G. Chrétien.
2016	Stage L3 G. Ropp.
2015	Stage L1 C. Meyer.
2011-2014	Co-encadrement de thèse (70%) G. Aubert.
2014	Stages L3 D. Cremer, E. Beaucé.
2013	Stage L3 S. Breton.
2011	Stages M2 G. Aubert, L2 C. Marcilly.
2010	Stage L3 N. Grivault.

Responsabilités

2014-	Responsable de l'année L2 de la Licence de Sciences de la Terre (UCBL) : organisation pédagogique, suivi des étudiants, jurys, commission d'admission.
2009-	Membre des jurys d'admissibilité et admission au premier concours d'admission aux ENS (filiale BCPST) : conception et correction des épreuves écrite et orale de physique.
2008-	Responsabilité des U.E. <i>Introduction à la Géophysique</i> et <i>Maths/Info pour Géosciences</i> (L2 UCBL), <i>Risques Naturels</i> (L3 ENSL/UCBL), <i>Géophysique pour l'environnement</i> (M1 IG2E), <i>Physique du Transport sédimentaire</i> (M2 ENSL/UCBL).

Activité de vulgarisation

Au même titre que la recherche et l'enseignement, la diffusion des connaissances et leur communication au grand public fait partie intégrante des missions des enseignants-chercheurs [Décret n° 84-431 du 6 juin 1984, article 3]. Je m'efforce donc de participer régulièrement à différentes formes de présentations destinées au grand public.

Participations à des événements de médiation

2019	Dispositif <i>Déclics</i> : mini-conférence et « speed-meeting » en lycée (Lyon).
2019	<i>On the Moon again</i> : soirées d'observation au télescope dans la rue (Lyon).
2015-19	Conférences à l'Université Ouverte de Lyon (séismes, tsunamis, éboulements et glissements de terrain, physique des dunes, physique des rivières, grandes expéditions géodésiques).
2017	Dispositif <i>Déclics</i> : 2 interventions « speed-meeting » en lycée (Lyon).
2017	Fête de la science, soirée d'observation astronomique (Saint-Genis Laval).
2017	Intervention sur la science des mousses au festival <i>Pint of Science</i> (Villeurbanne).
2016	Conférence grand public, Médiathèque de Corbas (Rhône).
2014-16	Dispositif européen <i>Chain Reaction</i> : Interventions en lycée (Vaulx-en-Velin, Saint-Chamond, Saint-Étienne, Villefranche-sur-Saône) et co-organisation du rassemblement national (Lyon, 2016).
2011	Fête de la Science : conférence grand public BU Lyon 1 « Des cartes pour comprendre la Terre ».
2010-11	La Nuit des Chercheurs (Villeurbanne) : jeu interactif « À quoi sert la Science ? » ; mini-conférence « La science désenchantante-t-elle le monde ? ».
2003-04	Fête de la Science (Rennes et Château d'Olonne, en partenariat avec l'association « Musée du sable »).
2004	Animation du « Congrès des jeunes chercheurs » (Rennes) : ateliers, visites de laboratoire et démonstrations pour des élèves d'écoles primaires.

Publications grand public et enseignement

- Blog « La Forêt des sciences » (80 billets), membre de l'association « Café des sciences ».
- *À la recherche des longitudes*, blog « Images des mathématiques » (2013).
- *Une calculatrice mécanique pour les marées*, blog « Images des mathématiques » (2013).
- *Pourquoi le ciel est-il bleu ?*, Prépa Magazine (octobre 2008-).
- Contributions aux *Annales des Concours, Physique-Chimie* : PSI 2003-05, MP 2004, PC 2007-09 (ouvrages collectifs, éditions H&K).

